HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	光第2高調波発生における2次元的疑似位相整合
Author(s)	小柳, 幸次郎; 三島, 瑛人
Citation	北海道大學工學部研究報告, 168, 33-38
Issue Date	1994-02-21
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/42415
Type	departmental bulletin paper
File Information	168_33-38.pdf

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

北海道大学工学部研究報告
第 168 号（平成 6 年）

Bulletin of the Faculty of Engineering
Hokkaido University No. 168 (1994)

光第 2 高調波発生における 2 次元的疑似位相整合

小 柳 幸次郎　　三 島 瑛 人

（平成 5 年 10 月 12 日受理）

Two Dimensional Quasi-Phase-Matching for Optical Second Harmonic Generation

Kojiro KOYANAGI and Teruhito MISHIMA

(Received October 12, 1993)

Abstract

A new technique is proposed for quasi-phase-matched (QPM) second harmonic generation (SHG) in a nonlinear bulk crystal with domain inverted structures, where two fundamental waves propagate in different directions. The residual mismatch caused by fabrication errors or by the shift of the wavelength is easily compensated by readjusting the incident directions.

1. ま え が き

コヒーレントな短波長光源を得る方法として，2 次，3 次の非線形光学効果を用いたパラメトリックアップコンバータが考えられてきた。特に最近は，小型の短波長コヒーレント光源の研究が盛んであり，SHG を用いた赤外半導体レーザの可視化が，光デイスクの高密度記録・再生用光源などとして注目されている。SHG を実現する方法としては，複屈折の利用，チェレンコフ放射モードの利用，光導波路のモード分散の利用そして周期構造の利用などがある。SHG の実用化において重要なことは，いかに変換効率を高めるかである。$LiNbO_3$の周期ドメイン反転構造を用いた SHG[1),(2)] が，大きな非線形光学係数成分を利用できるため，話題になっている。しかし，変換効率を大きくするためには，疑似位相整合（quasi-phase-matching：QPM）条件を満たす必要がある。ところが，周期長の作製精度の点などから，この条件を厳密に満たすことは，バルク型，導波路型ともに難しい。その対策として，基本波の波長を走査して QPM 条件を満足させる方法[3)] が主に考えられている。また，複数の周期をもつ周期ドメイン反転構造媒質から，QPM 条件を満たす周期を選び出す方法[4)] や自動的に QPM 条件を満たす基本波光源（LD）を発振させる方法[5)] なども考えられている。

本論文は，基本波の入射光を 2 つ（2 ビーム）に分けて整合をとる 2 次元的（ノンコリニア）位相整合の方法[6)] を，バルク型の周期構造（周期ドメイン反転構造）媒質の場合に適用している。そして，周期長，基本波の波長，媒質温度の変動に対する 2 次元的 QPM 条件を求めている。2 ビームを周期方向に対して対称に入射させて疑似位相整合をとるこの方法は，基本波の波長を走査する従来の方法と比較して，似位相整合の微調整が容易であり，任意の基本波長に対してSHGが

電子工学科　電子物理工学講座

得られる特長を持つ[7]。また，1つの基本波（1ビーム）の伝搬方向に対して結晶の角度を調整することにより疑似位相整合を満たす方法[8]と比較すると，反転周期の長さがコヒーレント長より長くても，短くても疑似位相整合の微調整が可能なことと，発生する第2高調波の伝搬方向が微調整において変わらない特長をもつ。

2. 2次元的疑似位相整合特性

2. 1 SHGの出力

周期ドメイン反転構造（厚さと屈折率が等しく非線形光学係数Xの符号を反転させた媒質を交互に重ね合わせた構造）非線形媒質より，発生する第2高調波（波長 λ_s，波数 k_s）の ϕ_s 方向における出力 I_s は，Hellwarthらの回折理論[9]を用いて求めると，次式となる。但し，平面波の基本波（波長 λ_i，波数 k_i）を，2つに分け，x軸方向に対称に入射させている。その角度を ϕ_i（$\geqq 0$）とする。なお，周期長d，周期総数N，y軸方向の長さaとする。図1に周期構造媒質と基本波の入射角度の関係を示す。

