



Title	ポッケルス効果を用いたビーム偏向バルク型疑似位相整合第2高調波発生変調器
Author(s)	小柳, 幸次郎; Koyanagi, Kojiro
Citation	北海道大學工学部研究報告, 177, 41-49
Issue Date	1996-05-31
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/42475
Type	departmental bulletin paper
File Information	177_41-50.pdf



ポッケルス効果を用いたビーム偏向バルク型疑似位相整合 第 2 高調波発生変調器

小 柳 幸次郎

(平成 8 年 1 月 25 日受理)

Beam Scanning Bulk Quasi-Phase-Matching Second-Harmonic-Generation Modulators Using Pockels Effect

Kojiro KOYANAGI

(Received January 25, 1996)

Abstract

Three basic modulators of bulk LiNbO_3 quasi-phase-matching second-harmonic-generation (QPM-SHG) using Pockels effect are analyzed theoretically. Beam scanning QPM-SHG modulators with asymmetric distribution of refractive index which can be obtained by introducing asymmetry in the spatial distribution of applied electric field are proposed. It is shown that the deflection angle of the second harmonic beam increases as the gradient of applied electric field increases. The results derived in this paper are useful for many applications in optical information processing.

1. ま え が き

LiNbO_3 の周期ドメイン反転構造を用いた疑似位相整合 (Quasi-Phase-Matching : QPM) 第 2 高調波発生 (Second-Harmonic-Generation : SHG) 素子は、高い変換効率が期待できるため、小型のコヒーレントな青色光源として有望である⁽¹⁾。QPM-SHG素子を光ディスクなどの青色光源として利用する場合、第 2 高調波の変調が必要となる。この場合、QPM-SHGにおける波長許容度のきびしさのため、基本波の半導体レーザを変調するのではなく、第 2 高調波を変調する方法が求められている。その方法として、ポッケルス効果を用いて、位相整合条件を変調することにより、あるいは二つの第 2 高調波の相対位相差を変調することにより強度変調を行う導波路型 QPM-SHG 変調器が考えられている^{(2),(3)}。本論文では、最初に、基本的な 3 種類のバルク型 QPM-SHG 変調器モデルを考えている。それらは、上記の方法^{(2),(3)}に対応したものとレーザと位相シフタアレーからなる偏向レーザ⁽⁴⁾の原理に対応したものである。そして、これらのデバイスの実用化において、出来るだけ小さくしなければならない半波長電界 (第 2 高調波出力を最大値から零まで変化させるのに必要な印加電界) について理論的に比較、検討している。次に、基本的モデルの組合せと非対称屈折率分布により、第 2 高調波が複数のビームをもつものとビームの偏向が可変である、バルク型 QPM-SHG 変調器のモデルを提案している。そして、

非線形媒質として周期ドメイン反転構造をもつ LiNbO_3 を考えた場合の変調器の基本特性を数値計算により求めている。これらのデバイスは、青色光源を用いた光ディスク装置などの実用化に寄与すると思われる。

2. 基本的なバルク型 QPM-SHG 光強度変調器

2.1 各デバイスの構造

3 個の基本的なバルク型 QPM-SHG 光強度変調器の構造 (I, II, III) を図 1 に示す。

(I) のデバイスは、周期ドメイン反転構造(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) 非線形媒質において、 χ の同符号の媒質に電極をつけて電界を印加し、ポッケルス効果による屈折率変化を用いて、QPM 条件を変調することにより第 2 高調波の出力を変調するものである⁽⁵⁾。この方法は、位相シフトを別に設定する必要がなく小型化に適している。

(II) のデバイスは、電界を印加する領域を二つの周期構造媒質で挟んだ構造になっている。電界の変化により、電界が印加された媒質の基本波と第 2 高調波の屈折率が変化し、二つの周期構造媒質から発生する二つの第 2 高調波の相対位相差が変化する。その結果、二つの第 2 高調波の和(干渉)で表される総出力が変化することになる。この方法は、電界の印加が技術的に容易である。

(III) のデバイスは、周期構造媒質の後にポッケルス効果を用いた 2 つに分かれた位相シフトを付けたものである。周期構造非線形媒質より発生した第 2 高調波は等位相で位相シフトに入射する。位相シフトを伝搬することにより、各開口端における第 2 高調波は、位相シフトに印加された電界により位相差をもつ。従って、デバイスの開口端から放出される第 2 高調波の遠方における出力は、各開口からの出射光である位相差をもつ第 2 高調波の干渉として表され、電界による位相差の変化により強度変調が得られる。

