Title	導波路型非線形光回路素子に関する研究
Author(s)	横田, 浩久
Citation	大阪大学, 1995, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3081443
rights	
Note	

導波路型非線形光回路素子
に関する研究

平成6年12月

横　田　浩　久

謝辞

本研究を行うにあたり，終始懇切な御指導・御激励を賜った大阪大学工学部倉薗貞夫教授に深甚なる感謝の意を表します．また，本論文作成にあたり御助言・御教示を賜った大阪大学工学部長谷川晃教授に深く感謝致します．

著者が大阪大学ならびに同大学院在学中，通信工学一般および本研究に関して御指導・御教示を頂いた大阪大学熊谷信昭前総長，中西義郎名誉教授，手塚慶一名誉教授，森永規彦教授，池田博昌教授，前田肇教授ならびに大阪大学産業科学研究所北橋忠宏教授に深謝致します．

また，終始適切な御助言・御討論を頂いた大阪大学平雅文助手ならびに種々有益な御助言・御教示を頂いた大阪大学塩沢俊之助教授，大阪電気通信大学小嶋敏孝教授，大阪大学中川健助手，汐見修三元技官，岡本良一技官，松本正行助教授，丸田章博助手に深謝致します．

さらに，本研究遂行にあたって数値計算等で御協力頂いた木村公一氏（現在三菱重工業株式会社）ならびに藤橋芳邦氏（現在松下電器産業株式会社）に感謝致します．

また，事務的な面で御協力頂いた中山美津子さん，原千登勢さんに感謝します．

最後に，日頃御討論・御激励を頂いた佐伯勇氏をはじめとする大阪大学工学部通信工学科電磁波工学講座の諸兄に厚く御礼申し上げます．

内容梗概

本論文は，著者が大阪大学大学院工学研究科通信工学専攻在学中に行った導波路型非線形光回路素子に関する研究の成果をまとめたものであり，全体を次の6章により構成している．

第1章では，本研究の背景，目的ならびに概要について述べている．

第2章では，反復差分ビーム伝搬法による非線形光導波路の励振問題の解析を行う．従来，非線形光回路素子のビーム伝搬法による解析においては，ほとんどの場合，伝搬方向の微小区間内では電界強度分布が変化しない，という仮定を用いているため，伝搬方向きざみ幅が解析結果に大きな影響を与える．そこで本章では，クランク・ニコルソン法を適用した差分ビーム伝搬法の各伝搬ステップにおいて，差分式を反復計算して解を収束させる反復差分ビーム伝搬法を提案し，その定式化を行う．そして，カー媒質からなるクラッドを有するスラブ導波路をTE最低次モードによって励振した場合の光波伝搬の解析を行い，反復差分ビーム伝搬法の有効性を示した後，クラッドへの空間ソリトン放出角の入射電力依存性を，数値的に明らかにする．さらに，ガウスビームによって非線形TE定常波を励振する場合に，ビーム幅の励振に与える影響について調べている．

第3章では，非線形誘電体部を有する非対称光Y分岐素子を提案し，その理論的特性を明らかにする．光Y分岐に非線形誘電体を用いることにより，光Y分岐は光パワにより特性が変化するようになり，光機能素子への応用が期待されている．従来の非線形誘電体を用いた光Y分岐素子は，入出力ポートに非線形誘電体を用いている場合が多く，他の光回路素子との接続の際に非線形光学効果により屈折率分布が変化し，接続部において反射や放射を生じるため，光集積回路を構成する上で不都合である．そこで本章では，不連続部に非線形誘電体を用いた非対称Y分岐素子

を提案し，反復差分ビーム伝搬法を適用して解析を行う．伝搬波形ならびに入力パワに対する各出力ポートへの透過特性を求め，提案した光 Y 分岐素子の光スイッチング特性を明らかにする．

第 4 章では，非線形誘電体部を有する X 形光カプラを提案し，その特性を明らかにする．非線形光カプラや非線形光分岐素子は，導波光自身もしくは他の光波の導波パワによって各出力ポートへの透過特性が変化するため，光信号処理素子への応用が期待されている．本章では，非線形誘電体部を有する X 形光カプラを提案し，反復差分ビーム伝搬法を適用して解析を行う．まず，光波が一方の入力ポートから入射した場合について，伝搬波形と各出力ポートへの透過特性を求める．次に，片方の入力ポートに信号光，他方の入力ポートに信号光と波長の異なる制御光が入射した場合について，信号光の伝搬波形と制御光パワに対する信号光の各出力ポートへの透過特性を求め，提案した X 形光カプラの光－光制御特性を明らかにする．

第 5 章では，非線形誘電体層を有する導波路型光パワリミタを提案し，その特性を明らかにする．光パワリミタは，発光素子のパワ抑制，光パルス整形，光検出器の保護等の用途を持ち，光回路素子として重要である．光パワリミタを光集積回路素子として用いるためには導波路構造とすることが必要であるが，これまで導波路型の光パワリミタの研究報告は行われていない．そこで本章では，非線形誘電体層を有する導波路型光パワリミタを提案し，反復差分ビーム伝搬法を適用して解析を行う．伝搬波形ならびに入出力特性を求め，提案した構造が適当な条件のもとで光パワリミタとして動作し，導波路のコアの幅を変化させることによって，リミタの動作点を設定できることを示す．

第 6 章では本論文で得られた結果を総括して述べている．

以上の各章を構成する内容は，すべて，電子情報通信学会論文誌，IEICE Transactions on Electronics，電気学会電磁界理論研究会，電子情報通信学会光・量子エレクトロニクス研究会においてすでに発表されたもの，および掲載予定のものである．

目 次

第 1 章

序論

コヒーレントな光源であるレーザ，ならびに低損失な光ファイバの実現によって，光ファイバ通信が実用化され，マイクロ波・ミリ波通信に比べて大容量かつ高速な情報伝送が可能となっている [1],[2]．近年，光通信システムならびに光信号処理において，さらなる多機能化，高速化，小型化，低価格化，高信頼性が望まれており，光集積回路の実現が期待されている．光集積回路の構成要素である導波路型光回路素子は，導波光の制御が容易であるという特徴を持ち，これまで，電気光学効果，音響光学効果，磁気光学効果，熱光学効果，非線形光学効果等を用いた様々な光機能素子が提案されている [3]．そのなかで，3 次の非線形光学効果を利用した導波路型光回路素子は，光強度によって特性が変化し，導波光自身もしくは他の光波によって導波光の制御を行うことができるため，全光学信号処理素子への応用が期待されている [4]．

このような導波路型非線形光回路素子の設計・開発においては，非線形誘電体を含んだ任意の屈折率分布を持つ光回路中の光波伝搬を知ることが重要である．カー効果を有する非線形誘電体を含む 2 次元構造中を伝搬する TE 波の電界は，非線形シュレディンガー方程式を満たし，ある入射界を与えた場合の光波伝搬問題は，非線形シュレディンガー方程式の初期値問題を解くことに帰結する．一様なカー媒質中における光波伝搬は，任意の初期値に対して厳密解が得られることが示されている [5]–[7]．しかし，部分的にカー媒質を用いた 2 次元導波路構造中の光波伝搬の初期値問題に関しては，一般に厳密解を得るのは困難なため，ビーム伝搬法に代表される

数値解法 [8]–[19] が主に用いられている．Feit と Fleck によって提案されたビーム伝搬法 [8] は，固有モードを求めることなく，導波光伝搬問題を直接解析できる手法であり，離散的フーリエ変換・逆変換の繰り返しで導波光の変化や空間的な展開を逐次的に求めることが可能である．ビーム伝搬法はその取り扱いの容易さから，導波光伝搬解析に広く用いられてきたが，それにつれてビーム伝搬法の適用限界が明らかになってきた [9]–[11]．そのため，このような限界をを克服するために差分法や有限要素法に基づくビーム伝搬法が提案され，利用されるようになっている [12]–[17]．

本論文では，新しく反復差分ビーム伝搬法を提案して，まず，非線形光導波路の励振問題の解析を行い，さらに，非線形誘電体部を有する非対称光 Y 分岐素子，非線形誘電体部を有する X 形光カプラ，ならびに非線形誘電体層を有する導波路型光パワリミタ等の新しい構成の光回路素子を提案し，それらの特性を明らかにする．

第 2 章では，カー媒質からなるクラッドを有するスラブ導波路の励振問題の解析を行う．カー媒質からなるクラッドを有するスラブ導波路を伝搬する光波は，伝搬定数および界分布が導波パワに依存するという興味深い特徴を持つため，光双安定素子，光スイッチ，光リミタ等の全光学信号処理素子の実現に関連して，大いに注目を集めており，これまで広く研究されている [20]–[25]．また，このような非線形スラブ導波路中の光波伝搬に関しては，非線形 TE 定常波の安定性 [26]–[28]，線形 TE モードによる励振 [28],[29]，および非線形 TE 定常波のガウスビームによる励振 [30] のビーム伝搬法による解析が行われている．しかし，これらの解析例では，ほとんどの場合，伝搬方向の微小区間内では電界強度分布が変化しない，という仮定を用いているため，伝搬方向きざみ幅が解析結果に大きな影響を与える．そこで本章では，クランク・ニコルソン法を適用した差分ビーム伝搬法の各伝搬ステップにおいて，差分式を反復計算して解を収束させる反復差分ビーム伝搬法 [31],[32] を提案し，その定式化を行う．そして，カー媒質からなるクラッドを有するスラブ導波路を TE 最低次モードによって励振した場合の光波伝搬の解析を行い，クラッドへの空間ソリトン [28],[29],[33]–[36] の放出角を求めることによって従来の差分ビーム伝搬法による結果と比較し，反復差分ビーム伝搬法の有効性を示す．また，空間ソリトンの放出角の入射パワ依存性を，数値的に明らかにする．さらに本章では，TE 最低次モードに近い非線形 TE 定常波，ならびにクラッドに界が集中した非線形 TE 定常波のガウスビームによる励振の解析を行い，ビーム幅の励振に与える影響につ