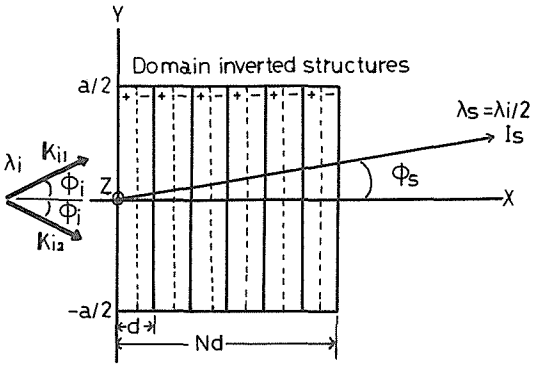

図1 2次元的疑似位相整合による第2高調波発生の概要
Fig. 1 Scheme of the SHG by two dimensional quasi-phase-matching.

$$I_s = K_o \cdot |\chi|^2 \cdot a^2 \cdot (Nd)^2 \cdot I_y \cdot I_x \cdot I_{xN} \tag{1}$$

$$I_y = \mathrm{sinc}^2\left(\frac{\Delta k_y a}{2}\right) \tag{2}$$

$$I_x = \mathrm{sinc}^2\left(\frac{\Delta k_x d}{4}\right) \cdot \sin^2\left(\frac{\Delta k_x d}{4}\right) \tag{3}$$

$$I_{xN} = \left[\frac{\sin(\Delta k_x N d/2)}{N \sin(\Delta k_x d/2)}\right]^2 \tag{4}$$

$$\Delta k_x = k_s \cos\phi_s - 2\, k_i \cos\phi_i \tag{5}$$

$$\Delta k_y = k_s \sin\phi_s \tag{6}$$

K_o は基本波の入射光強度などに依存する係数である。Δk_x と Δk_y は，x，y軸方向の位相不整合量である。

2. 2 疑似位相整合の微調整

SHGの出力（式(1)）を極大にする条件，すなわちQPM条件[10]は次式で表せる。但し，$a \gg d$，$L = Nd \gg d$ とする。

$$\Delta k_y = 0 \quad (\phi_s = 0) \tag{7}$$

$$\Delta k_x = 2\pi m/d \quad (m = \pm 1,\ \pm 3,\ \pm 5\cdots) \tag{8}$$

QPM条件とは，高調波と基本波の伝搬定数の差を周期構造で補償して位相整合をとるものである。基本波を2つに分けて周期方向に対称に入射させるこの場合の方法は，第2高調波の出力は，基本波の入射方向 ϕ_i に関係なく，常に $\phi_s = 0$（周期方向）で最大となる特長をもつ。なお，基本波ビームを周期方向に対称に入射させる方法とし次のようなものが考えられる。周期構造媒質の側面から反射板を出し，その反射板に基本波ビーム（1ビーム）を入射させ，直接周期構造

媒質に入射する基本波と反射板からの反射光で対称入射光（2ビーム）をつくる。入射角度の調整は，基本波（1ビーム）の入射光角度を変える方法と非線形媒質を回転させる方法がある。

これからは，最大出力が得られるm＝1（1次のQPM条件）の場合について考える。最初に，周期長dの作製精度の許容度を考察する。許容度を，出力を最大値〔式(4)の最大値条件：$\Delta k_x d/2=\pi$〕から零〔$N\Delta k_x(d+\Delta d_0)/2=N\pi+\pi$〕まで変化させる，周期長の変化量（$\Delta d_0$）とすると，次式となる。

$$\Delta d_0 \simeq d/N \tag{9}$$

例えばN＝100とすると，dが数μmの場合，Δd_0は数十nmとなり，変換効率を上げるためNを増し1000にすると，Δd_0は数nmとなる。現在の周期ドメイン反転構造の作製技術からは，基本波の波長を固定した場合，QPM条件を完全に満たすことは難しい。従って，作製精度に伴う周期長のずれを，何等かの方法で補う必要がある。このことについて，一般的に考察してみる。