2.2 変調感度特性

各デバイス (I, II, III) の第 2 高調波出力を求め、変調感度を理論的に比較、検討する。なお、ここでは、周期ドメイン反転構造非線形媒質及び位相シフトの媒質として LiNbO_3 を考え、基本波から第 2 高調波への変換は、非線形光学係数の大きい χ_{33} を介した、 z 偏波成分間の変換とする。電界 (E_z) を z 軸方向に印加すると、基本波と第 2 高調波の屈折率 $n_i(E_z)$ と $n_s(E_z)$ は次式

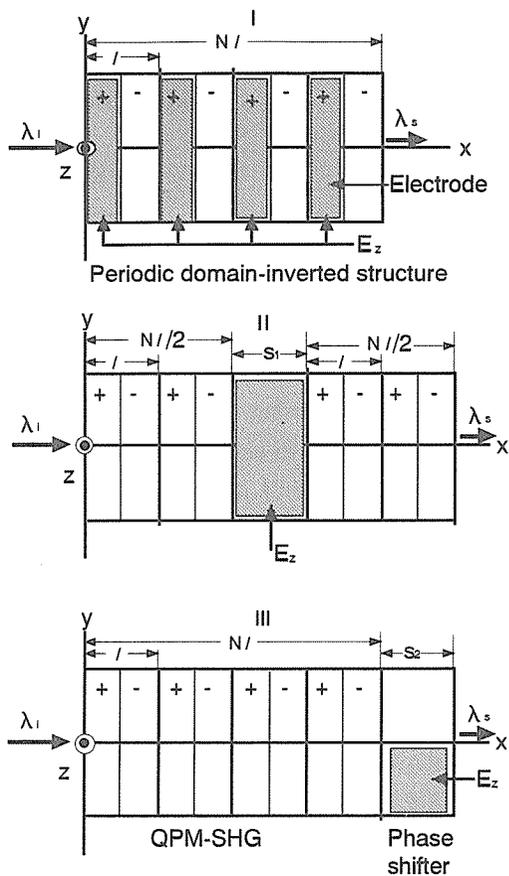


図 1 バルク型疑似位相整合第 2 高調波発生変調器の概略

で表される⁽⁶⁾。

$$n_i(E_z) = n_i - n_i^3 r_{33} \cdot E_z / 2 \quad (1)$$

$$n_s(E_z) = n_s - n_s^3 r_{33} \cdot E_z / 2 \quad (2)$$

r_{33} ($\approx 30.8 \times 10^{-12} \text{m/v}$) はポッケルス係数で、 n_i と n_s は、電界を加えないときの基本波と第2高調波 (この場合異常光線である) の屈折率である⁽⁷⁾。ここでは、簡単化のため、有限幅の電極に電圧を印加した場合の、結晶中における電界の端効果は無視できるものとしている。但し、実際には、電極幅及び電極間の長さが数ミクロンの場合、電圧を印加しない領域にも電界が発生し、結晶中全体の電界分布を求める必要があり、これらは、今後の重要な研究課題である。

なお、各デバイスの第2高調波出力を求めるにあたり次のことを仮定する。電界を印加した媒質と印加しない媒質の屈折率差は小さく、二つの媒質の境界面における反射、屈折、回折の影響は無視できる。媒質の損失は無いものとする。そして、基本波から第2高調波への変換効率はいくらか小さく、変換による基本波の減衰は無視できるものとする。この場合、非線形媒質内に誘起された第2高調波の非線形分極より発生する球面波の重ね合わせとして第2高調波の電界を求める Hellwarth^{(8),(9)} らの解析法が適用できる。

(I) のデバイス

平面波の基本波が x 軸方向に入射した場合の x 軸方向の第2高調波出力を求める。最初の1周期の非線形媒質から発生する x 軸方向における第2高調波の電界 $E_s(\lambda_s)$ は次式で表される^{(5),(10)}。

$$E_s(\lambda_s) \propto \chi_{33} \left\{ \frac{\exp(i\Delta k_x \ell / 2) - 1}{i\Delta k_x} - \frac{\exp(i\Delta k_{x0} \ell / 2) - 1}{i\Delta k_{x0}} \exp(i\Delta k_x \ell / 2) \right\} \cdot \exp - iN(\Delta k_x + \Delta k_{x0}) \ell / 2 \quad (3)$$