いて調べ，逆散乱法による非線形シュレディンガー方程式の解から得られる結果との比較を行っている．

第 3 章では，非線形誘電体部を有する非対称光 Y 分岐素子の解析を行う．光パワ分割，光の合波・干渉等に用いられる光 Y 分岐は，光集積回路を構成する上で重要な回路素子である．光 Y 分岐は，その形状から対称 Y 分岐 [37],[38] と非対称 Y 分岐 [39],[40] に分類できる．前者はパワを等分割し，後者は分岐角によって出力パワ比が変化するという特徴を持っている．また，非対称 Y 分岐で分岐部に不連続部を設けたものは，分岐角に関係なく任意の出力パワ比が得られることが報告されている [41],[42]．一方，光 Y 分岐に非線形誘電体を用いることにより，光 Y 分岐を光機能素子として応用できることが報告されている [43],[44]．しかし，従来の非線形誘電体を用いた光 Y 分岐素子は，入出力ポートに非線形誘電体を用いている場合が多く，他の光回路素子との接続の際に非線形光学効果により屈折率分布が変化し，接続部において反射および放射を生じるため，光集積回路を構成する上で不都合である．そこで，本章では，不連続部に非線形誘電体を用いた非対称光 Y 分岐素子 [45] を提案し，反復差分ビーム伝搬法を適用して解析を行う．伝搬波形ならびに入力パワに対する各出力ポートへの透過特性を明らかにし，光スイッチへの応用の可能性を示している．

第 4 章では，非線形誘電体部を有する X 形光カプラの解析を行う．光信号処理素子としての光スイッチは，光の経路を人為的に切り替える役割を持ち，これまで電気光学効果を用いたものが広く研究されてきた．電気光学制御光スイッチとしては，電気光学結晶基板上に方向性結合器，交差導波路，Y 分岐等を形成し，電極を装加した構造が報告されており，印加電圧によって導波路の屈折率分布を変化させることにより，スイッチングを行うことができる [46]–[48]．一方，3 次の非線形光学効果を用いた光スイッチも提案されている．これまで非線形光学制御光スイッチとしては，非線形光カプラ [49]–[54] や非線形光分岐素子 [43],[44],[55],[56] が主に研究されており，導波光パワによって導波路の屈折率分布を変化させることにより，スイッチングを行うことができる．非線形光学制御光スイッチは，導波光自身もしくは他の光波の導波パワによってスイッチングが行えるため全光学スイッチングが可能であり，また電気光学制御光スイッチに比べて高速にスイッチングが行えることから，超高速信号処理素子への応用が期待されている．本章では，非線形誘電体部を有す

るX形光カプラ [57],[58] を提案し，反復差分ビーム伝搬法を適用して解析を行う．解析においては，波長の異なる信号光および制御光の2光波が存在する場合を考えるため，波長の異なる2光波が存在する場合に対する反復差分ビーム伝搬法の定式化を行っている．本章では，次の2つの場合について解析を行っている．まず，光波が一方の入力ポートから入射した場合について解析を行い，伝搬波形と各出力ポートへの透過特性を求める．次に，片方の入力ポートに信号光，他方の入力ポートに信号光と波長の異なる制御光が入射した場合について解析を行い，信号光の伝搬波形と制御光パワに対する信号光の各出力ポートへの透過特性を求める．これらの結果から，提案した構造が全光学信号処理素子として応用できることを示している．

第5章では，非線形誘電体層を有する導波路型光パワリミタの解析を行う．光パワリミタは，発光素子のパワ抑制，光パルス整形，光検出器の保護等の用途を持ち，光回路素子として重要である．従来，これらの用途には，発光素子からの光パワを検出してフィードバックにより発光素子を制御する [2]，という方法が用いられてきたが，装置が複雑であるという欠点がある．それに対して，カー媒質を用いることにより，レンズの焦点を光パワに応じて変化させて，出力パワを一定に抑える，バルク型光パワリミタが提案されている [59]–[61]．光パワリミタを光集積回路素子として用いるためには導波路構造とすることが必要であるが，導波路型の光パワリミタの研究報告は行われていない．そこで本章では，非線形誘電体層を有する導波路型光パワリミタ [62],[63] を提案し，反復差分ビーム伝搬法を用いて解析を行う．解析においては，非線形光学効果の飽和を考えるため，飽和のある非線形誘電体に対する反復差分ビーム伝搬法の定式化を行っている．伝搬波形ならびに入出力特性を求め，提案した構造が適切な条件のもとで光パワリミタとして動作することを明らかにする．また，導波路のコアの幅を変化させることによって，リミタの動作点を設定できることを示す．

第6章では，本研究で得られた成果を総括して述べる．

第 2 章

非線形光導波路励振問題の反復差分ビーム伝搬法による解析

2.1　序言

カー媒質からなるクラッドを有するスラブ導波路を伝搬する光波は，伝搬定数および界分布が導波パワに依存するという興味深い特徴を持つため，光双安定素子，光スイッチ，光リミタ等の全光学信号処理素子の実現に関連して，大いに注目を集めており，これまで広く研究されている [20]–[25]．また，このような非線形スラブ導波路中の光波伝搬に関しては，非線形 TE 定常波の安定性 [26]–[28]，線形 TE モードによる励振 [28],[29]，および非線形 TE 定常波のガウスビームによる励振 [30] のビーム伝搬法による解析が行われている．

しかし，これらの解析例では，ほとんどの場合，伝搬方向の微小区間内では電界強度分布が変化しない，という仮定を用いているため，伝搬方向のきざみ幅の大きさが解析結果に大きな影響を与える．そこで本章では，クランク・ニコルソン法を適用した差分ビーム伝搬法の各伝搬ステップにおいて，差分式を反復計算して解を収束させる反復差分ビーム伝搬法 [31],[32] を提案し，その定式化を行う．

はじめに，カー媒質からなるクラッドを有するスラブ導波路を TE 最低次モードによって励振した場合の光波伝搬の解析を行い，反復差分ビーム伝搬法の有効性を示した後，空間ソリトンの放出角の入射電力依存性を，数値的に明らかにする．次

に，ガウスビームによって非線形 TE 定常波を励振する場合の解析を行い，ビーム幅の励振に与える影響について調べ，逆散乱法による非線形シュレディンガー方程式の解との比較を行う．

2.2 非線形誘電体に対する反復差分ビーム伝搬法の定式化

カー効果を有する非線形誘電体を含む y 方向に一様なスラブを z 方向に伝搬する TE 波の電界 $E_y(x,z,t) = \frac{1}{2}\left[E(x,z)\exp(j\omega t) + c.c.\right]$ は次の波動方程式を満たす．

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + k_0^2 n^2(x,z)E + k_0^2\alpha(x,z)|E|^2 E = 0 \tag{2.1}$$

但し，k_0 は真空中の波数，$n(x,z)$ は導波路の線形屈折率分布であり，$\alpha(x,z)$ は線形屈折率分布 $n(x,z)$ と非線形光学係数分布 $n_2(x,z)$ を用いて次のように表される．

$$\alpha(x,z) = c\epsilon_0 n^2(x,z)n_2(x,z) \tag{2.2}$$

但し，c は真空中の光速，ϵ_0 は真空の誘電率である．

次に $E(x,z)$ を複素振幅 $u(x,z)$ と $+z$ 方向の伝搬成分の積として次式のように表す．

$$E(x,z) = u(x,z)\exp(-jk_0 n_0 z) \tag{2.3}$$

式 (2.3) を式 (2.1) に代入して次式を得る．

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - 2jk_0 n_0\frac{\partial u}{\partial z} + k_0^2\left[n^2(x,z) - n_0^2\right]u \\ +k_0^2\alpha(x,z)|u|^2 u = 0\end{aligned} \tag{2.4}$$

ここで，$+z$ 方向へ伝搬する波動のみについて考察すると，$+z$ 方向に $u(x,z)$ の急激な変化がないという仮定から式 (2.4) において

$$\left|\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right| \ll 2k_0 n_0 \left|\frac{\partial u}{\partial z}\right| \tag{2.5}$$

なる近似が成り立つため，次のフレネル方程式を得る．

$$2jk_0 n_0\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + k_0^2\left[n^2(x,z) - n_0^2\right]u + k_0^2\alpha(x,z)|u|^2 u \tag{2.6}$$

式 (2.6) にクランク・ニコルソン法を適用し，差分式を導出する．$u(x,z)$，$n(x,z)$，$\alpha(x,z)$ を離散化する際に，差分式の慣例に従って，次のような簡略記号を用いる．

$$u(s\Delta x, r\Delta z) = u_s^r \tag{2.7}$$

$$n(s\Delta x, r\Delta z) = n_s^r \tag{2.8}$$

$$\alpha(s\Delta x, r\Delta z) = \alpha_s^r \tag{2.9}$$

従来の非線形誘電体を用いた光回路のビーム伝搬法による解析においては，伝搬方向の微小区間において電界強度分布が変化しない，という仮定を用いている場合が多く，この仮定によって式 (2.6) を差分化すると次式を得る．

$$\begin{aligned}&-\rho A u_{s-1}^{r+1} + \left[2(1+\rho A) - \Delta z B_s^{r+1/2}\right] u_s^{r+1} - \rho A u_{s+1}^{r+1} \\ &= \left[2(1-\rho A) + \Delta z B_s^{r+1/2}\right] u_s^r + \rho A \left(u_{s-1}^r + u_{s+1}^r\right)\end{aligned} \tag{2.10}$$

但し，

$$\rho = \frac{\Delta z}{\Delta x^2} \tag{2.11}$$

$$A = -\frac{j}{2k_0 n_0} \tag{2.12}$$

$$\begin{aligned}B_s^{r+1/2} &= -\frac{jk_0}{2n_0}\left[\left(n^2\right)_s^{r+1/2} - n_0^2 + \alpha_s^{r+1/2}\left|u_s^{r+1/2}\right|^2\right] \\ &\approx -\frac{jk_0}{2n_0}\left[\left(n^2\right)_s^{r+1/2} - n_0^2 + \alpha_s^{r+1/2}\left|u_s^r\right|^2\right]\end{aligned} \tag{2.13}$$

である．しかし，式 (2.10) の場合，入射パワが増加して非線形光学効果が大きくなると上記の近似が成り立たなくなってくるため，何らかの修正が必要となる．そこで，式 (2.6) を次式のように差分化する．

$$\begin{aligned}&-\rho A u_{s-1}^{r+1,k+1} + \left[2(1+\rho A) - \Delta z B_s^{r+1/2}\right] u_s^{r+1,k+1} - \rho A u_{s+1}^{r+1,k+1} \\ &= \left[2(1-\rho A) + \Delta z B_s^{r+1/2}\right] u_s^r + \rho A \left(u_{s-1}^r + u_{s+1}^r\right) \\ &\quad + \Delta z C_s^{r+1/2}\left(\left|u_s^r\right|^2 u_s^r + \left|u_s^{r+1,k}\right|^2 u_s^{r+1,k}\right)\end{aligned} \tag{2.14}$$