周期長d，基本波の波長λ_i（第2高調波の波長$\lambda_s=\lambda_i/2$），媒質の温度T，入射角度ϕ_iにおいて，$\Delta k_y=0$（$\phi_s=0$），$\Delta k_x=2\pi/d$（QPM条件）が満たされているとする。ここで，各パラメータ（d，λ_i，T，ϕ_i）がΔd，$\Delta\lambda_i$，ΔT，$\Delta\phi_i$だけ微小変動した場合，周期構造媒質の波数を含めた位相不整合量$Q=\Delta k_x-2\pi/d$の変化量ΔQは，次式で表される。

$$\Delta Q=\frac{4\pi}{\lambda_i}\left[D_P\frac{\Delta d}{d}+D_W\frac{\Delta\lambda_i}{\lambda_i}+D_T\frac{\Delta T}{T}+D_A\frac{\Delta\phi_i}{\phi_i}\right] \tag{10}$$

$$D_P=n_s-n_i\cos\phi_i=\lambda_i/2d \tag{11}$$

$$D_W=\left(\frac{\partial n_s}{\partial\lambda_s}\lambda_s-\frac{\partial n_i}{\partial\lambda_i}\lambda_i\cos\phi_i-n_s+n_i\cos\phi_i\right) \tag{12}$$

$$D_T=\left(\frac{\partial n_s}{\partial T}-\frac{\partial n_i}{\partial T}\cos\phi_i\right)T \tag{13}$$

$$D_A=n_i\sin\phi_i\cdot\phi_i \tag{14}$$

従って，Δd，$\Delta\lambda_i$，ΔT，$\Delta\phi_i$の変化に対して，ΔQが零になるように，いずれかのパラメータを調整すれば，再びQPM条件を満たすことができる。ここで，周期長のずれΔdに対して，基本波の入射角度を変化させて(変化量$\Delta\phi_i$)QPM条件を満たす，2次元的疑似位相整合を考えると，その条件は次式で与えられる。但し，基本波の波長と媒質の温度は一定とする。

$$\Delta\phi_i=-\frac{\lambda_i}{2d^2n_i\sin\phi_i}\cdot\Delta d \tag{15}$$

なお，複数個のパラメータが同時に変動する，より実用的な場合においても，入射角度の調整でQPM条件を満たすことができる。

各パラメータ（λ_i，T，ϕ_i）の許容度幅$\Delta\lambda_{i0}$，ΔT_0，$\Delta\phi_{i0}$を，dの場合と同様に求めると次式で与えられる。

$$\Delta\lambda_{i0}=\frac{\lambda_i^2}{2Nd\cdot D_W} \tag{16}$$

$$\Delta T_0=\frac{\lambda_i}{2Nd}\left(\frac{\partial n_s}{\partial T}-\frac{\partial n_i}{\partial T}\cos\phi_i\right)^{-1} \tag{17}$$

$$\Delta\phi_{i0}=\frac{\lambda_i}{2Ndn_i\sin\phi_i} \tag{18}$$

いずれの許容度幅も，周期総数Nに反比例する。

2. 3 具体的な計算例

非線形媒質 $LiNbO_3$ の周期ドメイン反転構造媒質を用いたSHGにおいて，2次元的疑似位相整合特性を数値計算により検討する。基本波の波長 $\lambda_i=800$ nm とする。大きな値の非線形光学係数成分 χ_{33} を使用するため，基本波と第2高調波は結晶の光学軸方向（z軸方向）に偏波された異常光線とする。計算に必要な屈折率の値は，次式[11]から求めた。但し，λ の単位はnmで，Tは媒質の絶対温度である。

$$n^2(\lambda)=4.5567+2.605\times10^{-7}T^2 + (0.970\times10^5+2.70\times10^{-2}T^2) \cdot [\lambda^2-(2.01\times10^2+5.4\times10^{-5}T^2)^2]^{-1} -2.24\times10^{-8}\lambda^2 \quad (19)$$

最初に，QPM条件（m=1，3における）を満たす，入射角度 ϕ_i と周期長dの関係を図2に示す。但し，T=300 Kとする。ϕ_i が大きくなるとdは小さくなる。周期長をパラメータとした，基本波の入射角度 ϕ_i に対する出力（$\phi_s=0$ における）を図3に示す。

但し，N=100とする。図3(a)，(b)，(c)は，それぞれ，$\phi_i=0$，$\phi_i=0.05$ rad，$\phi_i=0.2$ radのときのQPM条件を満たす周期長 $d=2.612\,\mu$m，$d=2.566\,\mu$m，$d=2.035\,\mu$m から周期長がずれた場合の出力特性である。なお，図3(a)には，最大出力が1次の1/9になる3次の出力特性も示してある。ϕ_i が大きくなると，入射角度の許容度が厳しくなる。例えば，N=100の場合，入射角度の許容度 $\Delta\phi_{i0}$ は，$\phi_i=0.05$ rad で $\Delta\phi_{i0}\simeq0.014$ rad（約0.8度），$\phi_i=0.2$ rad で $\Delta\phi_{i0}\simeq0.0045$ rad（約0.26度）となる。