Δk_x と Δk_{x0} は、電界を印加した場合と印加しない場合の x 方向の位相不整合量で、次式で示される。

$$\Delta k_x = (2\pi n_s(E_z) / \lambda_s) - (4\pi n_i(E_z) / \lambda_i) \quad (4)$$

$$\Delta k_{x0} = (2\pi n_s / \lambda_s) - (4\pi n_i / \lambda_i) \quad (5)$$

なお、 λ_i 、 $\lambda_s = \lambda_i / 2$ は基本波と第2高調波の真空波長、 ℓ は周期長である。 N 周期からの寄与を加え合わせて第2高調波の総電界を求め、電界の絶対値の2乗に比例する出力 I_s を導出すると次式となる。

$$I_s = K_0 \cdot \chi_{33}^2 \cdot N^2 \cdot I_x \cdot I_{xN} \quad (6)$$

ここで I_x 、 I_{xN} は次式で示される。

$$I_x = (\ell^2 / 4) \cdot \left[\text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k_x \ell}{4}\right) + \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k_{x0} \ell}{4}\right) - 2 \cdot \text{sinc}\left(\frac{\Delta k_x \ell}{4}\right) \cdot \text{sinc}\left(\frac{\Delta k_{x0} \ell}{4}\right) \cdot \cos\left(\frac{(\Delta k_x + \Delta k_{x0}) \ell}{4}\right) \right] \quad (7)$$

$$I_{xN} = \left[\frac{\sin(N(\Delta k_x + \Delta k_{x0}) \ell / 4)}{N \cdot \sin((\Delta k_x + \Delta k_{x0}) \ell / 4)} \right]^2 \quad (8)$$

I_x は1周期からの出力、 I_{xN} は N 個の周期からの干渉効果に相当する。 K_0 は基本波の入射光強度、媒質の大きさなどに依存する係数である。

この場合の、第2高調波出力を最大にする1次のQPM条件は、 $N \gg 1$ の場合、式(8)より求まり、 $(\Delta k_x + \Delta k_{x0})\ell/4 = \pi$ で、次式で表される。

$$(4\pi/\lambda_i) \cdot (n_s - n_i) \cdot \left(1 - \frac{r_{33}(n_s^3 - n_i^3)}{4(n_s - n_i)} E_z\right) = 2\pi/\ell \quad (9)$$

今、 $E_z=0$ のとき周期長 ℓ で1次のQPM条件 $(\Delta k_{x0} = (4\pi/\lambda_i) \cdot (n_s - n_i) = 2\pi/\ell)$ が満たされ、最大出力が得られているとすると、出力を零に変化させるのに必要な印加電界の大きさは次式で表される。

$$E_{z0} = \frac{2\lambda_i}{N\ell r_{33}(n_s^3 - n_i^3)} \quad (10)$$

(II) のデバイス

この場合、二つの周期構造媒質から発生する第2高調波の電界の和は、二つの第2高調波の相対位相差が印加電界領域の基本波により誘起される非線形分極波と第2高調波の位相差で決まることを考えると、次式で表される。但し、電界を印加している周期構造をもたない領域から発生する第2高調波は、位相整合が満たされていないことから、無視する。

$$E(\lambda_s) \propto E_{N/2} \cdot \left(1 + \exp\left(i \frac{4\pi(n_s(E_z) - n_i(E_z)) \cdot s_1}{\lambda_i}\right)\right) \quad (11)$$

$$E_{N/2} = \chi_{33} \cdot (N\ell/2) \cdot \text{sinc} \frac{\Delta k_{x0}\ell}{4} \sin \frac{\Delta k_{x0}\ell}{4} \cdot \frac{\sin(N\Delta k_{x0}\ell/4)}{(N/2) \cdot \sin(\Delta k_{x0}\ell/2)} \quad (12)$$

s_1 は電界を印加する領域の長さである。 $E_{N/2}$ は各周期構造媒質から発生する第2高調波の振幅の大きさである。ここで、各周期構造媒質で1次の疑似位相整合条件 $(\Delta k_{x0}\ell/2 = \pi)$ が満たされ、かつ s_1 を周期長 ℓ の整数倍にとると、電界の絶対値の2乗に比例する出力は次式となる。

$$I_s \propto \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi r_{33}(n_s^3 - n_i^3)s_1}{\lambda_i} E_z\right)\right) \quad (13)$$