但し，ρ，A は式 (2.11)，(2.12) で与えられ，$B_s^{r+1/2}$，$C_s^{r+1/2}$ は

$$B_s^{r+1/2} = -\frac{jk_0}{2n_0}\left[\left(n^2\right)_s^{r+1/2} - n_0^2\right] \tag{2.15}$$

$$C_s^{r+1/2} = -\frac{jk_0}{2n_0}\alpha_s^{r+1/2} \tag{2.16}$$

である．$u_s^{r+1,k}$ の初期値として u_s^r を選び，正の微小値である収束判定値 δ に対して，式 (2.14) を次の条件を満たすまで計算することにより u_s^{r+1} を求めることができる．

$$\max\left[\frac{\left|u_s^{r+1,k+1} - u_s^{r+1,k}\right|}{\left|u_s^{r+1,k}\right|}\right] < \delta \tag{2.17}$$

但し，k は反復計算回数である．

2.3 解析結果

2.3.1 非線形スラブ導波路の TE 最低次モードによる励振

図 2.1 に示すようなカー媒質からなるクラッドをもつ非線形スラブ導波路を伝搬する非線形 TE 定常波については厳密解が得られ [20]-[23]，$\mathrm{TE_0}$ モードの分散曲線は図 2.2 のようになる．ここで，波長 $\lambda = 0.515\mu\mathrm{m}$ ，コアの線形屈折率 $n_f = 1.555$, 基板の線形屈折率 $n_s = 1.55$ ，クラッドの線形屈折率 $n_c = 1.55$ ，非線形光学係数 $n_{2c} = 10^{-9}\mathrm{m^2/W}$ ，コアの厚さ $d = 4\lambda$ としている．

TE 最低次モードが図 2.2 の分散曲線の極大値を超えたパワで入射した場合，自己集束効果が回折効果とつり合うことにより，クラッドに自己集束チャネルが形成され，クラッドへの空間ソリトンの放出が起こり，空間ソリトンの数や放出角が入射パワに依存することが報告されている [28],[29],[33]-[36]．しかし，従来の解析例では伝搬方向の微小区間 Δz において電界強度分布が変化しないという仮定を用いているため，Δz の大きさに解析結果が大きく影響される．そこで，この問題に反復差分ビーム伝搬法を適用し，Δz の大きさを変化させて，入射パワ $P = 30\mathrm{mW/mm}$ で TE 最低次モードが入射した場合について解析を行い，従来の差分ビーム伝搬法による結果との比較を行った．横方向きざみ幅 $\Delta x = 0.1\lambda$ ，反復差分ビーム伝搬法における式 (2.17) の収束判定値 $\delta = 10^{-4}$ とし，式 (2.3) における n_0 にはこの導波路が線形導波路である場合の実効屈折率を用いた．また，計算領域端には Hadley の提案した透過境界条件 [64],[65] を適用している．そのため，吸収関数領域を設定する必要がなく，計算時間の短縮が可能となる．

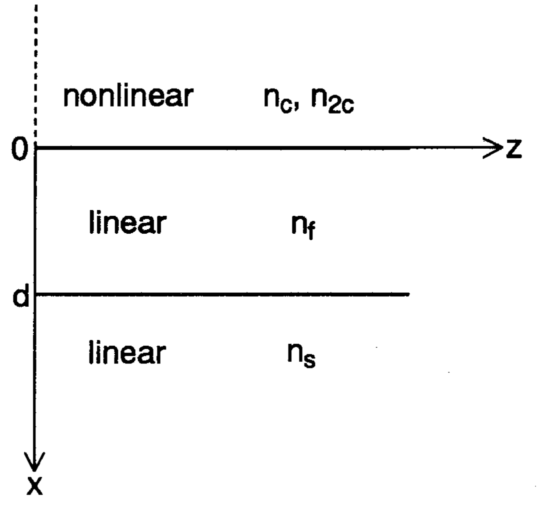


図 2.1 非線形スラブ導波路

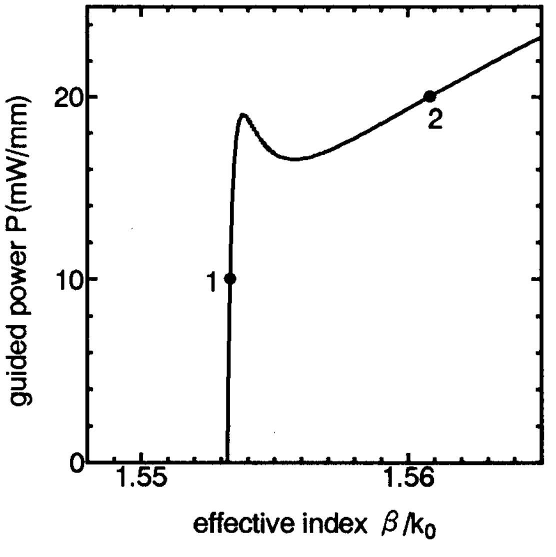
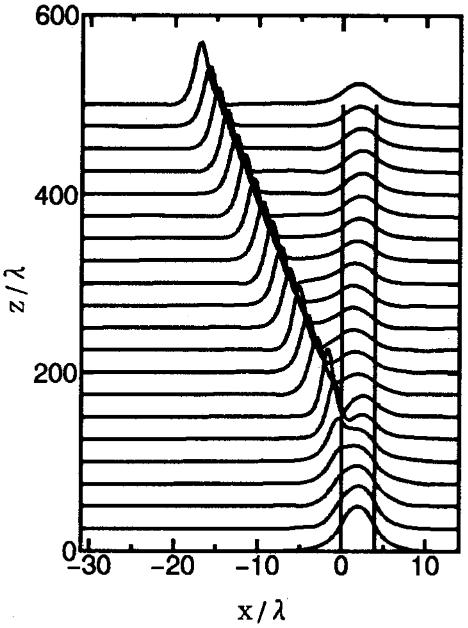


図 2.2 分散曲線

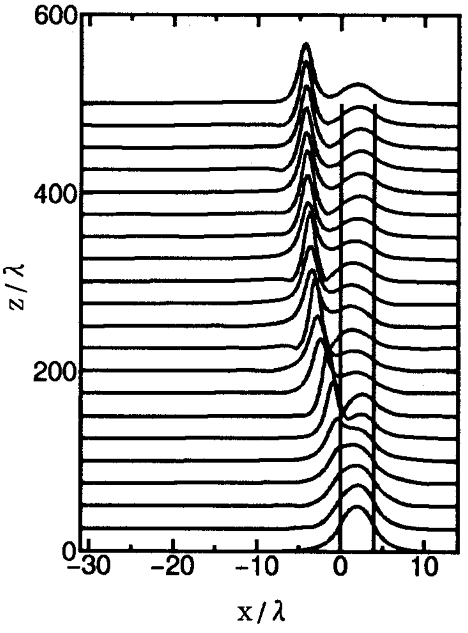
図 2.3 に，従来の差分ビーム伝搬法を用いて (a) $\Delta z = 0.01\lambda$ および (b) $\Delta z = \lambda$ として解析を行った場合の伝搬波形をそれぞれ示す．いずれの場合においてもクラッドへの空間ソリトンの放出が起こっているが，Δz を大きくすると，ソリトンの放出角が小さくなることが分かる．これは Δz を大きくするにつれて，微小区間 Δz において，電界強度分布が変化しないという式 (2.13) の近似が成り立たなくなり誤差が生じたものと考えられる．

一方，図 2.4 は反復差分ビーム伝搬法を用いて同じく (a) $\Delta z = 0.01\lambda$ および (b) $\Delta z = \lambda$ として解析を行った場合の伝搬波形をそれぞれ示したものである．図 2.4 から，Δz の大きさが異なっても，得られる結果にほとんど差異は見られないことが分かる．

これらの結果を定量的に比較するために，伝搬方向のきざみ幅を変化させた場合について，ビーム波のクラッドへの放出角 ϕ を数値的に求めた．ここで ϕ は，各伝搬距離における振幅の最大値の $1/e$ 倍となる 2 点の中点をビーム波の中心として定め，最小自乗法を適用してビーム波の軌跡を近似する直線を定めることにより決定した．図 2.5 はそのようにして求めた ϕ の値の Δz による変化の模様を示したものである．図より明らかな通り，反復差分ビーム伝搬法による計算結果はきざみ幅 $\Delta z = \lambda$ 程度で収束しているが，従来の差分ビーム伝搬法では $\Delta z = 0.01\lambda$ 程度まできざみ幅を小さくしなければ収束せず，同程度の精度を得るために従来の差分ビーム伝搬法では反復差分ビーム伝搬法に比べて約 14 倍の計算時間を要する．従って，反復差分ビーム伝搬法を用いることにより，従来の差分ビーム伝搬法に比べて伝搬方向きざみ幅を大きく取ることができるため，計算時間を大幅に短縮できることが示された．

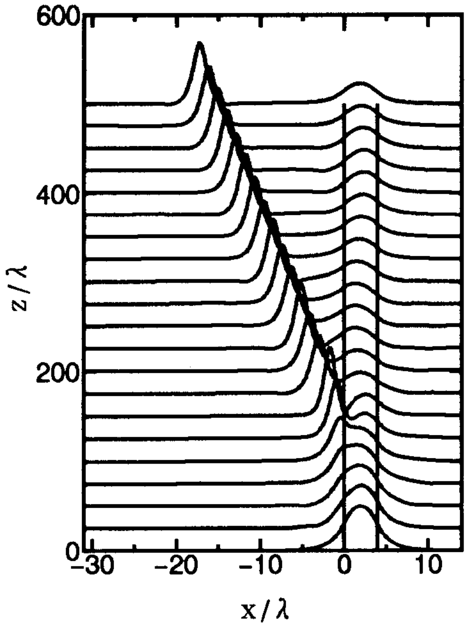


(a) $\Delta z = 0.01\lambda$

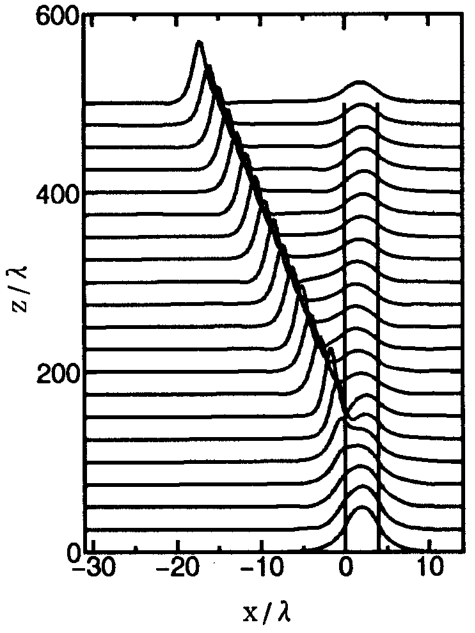


(b) $\Delta z = \lambda$

図 2.3 従来の差分ビーム伝搬法による伝搬波形 ($P = 30\mathrm{mW/mm}$)