次に，各パラメータの変動の ΔQ に及ぼす影響を表す係数（D_P，D_W，D_T，D_A）を，基本波の入射角度 ϕ_i に対して求めた結果を図4に示す。これらの値は，当然，各許容度幅に影響を与える。入射角度の変動の影響を表す係数 D_A の大きさは，他の係数と比較して，入射角度に強く影響される。

周期長の許容度 Δd_0 は，入射角度が大きくなると，QPM条件を満たす周期長〔$d=\lambda_i/2(n_s-n_i\cos\phi_i)$〕が短くなるため，減少する。しかし，コリニアの $\phi_i=0$ における場合と比較して，入射角度 $\phi_i=0.2$ radで周期長の許容度 Δd_0（周期長d）は，約2割の減少である。従って，極端に入射角度を大きくしなければ，ノンコリニアの影

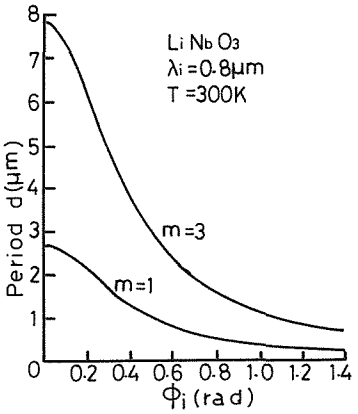

図2 疑似位相整合をみたすための基本波の入射角度に対する周期長

Fig. 2 Domain-inverted period as a function of the incident angle of the quasi-phase-matched fundamental wave.

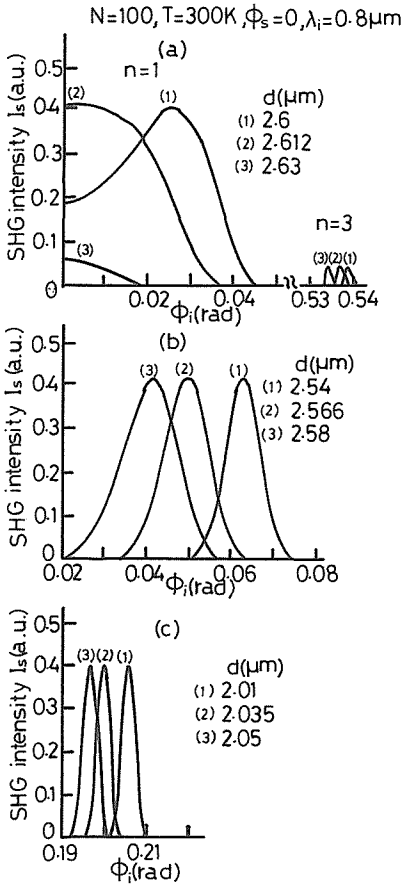

図3 周期長をパラメータとした基本波の入射角度に対する第2高調波出力

Fig. 3 Intensity of SHG as a function of the fundamental incident angle for various periods.

響は少ない。

基本波長の許容度幅 $\Delta\lambda_{10}$ は，$\phi_1=0$，N＝100，L＝Nd ≃0.26 mm の場合約 2 nm となる。

温度許容度幅は，ここで考えている基本波と第 2 高調波の両方が異常光線である場合，N＝1000（L＝Nd≃2.6 mm，$\phi_1=0$，T＝300 K）で約 4 度となる。

最後に，周期長のずれ Δd に対し，QPM 条件を満たすために必要な基本波長と入射角度の走査変化量，$\Delta\lambda_i$ と $\Delta\phi_i$ を考える。波長走査で QPM 条件を満たす場合，例えば，$\phi_1=0.2$ rad で $\Delta d/d=0.02$ とすると（但し，導波路型の周期ドメイン反転構造の作製精度は，最近の藤村らの論文[12]によると，かなり良くなっている），$\Delta\lambda_i/\lambda_i\simeq 0.0065$ となり，調整のための波長変化量は $\Delta\lambda_i\simeq 5.2$ nm となる。なお，注入電流の走査による波長可変 DBR 半導体レーザでは，電気光学効果によるものなどと比較して，広範囲な波長チューニングが得られている。しかし，そのチューニング範囲は，波長 1.5 μm 帯で 2～3 nm であり，この範囲をカバーするのは困難である。