従って、第2高調波を最大出力($E_z=0$ のとき)から零出力まで変化させるのに必要な印加電界の大きさ(半波長電界)は次式となる。

$$E_{z0} = \frac{\lambda_i}{2r_{33}(n_s^3 - n_i^3)s_1} \quad (14)$$

(III) のデバイス

この場合の開口端面に垂直な方向(x 軸方向)の第2高調波出力 $I(\lambda_s)$ は、位相シフトに入射する第2高調波が、 y 方向に対して振幅と位相が等しく、2つの位相シフトを出射するとき印加電界により位相差 $\Delta\phi = (2\pi/\lambda_s) \cdot (r_{33}n_s^3s_2E_z/2)$ が生じることを考慮して求めると、次式で表される。 s_2 は位相シフトの長さである。

$$I(\lambda_s) \propto \left(1 + \cos\left(\frac{\pi r_{33}n_s^3s_2}{\lambda_s} E_z\right)\right) \quad (15)$$

従って、半波長電界は次式となる。

$$E_{z0} = \frac{\lambda_s}{2r_{33}n_s^3s_2} \quad (16)$$

(II)のデバイスと(III)のデバイスの変調感度(半波長電界に逆比例)を、電界を印加する領域の長さが等しい($s_1=s_2$)として比較すると、(III)のデバイスの方が約5倍($n_s^3/(n_s^3 - n_i^3)$)

感度が良くなる。(I)のデバイスと(II)のデバイスの変調感度を、(I)のデバイスの電界を印加している周期構造媒質の全長($N\ell/2$)と(II)のデバイスの印加電界領域の長さ(s_1)が等しいとして比較すると、(II)のデバイスの方が、2倍感度が良い。印加電界に対する第2高調波出力の計算結果を図2に示す。計算に用いた数値は、 $\lambda_i=0.8\mu\text{m}$ 、 $\ell=2.612\mu\text{m}$ 、 $s_1=s_2=261.2\mu\text{m}$ 、 $n_s=2.3285$ 、 $n_i=2.17536$ である。

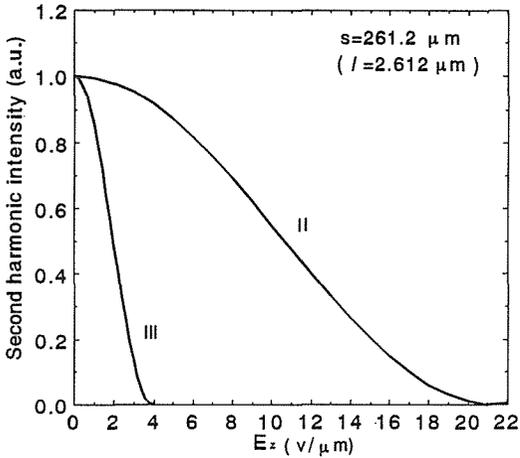


図2 印加電界に対する第2高調波出力

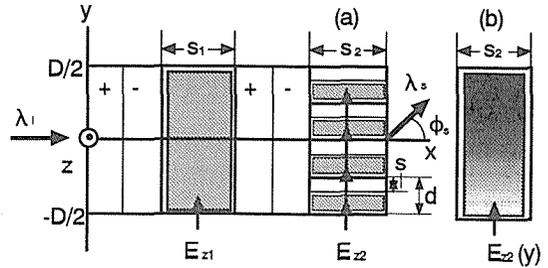


図3 ビーム偏向QPM-SHG変調器

3. ビーム偏向バルク型QPM-SHG光強度変調器

ここでは、第2高調波のマルチビームおよびビーム可変偏向を備えた光強度変調器を考える。その基本的モデルとして、(II)と(III)のデバイスを組合わせた周期構造媒質と位相シフタが一体化した図3のようなデバイスを提案する。これらのデバイスは、二つの印加電界(E_{z1} 、 E_{z2})により、デバイスの開口端における各出射光第2高調波の振幅の大きさと位相を調整し、偏向と強度変調を行うものである。ポッケルス効果を用いた位相シフタとして、非対称な屈折率分布をもつ回折格子型と電界傾斜型を考える。