(a) $\Delta z = 0.01\lambda$



(b) $\Delta z = \lambda$

図 2.4 反復差分ビーム伝搬法による伝搬波形 ($P = 30$mW/mm)

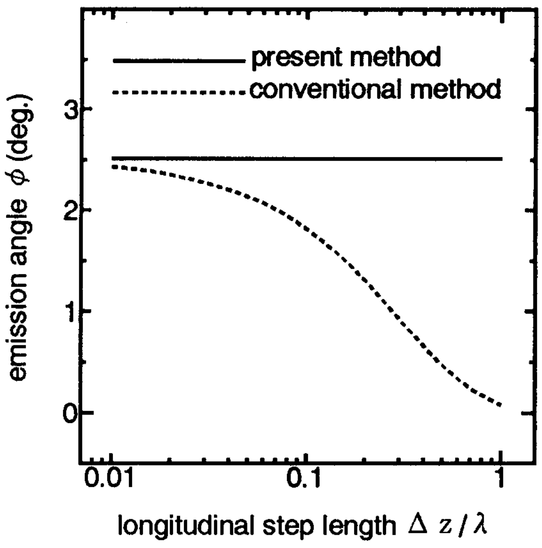
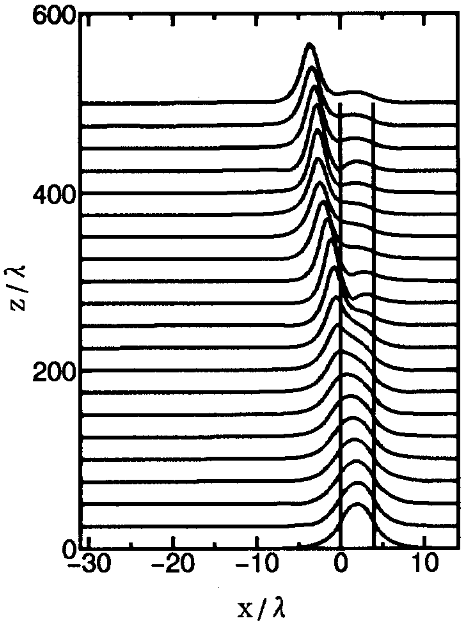


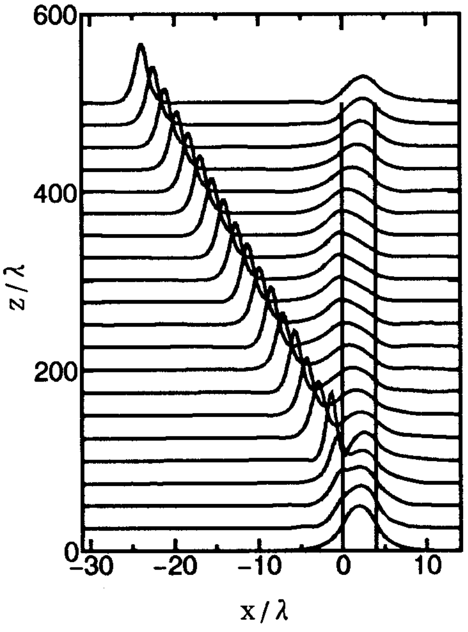
図 2.5 伝搬方向きざみ幅に対する空間ソリトンの放出角 ($P = 30\mathrm{mW/mm}$)

次に空間ソリトンの放出角の入射パワ依存性について解析を行う．これまで，空間ソリトンの放出角は入射パワに依存することが報告されている．しかし，これらの報告は概略の伝搬波形から図式的になされたものであり，その角度を数値的に評価した結果は示されていない．そこで本手法を用いて，空間ソリトンの放出角を数値的に求め，その入射パワ依存性を調べた．

図 2.6 は (a) $P = 20\mathrm{mW/mm}$，(b) $P = 40\mathrm{mW/mm}$ の場合の伝搬波形であり，入射パワが大きいほど空間ソリトンの放出角が大きくなることが分かる．角度 ϕ を前述の最小自乗法によって求め，入射パワ依存性を示したものが図 2.7 である．この図から，入射パワが大きいほど ϕ は大きくなり，P を $20\mathrm{mW/mm}$ から $40\mathrm{mW/mm}$ まで変化させることにより，ϕ が約 2.6° 変化することが明らかとなった．ここで，伝搬方向きざみ幅 $\Delta z = \lambda$ としている．



(a) $P = 20\mathrm{mW/mm}$



(b) $P = 40\mathrm{mW/mm}$

図 2.6 伝搬波形

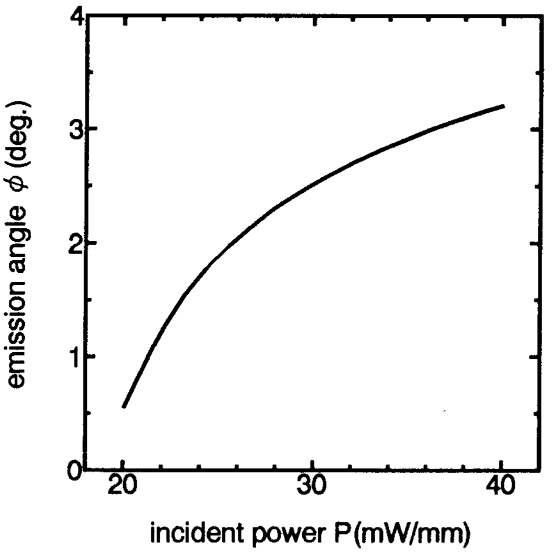


図 2.7 入射パワに対する空間ソリトンの放出角

2.3.2 ガウスビームによる非線形 TE 定常波の励振

前小節において，反復差分ビーム伝搬法は，非線形誘電体を含む光導波路の光波伝搬の解析に非常に有効であることが示された．ここでは，その適用例として，図 2.1 のスラブ導波路の非線形 TE 定常波のガウスビームによる励振の問題を取り扱う．

入射ガウスビームの電界 $E(x)$ は次式で与えられる．

$$E(x) = E_0 \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2}{w_0^2}\right] \tag{2.18}$$

但し，振幅 E_0 は電力 P を用いて

$$E_0 = \sqrt{\frac{2\sqrt{2}c\mu_0 P}{\sqrt{\pi}(\beta/k_0)w_0}} \tag{2.19}$$

と表される．

これまで非線形 TE 定常波のガウスビームによる励振に関しては，ガウスビームのパワ，ビームの中心位置 x_0 をそれぞれ適した値に調整し，ほぼ励振する TE 定常波に近い界分布とした場合に励振可能であるが，x_0 が不適当である場合にはクラッ

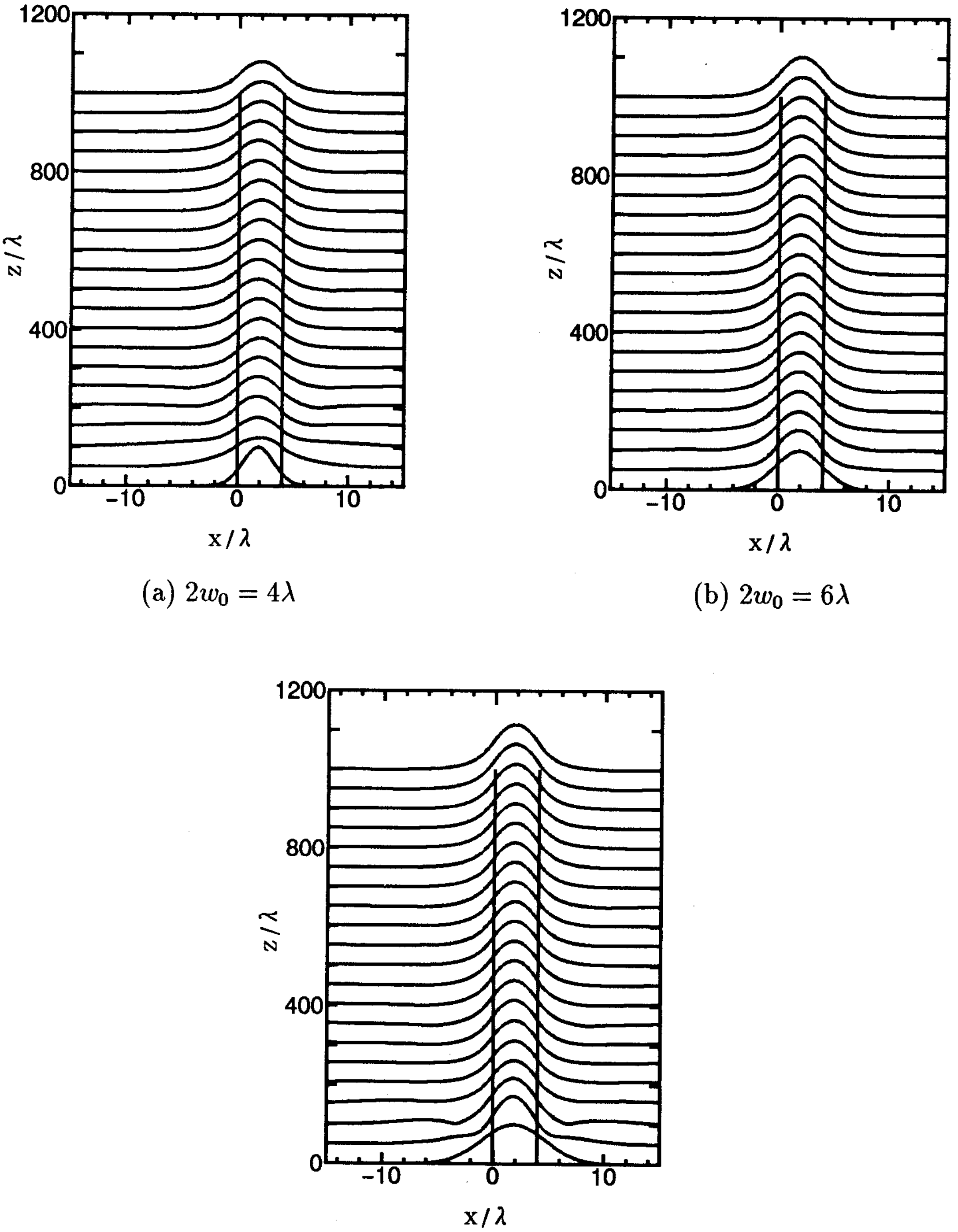
ドへの放射や空間ソリトンの放出が生じ，励振不可能であることが報告されている[30]．しかしビーム幅 $2w_0$ の与える影響については詳しく検討されていないようである．