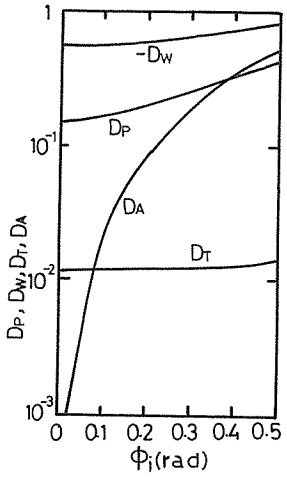

図 4　各係数（D_P, D_W, D_T, D_A）の入射角度依存性

Fig. 4　Dependen of coefficients D_P, D_W, D_T and D_A on the incident angle.

入射角度走査では，同様な条件において，$\Delta\phi_i\simeq 0.52$ 度となる。

3. むすび

バルク型の周期ドメイン反転構造非線形媒質を用いた光 SHG における，2 次元的（ノンコリニア）疑似位相整合特性について検討した。その結果，作製誤差や基本波長などのずれに起因する位相不整合量が発生した場合，基本波の入射角度調整により，容易に疑似位相整合を満たすことができ，かつ得られる第 2 高調波の出力方向は変わらないことが，分かった。これらの結果は，周期構造非線形媒質を用いた SHG の実用化において，有効となる。

今後の研究課題は，周期構造非線形媒質の作製を含む実験的な考察と高い変換効率が期待できる導波路型における 2 次元的疑似位相整合特性の理論的検討である。

本研究を行うにあたり，御指導，御助言を頂きました北海学園大学工学部長桜庭一郎教授と北海道大学工学部講師岡本淳に感謝致します。

文　献

（1）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）.

（2）Ya-lin Lu, Lun Mao and Shi-de Cheng: "Second-harmonic generation of blue in $LiNbO_3$ crystal with periodic ferroelectric structures", Appl. Phys. Lett. 59 (5), 29, pp. 516-518 (1991).

（3）E. J. Lim, M. M. Fejer, R. L. Byer and W. J. Kozlovsky: "Blue light generation by frequency doubling in periodically poled lithium niobate chanel waveguide", Electron. Lett., 25, pp. 731-732 (1989).

（4）Y. Ishigame, T. Suhara and H. Nishihara: "LiNbO 3 waveguide second-harmonic-generation device phase matched with a fan-out domain-inverted grating", Opt. Lett., 16, pp. 375-377 (1991).

(5) 篠崎啓助, 福永敏明, 高森毅, 渡辺賢司, 上條健："自己疑似位相整合による光第2高調波発生", 光学, 21, 1, pp. 32-38 (1992-01).

(6) Shinsuke Umegaki, Yoshinori Anabuki, Ken-ichi Ohta, Kyo Inoue and Shun-ichi Tanaka: "Optical second-harmonic generation in a thin-film waveguide without control of film thickness", Optics Comm. 45, 2, pp. 80-83 (1983).

(7) 小柳幸次郎, 三島英人, 桜庭一郎："光第2高調波発生のためのベクトル疑似位相整合", 電子情報通信学会秋季全国大会, c-188 (1992).

(8) M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt, and R. L. Byer: "Quasi-phase-matched second harmonic generation: Tuning and tolerances", IEEE. J. Quantum Electron., QE-28, 11, pp. 2631-2654 (1992).

(9) R. W. Hellwarth: "Generation of time-reversed wave-front by nonlinear reflection", J. Opt. Soc. Am., 67, 1, pp. 1-3 (1977).

(10) 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), J 72-C-1, 10, pp. 665-667 (1989-10).

(11) R. J. Pressley: Handbook of laser with selected data on optical technology (The Chemical Rubber Co.) p. 514(1971).

(12) 藤村晶寿, 栖原敏明, 西原浩："SiO_2装荷誘起分極反転を用いた疑似位相整合 $LiNbO_3$導波形 SHG デバイス", 信学論 (C-1), J 75-C-1, 7, pp. 489-496 (1992-7).