(a) 回折格子型

図3(a)の印加電界分布により作られた回折格子型における、 ϕ_s 方向(x 軸からの角度)の第2高調波の電界 $E(\lambda_s)$ は次式で表される。

$$E(\lambda_s) \propto \int_{-D/2}^{D/2} E_s(y) \cdot \expi(k_s \cdot \sin\phi_s \cdot y) dy \quad (17)$$

但し、 $E_s(y)$ は周期構造非線形媒質から発生した第2高調波の出射端での電界で、位相シフタに印加する電界により y の関数となる。 $k_s(=2\pi/\lambda_s)$ は自由空間における第2高調波の伝搬定数である。デバイスの y 方向の大きさ D は、格子の大きさ d と $D=Md$ の関係にあり、 M は格子数である。ここで、格子 d の長さの一部分($d-s$)に電界を印加することを考慮して式(17)を求めると次式が得られる。

$$E(\lambda_s) \propto \frac{\sin(k_s \cdot \sin \phi_s \cdot Md/2)}{\sin(k_s \cdot \sin \phi_s \cdot d/2)} \left[s \cdot \operatorname{sinc}\left(\frac{k_s \cdot \sin \phi_s \cdot s}{2}\right) \exp\left(\frac{k_s \cdot \sin \phi_s \cdot d}{2}\right) \right. \\ \left. + (d-s) \operatorname{sinc}\left(\frac{k_s \cdot \sin \phi_s \cdot (d-s)}{2}\right) \exp\left(\frac{\pi r_{33} n_s^3 S_2}{\lambda_s} E_{z2}\right) \right] \quad (18)$$

ここで、位相シフトに入射するときの第2高調波の振幅が印加電界 E_{z1} により変化することを考慮して、第2高調波の ϕ_s 方向の出力を求めると次式となる。なお、周期構造媒質においては、1次の疑似位相整合条件 ($\Delta k_{x0} \ell / 2 = \pi$) が満たされているものとする。

$$I_s \propto \left[1 + \cos\left(\frac{4\pi(n_s(E_{z1}) - n_i(E_{z1}))s_1}{\lambda_i}\right) \right] \cdot \left[\frac{\sin(k_s \cdot \sin \phi_s \cdot Md/2)}{\sin(k_s \cdot \sin \phi_s \cdot d/2)} \right]^2 \\ \cdot \left[s^2 \operatorname{sinc}^2\left(\frac{k_s \cdot \sin \phi_s \cdot s}{2}\right) + (d-s)^2 \operatorname{sinc}^2\left(\frac{k_s \cdot \sin \phi_s \cdot (d-s)}{2}\right) + 2s(d-s) \right. \\ \left. \operatorname{sinc}\left(\frac{k_s \cdot \sin \phi_s \cdot s}{2}\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{k_s \cdot \sin \phi_s \cdot (d-s)}{2}\right) \cdot \cos\left(\frac{k_s \cdot \sin \phi_s \cdot d}{2} - \frac{\pi r_{33} n_s^3 S_2}{\lambda_s} E_{z2}\right) \right] \quad (19)$$

非線形媒質としてLiNbO₃を用いた場合のこの変調器の基本特性を式(19)の数値計算より求める。計算に用いる屈折率と位相シフト長の数値は、2章と同じで、格子定数と総数は $d = 10 \mu\text{m}$ 、 $M = 50$ とする。

最初に、 $E_{z1} = 0$ 一定における、 E_{z2} の値をパラメータとした、 ϕ_s に対する第2高調波出力(遠視野像)を、 $d = 2s$ 、 $d = 5s$ の場合に対して、 $\phi_s \geq 0$ に対して図4に示す。式(19)よりわかるように、 $M \gg 1$ の場合、 $k_s \sin \phi_s d/2 = m\pi$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$)を満たす ϕ_s 方向において、第2高調波がピーク値をもつ多峰性の出力特性が得られる。この場合の、ピーク値をもつ方向は、格子定数 d の値で決まり、印加電界による屈折率分布にはよらない。但し、 $d = 2s$ の場合、 $\operatorname{sinc}^2(k_s \cdot \sin \phi_s \cdot d/4)$ が零になる $k_s \sin \phi_s d/2 = m\pi$ ($m = \pm 2, \pm 4, \dots$)を満たす方向において出力は零になり、また、電界を印加している領域と、印加していない領域を伝搬する第2高調波の位相差 $\Delta\Phi = \pi r_{33} n_s^3 S_2 E_{z2} / \lambda_s$ が π になる電界 E_{z2} ($\approx 4 \text{ V}/\mu\text{m}$)においては、 $\phi_s = 0$ の方向で出力は零となる。