そこで，反復差分ビーム伝搬法を用いて，いくつかの異なるビーム幅 $2w_0$ を持ったガウスビームによって励振した場合について解析を行った．但し，ビームの中心 x_0 は非線形 TE 定常波の電界が最大値をとる位置に定めている．励振する非線形 TE 定常波として図 2.2 の分散曲線の点 $1(P = 10\mathrm{mW/mm})$ および点 $2(P = 20\mathrm{mW/mm})$ に対応する界分布を選んだ．解析において横方向きざみ幅 $\Delta x = 0.1\lambda$，伝搬方向きざみ幅 $\Delta z = \lambda$ とし，式 (2.17) の収束判定値 $\delta = 10^{-4}$ とした．

図 2.8 は点 1 に対応する TE 定常波をガウスビームによって励振した場合の伝搬波形であり，ビーム幅はそれぞれ (a) $2w_0 = 4\lambda$，(b) $2w_0 = 6\lambda$，(c) $2w_0 = 8\lambda$ としている．(a), (c) の場合にクラッドおよび基板への放射が見られるが，(a), (b), (c) いずれの場合にもほぼ定常波が励振されている．この理由としては，点 1 に対応する界分布は入射パワが弱いために，ほとんど TE 最低次モードに近く，横方向への界の変化が生じても分散曲線上で実効屈折率はほとんど変化しない．従って，ビーム幅の影響をあまり受けないものと考えられる．

一方，点 2 に対応する定常波をガウスビームによって励振した場合の伝搬波形を示したものが図 2.9 であり，ビーム幅はそれぞれ (a) $2w_0 = 2\lambda$，(b) $2w_0 = 4\lambda$，(c) $2w_0 = 6\lambda$ としている．図 2.9 から明らかなように，(b) の場合にのみ非線形 TE 定常波の励振が可能であり，(a), (c) の場合にはともにコアとクラッドの間を界が振動し，定常波の励振が不可能であることが分かる．この理由としては，点 2 に対応する界分布は非線形クラッド部分に界が集中しており，界分布が変化した場合，分散曲線上で実効屈折率が大きく変化するため定常波励振の条件が厳しくなるものと考えられる．

非線形 TE 定常波のガウスビームによる励振の解析を行った結果，伝送パワが弱く，TE 最低次モードに近い定常波を励振する場合にはビーム幅にほとんど関係なく定常波の励振が可能であることが明らかとなった．一方，クラッドに界が集中しているような定常波を励振する場合には適当なビーム幅を持ったガウスビームによってのみ励振可能であり，ビーム幅が広すぎても，狭すぎても，定常波の励振は不可能であり，界がコアとクラッドの間を振動することが明らかとなった．



(a) $2w_0 = 4\lambda$

(b) $2w_0 = 6\lambda$

(c) $2w_0 = 8\lambda$

図 2.8 伝搬波形 ($P = 10\mathrm{mW/mm}$)

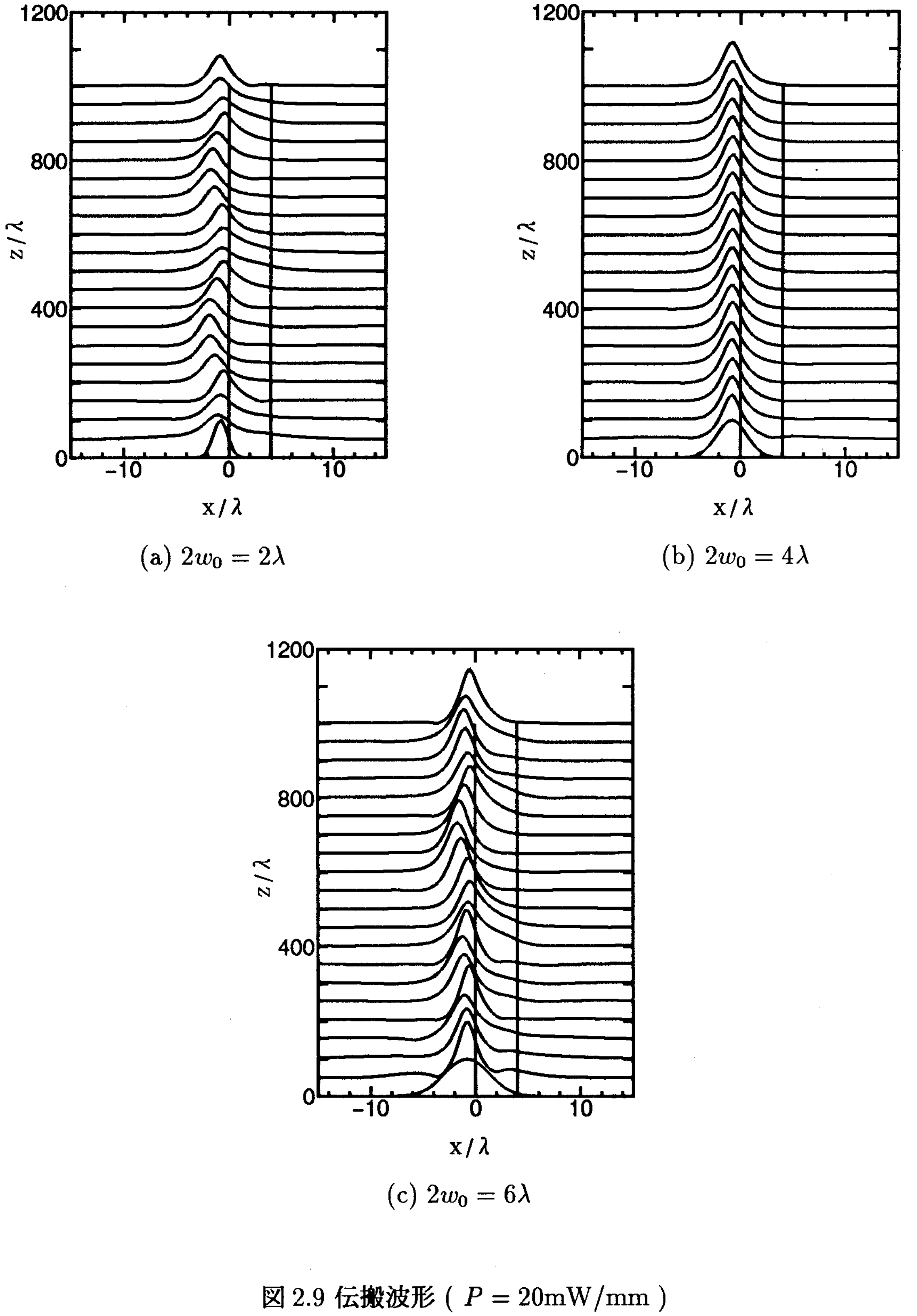


図 2.9 伝搬波形（ $P = 20\mathrm{mW/mm}$ ）

2.4 逆散乱法による非線形シュレディンガー方程式の解との対比

本節では，図 2.9 の結果と，逆散乱法による非線形シュレディンガー方程式の解から得られる結果 [5]-[7] との比較を行う．これらの逆散乱法による結果は，一様なカー媒質中の光波伝搬を考えているため，本節では，定性的に比較を行うこととする．

図 2.1 の非線形スラブ導波路において，クラッド中を伝搬する TE 波の電界は非線形シュレディンガー方程式

$$j\frac{\partial u}{\partial z}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+|u|^2 u=0 \tag{2.20}$$

を満たす．Zakharov と Shabat は，式 (2.20) が逆散乱法を用いて厳密に解けることを示した [5]．逆散乱法の結果，式 (2.20) において，初期条件 $u_0(x)=u(x,z=0)$ を与えた場合，発生する N 個のソリトンの振幅 η_n および速度 κ_n $(n=1,2,\cdots N)$ は，$u_0(x)$ をポテンシャルとするディラック型固有値方程式

$$j\frac{\partial \psi_1}{\partial x}+u_0(x)\psi_2=\zeta\psi_1 \tag{2.21}$$

$$-j\frac{\partial \psi_2}{\partial x}+u_0^*(x)\psi_1=\zeta\psi_2 \tag{2.22}$$

の固有値 ζ_n を用いて

$$\zeta_n=\frac{\kappa_n+j\eta_n}{2} \tag{2.23}$$

で表される．この結果より，N 個のソリトン解は次式で与えられる．

$$\begin{aligned} u(x,z)=&\sum_{n=1}^{N}\eta_n \mathrm{sech}\left[\eta_n\left(x+\kappa_n z-\theta_{0n}\right)\right] \\ &\cdot\exp\left[-j\kappa_n x+\tfrac{j}{2}\left(\eta_n^2-\kappa_n^2\right)-j\sigma_{0n}\right] \end{aligned} \tag{2.24}$$

但し，θ_{0n} ，σ_{0n} は位相定数である．

非線形クラッドにおける入射ガウスビームが，近似的に

$$u_0(x)=A\mathrm{sech}x \tag{2.25}$$

で表されるとした場合，式 (2.21)，(2.22) は解析的に解くことができ，固有値の数 N は次式で与えられる [6],[7]．

$$A-\frac{1}{2}<N\le A+\frac{1}{2} \tag{2.26}$$

また，固有値はそれぞれ

$$\zeta_n = j\frac{\eta_n}{2} = j\left(A - n + \frac{1}{2}\right),\ n = 1, 2, \cdots N \tag{2.27}$$

で与えられる．$A = N$ である場合，解は N 個のソリトンのみとなり，それらの振幅は

$$\begin{aligned}\eta_n &= 2(N-n)+1 \\ &= 1, 3, 5, \cdots 2N-1\end{aligned} \tag{2.28}$$

で与えられる．一方，$N - \frac{1}{2} < A \leq N + \frac{1}{2}$ かつ $A \neq N$ の場合，解は N 個のソリトンと線形分散波となる．

$\frac{1}{2} < A \leq \frac{3}{2}$ かつ $A \neq 1$ の場合，解は 1 個のソリトンと線形分散波となり，$|u(x, z)|$ の最大値は振動しながら一定値へ近づくことが示されている [6]．図 2.9(b) では定常波が得られ，(a)，(c) ではビーム幅の振動が見られることから，(a) は $\frac{1}{2} < A < 1$，(b) は $A = 1$，(c) は $1 < A < \frac{3}{2}$ の場合にそれぞれ相当すると考えられ，反復差分ビーム伝搬法による結果が，逆散乱法による非線形シュレディンガー方程式の解から得られる結果と，定性的に一致していることが分かる．

2.5 結言

3 次の非線形誘電体を含む光回路の解析法として，クランク・ニコルソン法を適用した差分ビーム伝搬法を改良した反復差分ビーム伝搬法を提案し，その定式化を行った．

はじめに，カー媒質のクラッドを有するスラブ導波路の TE 最低次モードによる励振の解析を行い，クラッドへの空間ソリトンの放出角を評価することにより，従来の差分ビーム伝搬法による結果との比較を行い，反復差分ビーム伝搬法の有効性を示した．また，空間ソリトンの放出角の入射パワ依存性を数値的に明らかにした．

さらに，提案した手法を用いて，いくつかの異なるビーム幅を持つガウスビームによる非線形 TE 定常波の励振について解析を行い，ビーム幅の与える影響について調べ，逆散乱法による非線形シュレディンガー方程式の解との比較を行った．

第 3 章

非線形誘電体部を有する非対称光Ｙ分岐素子の特性

3.1　序言

光集積回路を構成する上で重要な回路素子である光Ｙ分岐は，その形状から対称Ｙ分岐 [37],[38] と非対称Ｙ分岐 [39],[40] に分類できる．前者はパワを等分割し，後者は分岐角によって出力パワ比が変化するという特徴を持っている．また，非対称Ｙ分岐で分岐部に不連続部を設けたものは，分岐角に関係なく任意の出力パワ比が得られることが報告されている [41],[42].

一方，光Ｙ分岐に非線形誘電体を用いることにより，光Ｙ分岐を光機能素子として応用できることが報告されている [43],[44]. しかし，従来の非線形誘電体を用いた光Ｙ分岐素子は，入出力ポートに非線形誘電体を用いている場合が多く，他の光回路素子との接続の際に非線形光学効果により屈折率分布が変化し，接続部において反射や放射を生じるため，光集積回路を構成する上で不都合である．

そこで，本章では，不連続部に非線形誘電体を用いた非対称光Ｙ分岐素子 [45] を提案し，反復差分ビーム伝搬法を用いて解析を行い，伝搬波形ならびに入力パワに対する各出力ポートへの透過特性を明らかにし，提案した光Ｙ分岐が光スイッチへの応用の可能性を有することを示している．

3.2　非線形誘電体部を含む非対称光Y分岐素子の構造

図 3.1 は，白藤らによって提案された不連続部を有する非対称 Y 分岐線路 [41],[42] である．y 軸方向には一様なスラブ構造であるものとし，入出力部では等しい導波路幅を持つ反射折れ曲がり導波路と，テーパのついた導波路が一定の間隔 g をもって配置されている．この Y 分岐線路では，不連続部の幅 g を適切に選ぶことにより，分岐角 θ に関係することなく，幅広い範囲で所望の出力パワ比を得ることができることが報告されている．この Y 分岐線路において，不連続部の屈折率を変化させることができれば，各出力ポートへの透過特性を変化させることが可能となり，光機能素子としての応用が期待できる．

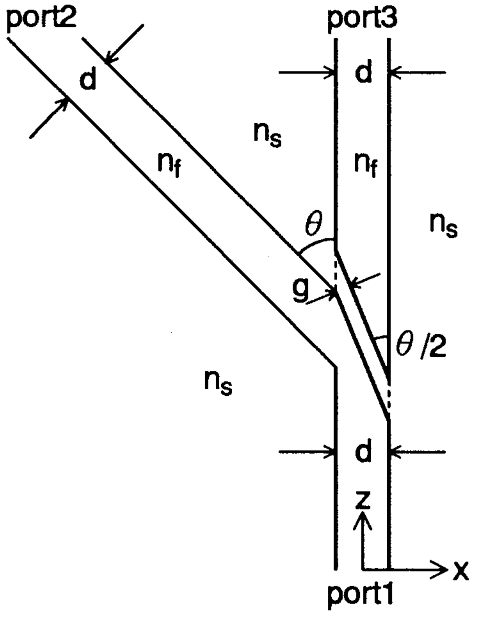


図 3.1 不連続部を有する非対称 Y 分岐線路

図 3.2 に，本章で提案する非線形誘電体部を有する非対称光 Y 分岐素子の構造を示す．非線形誘電体部（斜線部）はカー効果のみを有するものとし，ポート 1 からの入力パワの大小によって，出力ポートを切り替えることをねらいとして設けられている．非線形誘電体部の幅 g を適切に選ぶことにより，以下の動作が期待できる．入力パワが小さい場合は，非線形誘電体部の屈折率がほとんど変化せず，Y 分岐が反射折れ曲がり導波路として動作し，大部分のパワがポート 2 へ出力される．一方，入力パワが大きくなると，非線形誘電体部の屈折率が増加して，大部分のパワが直線的に進み，ポート 3 へ出力されるようになる．その結果，提案した光 Y 分岐素子において，光スイッチングが可能になると期待できる．

提案した光 Y 分岐素子では，分岐部のみに非線形誘電体を用いているため，各ポートにおいて非線形光学効果による屈折率分布の変化が生じず，他の光回路素子との接続の際に接続部での反射および放射を生じない．従って，提案した光 Y 分岐素子は光集積回路素子として有望であると考えられる．

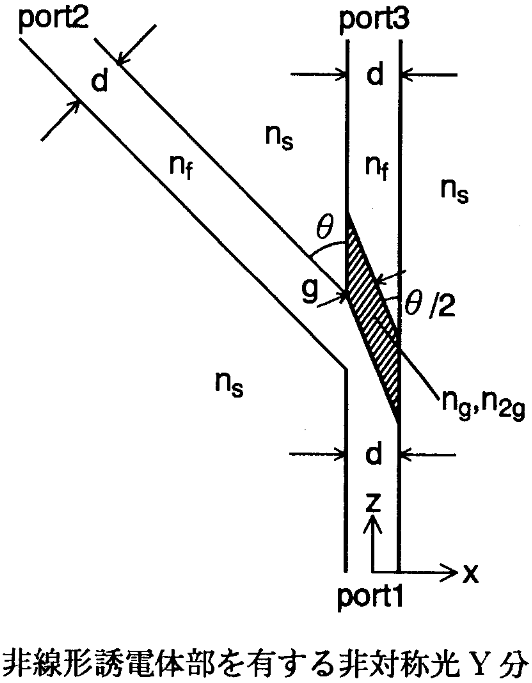


図 3.2 非線形誘電体部を有する非対称光 Y 分岐素子

3.3 解析結果

反復差分ビーム伝搬法を適用して，図 3.2 に示した非対称光 Y 分岐素子のポート 1 に光波が入射する場合の解析を行う．数値計算を行う際に，波長 $\lambda = 0.515\mu\mathrm{m}$ ，コアの幅 $d = 5\lambda$ ，コアの線形屈折率 $n_f = 1.5532$，クラッドの線形屈折率 $n_s = 1.55$, 非線形誘電体部の線形屈折率 $n_g = 1.55$，非線形光学係数 $n_{2g} = 10^{-9}\mathrm{m}^2/\mathrm{W}$ としている．分岐角 θ は，出力導波路間の結合が小さく，また，放射損が小さくなるように，$\theta = 2°$ としている．ポート 1 からの入射波は TE_0 モードのみであるものとし，その入力パワを P_1 とする．また，解析において横方向きざみ幅 $\Delta x = 0.1\lambda$ ，伝搬方向きざみ幅 $\Delta z = \lambda$ とし，反復計算の収束判定値 $\delta = 10^{-4}$ としている．

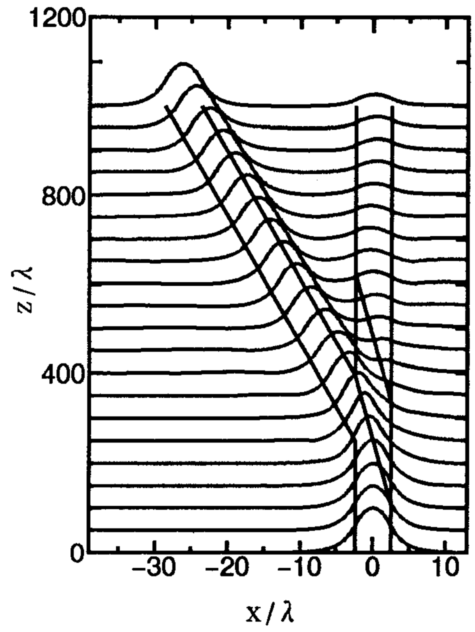
図 3.3 は 非線形誘電体部の幅 $g = 4\lambda$ の場合，図 3.4 は $g = 5\lambda$ の場合，図 3.5 は $g = 6\lambda$ の場合の伝搬波形をそれぞれ示したものである．いずれの場合においても，入力パワが小さいときは，非線形誘電体部の屈折率がほとんど変化しないため，Y 分岐は反射折れ曲がり導波路としての特性を示し，大部分のパワがポート 2 へ出力されているが，入力パワが大きくなるにつれて，非線形誘電体部の屈折率が増加し，ポート 3 への出力の割合が増え，ある入力パワにおいて，大部分のパワが直線的に進みポート 3 へ出力されていることが示されている．

次に入力パワ P_1 に対する各出力ポートへの透過特性を求める．ポート 2 およびポート 3 の出力パワ P_2 および P_3 は，出力端 $z = L$ における電界分布 $E(x, L)$ を用いて，次の重畳積分で与えられる．