従って、ピーク値(ピークをもつ山の出力半値幅は、格子数 M を大きくすると小さくなる)を得る方向において、印加電界 E_{z1} を変化させれば、強度変調が得られる。なお、 E_{z1} を一定として、 E_{z2} だけを変化させても、 $k_s \sin \phi_s d/2 = m\pi$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$)を満たす ϕ_s 方向において、強度変調が行われる。 $d = 2s$ と $d = 5s$ の場合の、 ϕ_s が0と0.04 radにおける強度変調特性(E_{z2} に対する第2高調波出力)を図5に示す。この場合、 $\phi_s = 0$ において、 $d \neq 2s$ の場合は、出力は零に落ちない。

次に、特別な場合として、 $M = 1$ で $d = 2s$ の場合(III)のデバイスに相当する)について考えてみる。この場合の第2高調波の出力は次式で表される。

$$I_s \propto \operatorname{sinc}^2 \frac{k_s \sin \phi_s \cdot d}{4} \\ \cdot \left(1 + \cos\left(\frac{k_s \sin \phi_s \cdot d}{2} - \frac{\pi r_{33} n_s^3 S_2}{\lambda_s} E_{z2}\right) \right) \quad (20)$$

第2高調波の位相差 $\Delta\Phi = \pi r_{33} n_s^3 S_2 E_{z2} / \lambda_s$ をパラメータとした、 ϕ_s に対する出力(遠視野像)を図6に示す。この場合、印加電界 E_{z2} による位相差の変化によりピーク値の方向を連続的に変化させることができ、ピーク位置の周期的走査が可能である。ピーク値の最大の方向変移幅 $\Delta\phi_s$ は、印加電界 E_{z2} による位相差 $\Delta\Phi$ が π のときで、 $\Delta\phi_s = \sin^{-1}(\lambda_s/d)$ となる。この値は、ピークをもつ