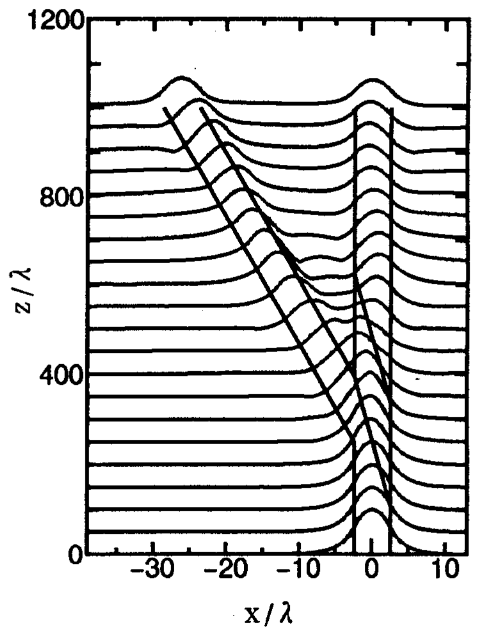
$$P_2 = \left| \frac{\beta_2}{2\omega\mu_0} \int E(x, L)\psi_2^*(x)dx \right|^2 \tag{3.1}$$

$$P_3 = \left| \frac{\beta_3}{2\omega\mu_0} \int E(x, L)\psi_3^*(x)dx \right|^2 \tag{3.2}$$

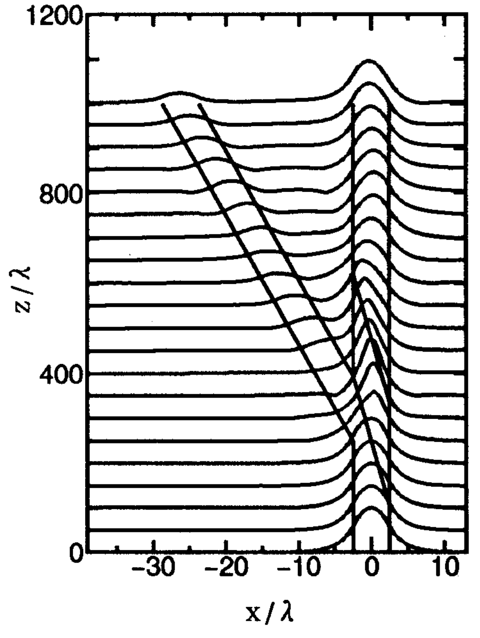
但し，ω は伝搬する光波の角周波数，μ_0 は真空の透磁率である．また，β_2 ，β_3 は，ポート 2 およびポート 3 の導波路が単独で存在する場合の正規モード（TE_0 モード）の位相定数であり，$\psi_2(x)$ ，$\psi_3(x)$ は，次式のように正規化された正規モードの電界分布である．



(a) $P_1 = 1.0\mathrm{mW/mm}$

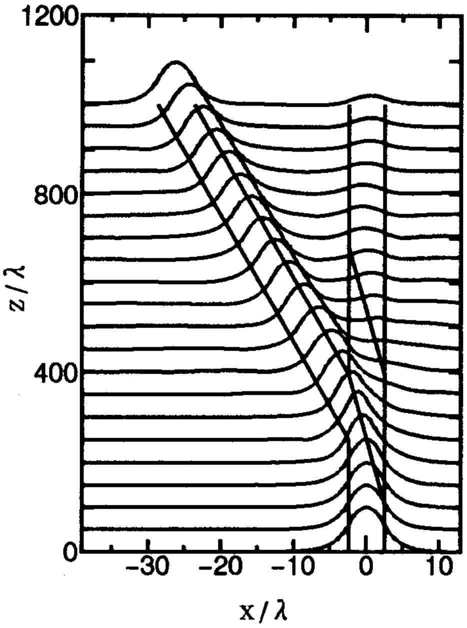


(b) $P_1 = 9.4\mathrm{mW/mm}$

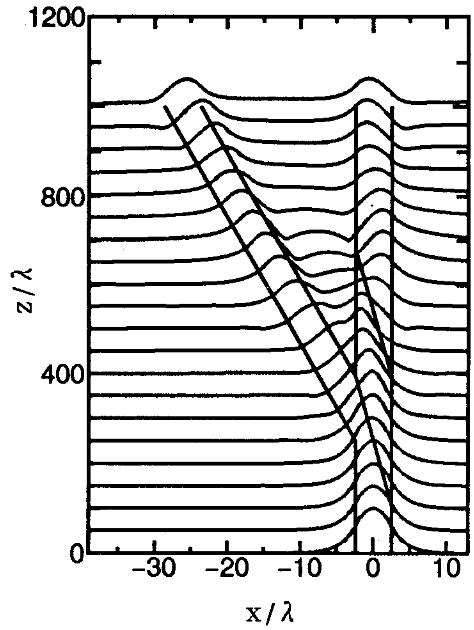


(c) $P_1 = 12.4\mathrm{mW/mm}$

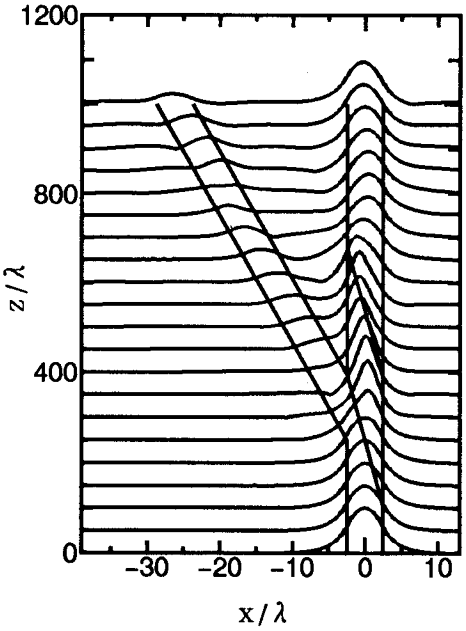
図 3.3 伝搬波形 ($g = 4\lambda$)



(a) $P_1 = 1.0\mathrm{mW/mm}$

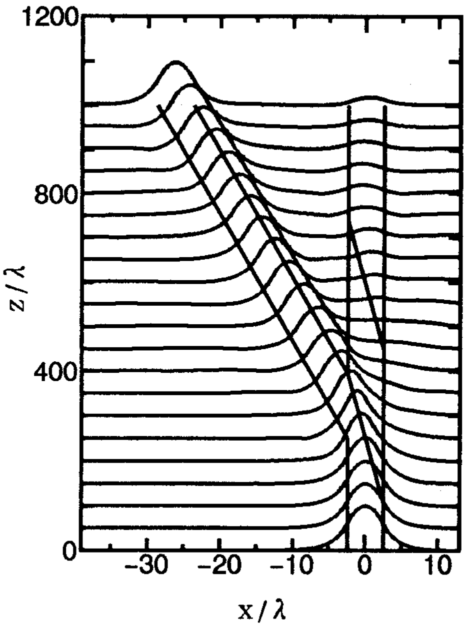


(b) $P_1 = 10.0\mathrm{mW/mm}$

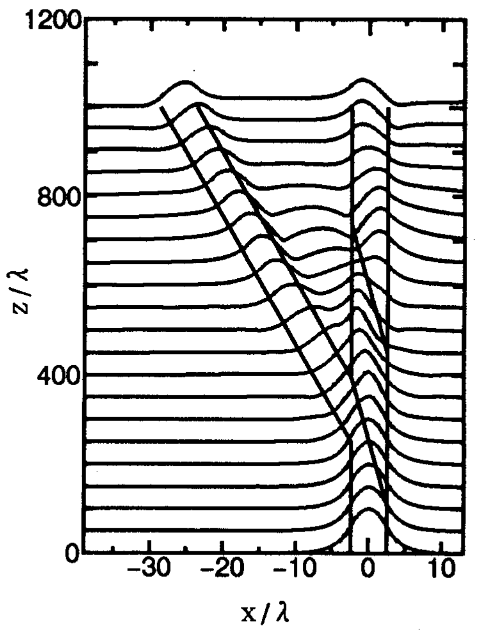


(c) $P_1 = 12.6\mathrm{mW/mm}$

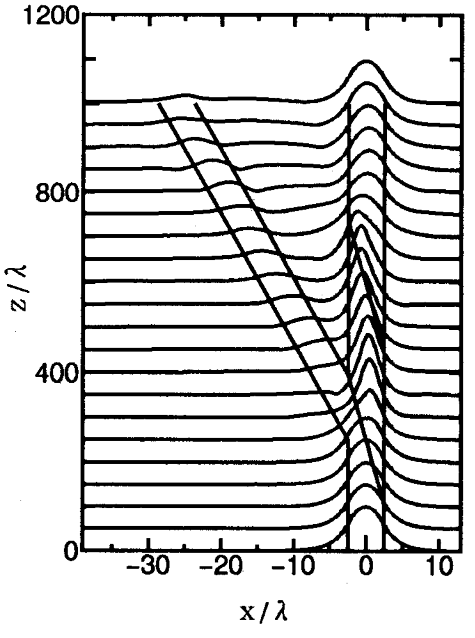
図 3.4 伝搬波形 ($g = 5\lambda$)



(a) $P_1 = 1.0\mathrm{mW/mm}$



(b) $P_1 = 10.2\mathrm{mW/mm}$



(c) $P_1 = 13.2\mathrm{mW/mm}$

図 3.5 伝搬波形 ($g = 6\lambda$)

$$\left| \frac{\beta_2}{2\omega\mu_0} \int \psi_2(x)\psi_2^*(x)dx \right| = 1 \tag{3.3}$$

$$\left| \frac{\beta_3}{2\omega\mu_0} \int \psi_3(x)\psi_3^*(x)dx \right| = 1 \tag{3.4}$$

式(3.1)，(3.2) により求めた P_2 ，P_3 から，各出力ポートへのパワ透過係数 $T_{12}(= P_2/P_1)$ および $T_{13}(= P_3/P_1)$ を求める．図 3.6 は，このようにして求めた P_1 に対する各出力ポートへの透過特性を示したものである．いずれの場合にも，入力パワが小さい場合には，T_{12} がほぼ 1 に近い値を示しているが，入力パワが大きくなるにつれて T_{12} は減少し，T_{13} が次第に 1 に近づき，大部分のパワがポート 3 へ出力されるようになる．このように，入力パワによって出力ポートの切り替えが行えることから，提案した Y 分岐素子は光スイッチへの応用の可能性を有することが示された．スイッチングパワは，$g = 4\lambda$ の場合には 12.4mW/mm ，$g = 5\lambda$ の場合には 12.6mW/mm ，$g = 6\lambda$ の場合には 13.2mW/mm であり，非線形誘電体部の幅が大きくなるほどスイッチングパワが大きくなることが明らかとなった．

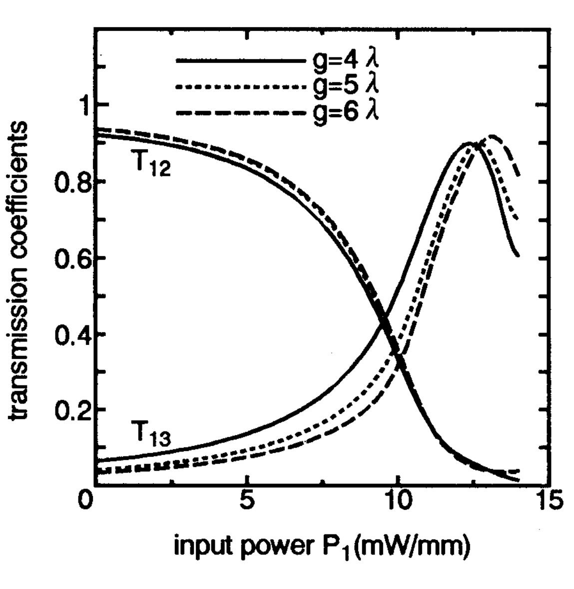


図 3.6 入力パワに対する透過特性

3.4 結言

本章では，非線形誘電体部を含む光Y分岐素子を提案し，反復差分ビーム伝搬法を適用して解析を行った.