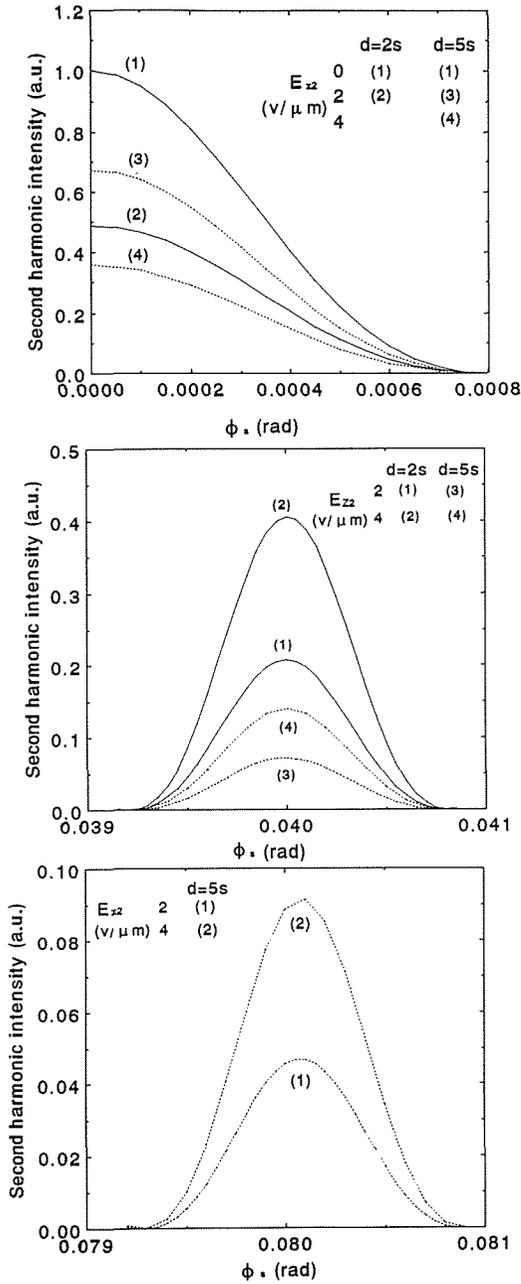


図4 印加電界に対する遠視野像

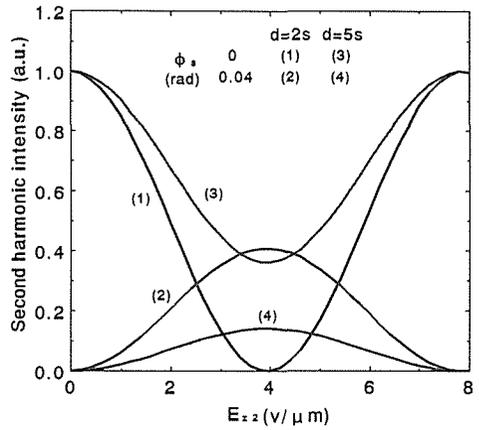


図5 印加電界に対する第2高調波出力

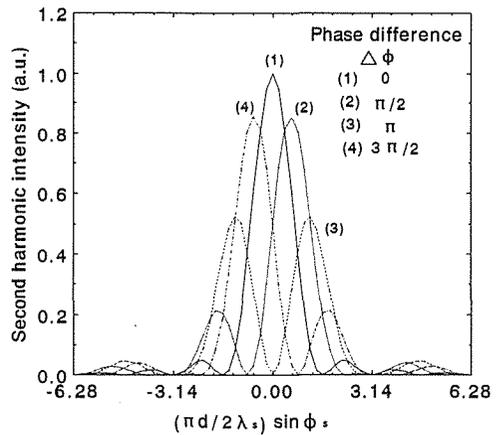


図6 位相差に対する遠視野像

山の出力半値幅とほぼ等しい。従って、空間的分解能を考えると、実際には、3方向くらいしか偏向できない。

(b) 電界傾斜型

図3 (b) において、 y 方向に次式のような電界の傾斜をもたせた場合について考える。

$$E_{z2} = Ay + E_{z0} \quad (21)$$

A は電界の傾斜を表す係数であり、 E_{z0} は傾斜が零のときの一定電界である。この場合の第2高調波の ϕ_s 方向の出力を求めると次式となる。

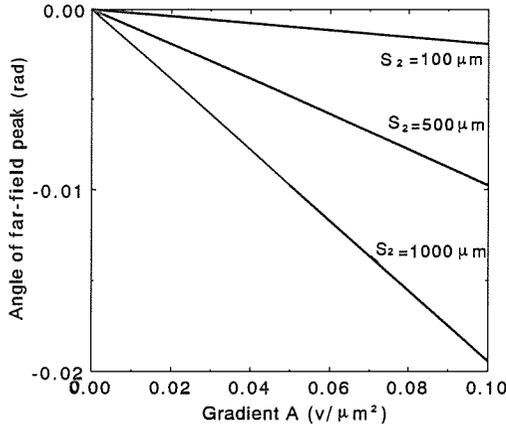


図7 電界傾斜に対するピーク値の角度

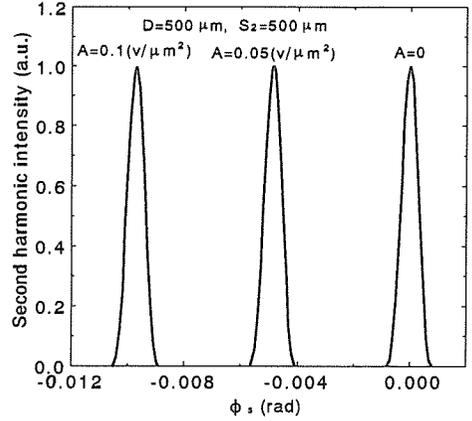


図8 電界傾斜に対する遠視野像

$$I_s \propto D^2 \text{sinc}^2 \left[\left(\frac{\pi r_{33} n_s^3 s_2 A}{\lambda_s} + k_s \sin \phi_s \right) \cdot \left(\frac{D}{2} \right) \right] \quad (22)$$

従って、次の式を満たす ϕ_s 方向において最大出力が得られる。

$$\phi_s = \sin^{-1}(-r_{33} n_s^3 s_2 A / 2) \quad (23)$$

s_2 をパラメータとした、 A に対するピーク角度 ϕ_s を図7に示す。また、 $D=500 \mu\text{m}$ 、 $s_2=500 \mu\text{m}$ における、 A をパラメータとした、遠視野像を図8に示す。 A を走査することにより任意の方向に第2高調波ビームを偏向でき、印加電界 E_{z1} により強度変調を行うことができる。 A の走査をメカニカルにでなく電氣的に行う方法を考える必要がある。その一つの方法として、位相シフタの電極を y 方向に分割して、そこに印加する電圧の割合を変化させる方法が考えられる。また、式(23)より、位相シフタに一定の傾斜(A)をもたせ、 x 方向の電極の長さ(s_2)を分割して、電界を印加する領域を変化させることにより s_2 の実効長を変化させて、第2高調波ビームの偏向を行う方法も考えられる。しかし、実用的には、もっと容易な方法を考える必要があり、今後の研究課題である。

なお、位相シフタの y 方向の電極構造をフレネルゾーンプレート型にすると、印加電界の値により、第2高調波を絞り、かつ強度変調を行うことが出来る。詳細については現在検討中である。

4. む す び

非線形媒質 LiNbO_3 で作られた周期ドメイン反転構造媒質とポッケルス効果を用いた位相シフタの一体化した三つの基本的なバルク型疑似位相整合第2高調波発生光強度変調器(I, II, III)と基本デバイスの組合せより得られたビーム偏向変調器の基本構成と基本特性を理論的に検

討した結果、次のような結論が得られた。

- (1) IIIのデバイスが一番変調感度（半波長電界の逆数に比例）が良く、IIのデバイスと比較して約5倍良い。
- (2) 疑似位相整合条件を変調するIのデバイスは、位相シフトを新たに用いる必要がなく、一番小型化に適している。但し、微細な電極構造による電界分布の影響が大きい。従って、実際には、ドメイン反転の長さに差をもたせて、結晶全体に電界を印加すべきである。
- (3) IIのデバイスは、技術的に電界を印加しやすい。
- (4) 位相シフトを回折格子型にしたデバイスは、複数の高次の回折光において第2高調波が得られ、マルチビームの強度変調器が得られる。また、格子1つの特別な場合は、印加電界により位相差を変化させてピーク値の方向を変えることができる。
- (5) 電界傾斜型のデバイスでは、電界の傾斜を走査することにより、あるいは、一定の傾斜において、印加電界領域の長さを走査することにより、任意の方向に第2高調波を偏向して、強度変調を行うことが出来る。

以上の結果は、バルク型QPM-SHG光強度変調デバイスを、光記録、光通信、光交換などへ用いるとき有効となる。今後の研究課題は、電極構造に伴う電界分布の変調特性に及ぼす影響の理論的検討と、周期構造非線形媒質と位相シフト電極の作製を含む実験的考察である。また、強度変調器を実用化するうえにおいて、常に考えなくてはならない直流分ドリフトの影響、応答速度、時間波形などについての実験的検討が必要である。

本研究に対して御討論を頂いた北海道大学工学部三島瑛人教授、岡本淳助教授及び北海学園大学工学部桜庭一郎教授に感謝します。

参考文献

- (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) K. Tatsuno, K. Ito, S. Helmfrid and S. Makio：“Waveguide QPM-SHG modulator”，Tech. Digest. Compact Blue Lasers 1994, CThB4, Salt Lake City.
- (3) 栗村直：“変調器一体化疑似位相整合SHG素子の検討”，平5春応用物理学学会講演会28 a-G-7(1993)。
- (4) 伊藤日出男，向井誠二，渡辺正信，矢嶋弘義：“遠視野像偏向半導体レーザによる多次元光接続”，信学論(C-I)，J75-C-I，5，pp.340-348，March 1992。
- (5) 小柳幸次郎，三島瑛人，桜庭一郎：“ポッケルス効果を用いたノンコリニア疑似位相整合SHGの同調と広域長帯域光強度変調”，信学論(C-I)，J78-C-I，10，pp.448-458，Oct.1995。
- (6) 太田義徳：“偏光の扱いと応用素子”，光学，22，12，pp.787-792(1993-12)。
- (7) R.J. Pressley：Handbook of laser with selected data on optical technology, p. 514, The Chemical Rubber Co., Cleveland, 1971.
- (8) R.W. Hellwarth：“Generation of time-reversed wave-front by nonlinear reflection”，J. Opt. Soc. Am., vol. 67, no. 1, pp. 1-3, Jan. 1977.
- (9) 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-I)，vol. J72-C-I，no.10，pp.665-667，Oct.1989。
- (10) J.D. Bierien, D.B. Laubacher and J.B. Brown：“Balanced phase matching in segmented KTiOPO₄ waveguides”，Appl. Phys. Lett., vol. 56, no. 18, pp. 1725-1727, April 1990.