伝搬波形，ならびに，入力パワに対する各出力ポートへの透過特性を求めた結果，入力パワによって出力ポートの切り替えが行えることが明らかとなった．このことから，提案した光Y分岐素子が，光スイッチへの応用の可能性を有していることが示された.

第 4 章

非線形誘電体部を有する X 形光カプラの特性

4.1 序言

非線形光カプラ [49]-[54] や非線形光分岐素子 [43],[44],[55],[56] は，導波光自身もしくは他の光波の導波パワによって導波光の透過特性が変化するため，全光学スイッチへの応用の可能性を有しており，また電気光学制御光スイッチに比べて高速にスイッチングが行えることから，超高速信号処理素子への応用が期待されている．しかし，従来の非線形光カプラや非線形光分岐素子は，入出力ポートに非線形誘電体を用いている場合が多く，他の光回路素子との接続の際に非線形光学効果により屈折率分布が変化し，接続部において反射や放射を生じるため，光集積回路を構成する上で不都合である．

そこで，本章では光信号処理素子として，非線形誘電体部を有する X 形光カプラ [57],[58] を提案し，反復差分ビーム伝搬法を適用して解析を行う．解析においては，波長の異なる信号光および制御光の 2 光波が存在する場合を考えているため，波長の異なる 2 光波が存在する場合に対する反復差分ビーム伝搬法の定式化を行っている．

本章では，次の 2 つの場合について解析を行う．まず，光波が一方の入力ポートから入射した場合について解析を行い，伝搬波形と各出力ポートへの透過特性を求

める．次に，片方の入力ポートに信号光，他方の入力ポートに信号光と波長の異なる制御光が入射した場合について解析を行い，信号光の伝搬波形と制御光パワに対する信号光の各出力ポートへの透過特性を求める．これらの結果から，提案した構造が全光学信号処理素子としての応用の可能性を有することを示している．

4.2 非線形誘電体部を有する X 形光カプラの構造

図 4.1 に非線形誘電体部を有する X 形光カプラの構造を示す．y 軸方向に一様なスラブ構造であるものとし，2 つの反射折れ曲がり導波路が幅 g の非線形誘電体部（斜線部）を介して接続されている．ここで非線形誘電体部はカー効果のみを有するものとし，ポート 1 およびポート 3 からの入力パワによって出力ポートを切り替えることをねらいとして設けられている．長さ a は，導波路曲がり部におけるコアの中心からコアと非線形誘電体部の境界までの距離である．

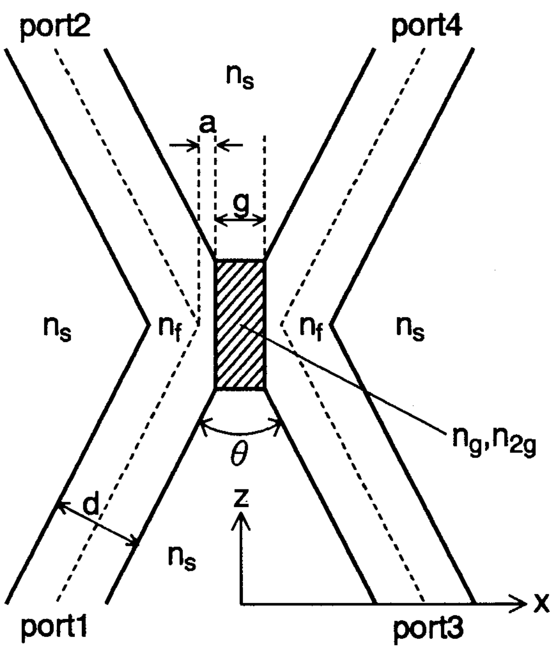


図 4.1 非線形誘電体部を有する X 形光カプラ

θ , g , a を適切に選ぶことにより，以下の動作が期待できる．入力パワが小さい場合には，光波は導波路間を1度だけ移行し入力側と反対の導波路に出力される．一方，入力パワが大きくなると2つの導波路の結合が強くなり，光波は導波路間を2度移行して入力側の導波路に出力される．その結果，提案した構造において全光学スイッチングが可能になると期待できる．

提案したX形光カプラでは，非線形誘電体を結合部にのみ用いているため，各ポートにおいて非線形光学効果による屈折率分布の変化が生じず，他の光回路素子をX形光カプラに接続する際に反射および放射を生じない．従って，提案したX形光カプラは，従来の非線形光カプラや非線形光分岐に比べて，他の光回路素子との接続が容易であると考えられる．

4.3 波長の異なる2光波が存在する場合の反復差分ビーム伝搬法の定式化

角周波数 ω_a , ω_b の2つの光波が存在する場合，$\omega_a \neq \omega_b$ であり，ω_a , ω_b 以外の角周波数成分の光波の発生が無視できるものとすれば，カー媒質を含む y 軸方向に一様なスラブ導波路を伝搬する光波の電界成分 $E_y(x,z,t) = \frac{1}{2}\left[E_a(x,z)\exp(j\omega_a t) + E_b(x,z)\right.$ $\left.\cdot\exp(j\omega_b t) + c.c.\right]$ は次の波動方程式を満たす．

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 E_a}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_a}{\partial z^2} + k_{0a}^2 n_a^2(x,z)E_a + k_{0a}^2\alpha_a(x,z)|E_a|^2 E_a \\ +2k_{0a}^2\alpha_b(x,z)|E_b|^2 E_a = 0\end{aligned} \tag{4.1}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 E_b}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_b}{\partial z^2} + k_{0b}^2 n_b^2(x,z)E_b + k_{0b}^2\alpha_b(x,z)|E_b|^2 E_b \\ +2k_{0b}^2\alpha_a(x,z)|E_a|^2 E_b = 0\end{aligned} \tag{4.2}$$

但し，k_{0a} , k_{0b} , $n_a(x,z)$, $n_b(x,z)$ はそれぞれ ω_a , ω_b に対する真空中の波数および線形屈折率分布である．また，$\alpha_a(x,z)$, $\alpha_b(x,z)$ は次式で与えられる．

$$\alpha_a(x,z) = c\epsilon_0 n_a^2(x,z) n_{2a}(x,z) \tag{4.3}$$

$$\alpha_b(x,z) = c\epsilon_0 n_b^2(x,z) n_{2b}(x,z) \tag{4.4}$$

但し，c は真空中の光速，ϵ_0 は真空の誘電率であり，$n_{2a}(x,z)$ ，$n_{2b}(x,z)$ はそれぞれ ω_a ，ω_b に対する非線形光学係数の分布である．

次に $E_a(x,z)$ ，$E_b(x,z)$ をそれぞれ複素振幅と $+z$ 方向の搬送波成分との積として次のように表す．

$$E_a(x,z) = u(x,z)\exp(-jk_{0a}n_{0a}z) \tag{4.5}$$

$$E_b(x,z) = w(x,z)\exp(-jk_{0b}n_{0b}z) \tag{4.6}$$

式 (4.5)，(4.6) を式 (4.1)，(4.2) に代入して得られた式において，z の 2 階微分を含む項が無視できるものとすると，次のフレネル方程式を得る．

$$\begin{aligned} 2jk_{0a}n_{0a}\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} &+ k_{0a}^2\left[n_a^2(x,z) - n_{0a}^2\right]u + k_{0a}^2\alpha_a(x,z)|u|^2u \\ &+2k_{0a}^2\alpha_b(x,z)|w|^2u \end{aligned} \tag{4.7}$$

$$\begin{aligned} 2jk_{0b}n_{0b}\frac{\partial w}{\partial z} = \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} &+ k_{0b}^2\left[n_b^2(x,z) - n_{0b}^2\right]w + k_{0b}^2\alpha_b(x,z)|w|^2w \\ &+2k_{0b}^2\alpha_a(x,z)|u|^2w \end{aligned} \tag{4.8}$$

式 (4.7)，(4.8) にクランク・ニコルソン法を適用すると，次の差分式を得る．

$$\begin{aligned} -\rho A_a u_{s-1}^{r+1,k+1} &+ \left[2\left(1+\rho A_a\right) - \Delta z\left(B_a\right)_s^{r+1/2}\right]u_s^{r+1,k+1} - \rho A_a u_{s+1}^{r+1,k+1} \\ &= \left[2\left(1-\rho A_a\right) + \Delta z\left(B_a\right)_s^{r+1/2}\right]u_s^r + \rho A_a\left(u_{s-1}^r + u_{s+1}^r\right) \\ &\quad +\Delta z\left(C_a\right)_s^{r+1/2}\left(\left|u_s^r\right|^2 u_s^r + \left|u_s^{r+1,k}\right|^2 u_s^{r+1,k}\right) \\ &\quad +2\Delta z\left(D_a\right)_s^{r+1/2}\left(\left|w_s^r\right|^2 u_s^r + \left|w_s^{r+1,k}\right|^2 u_s^{r+1,k}\right) \end{aligned} \tag{4.9}$$

$$\begin{aligned} -\rho A_b w_{s-1}^{r+1,k+1} &+ \left[2\left(1+\rho A_b\right) - \Delta z\left(B_b\right)_s^{r+1/2}\right]w_s^{r+1,k+1} - \rho A_b w_{s+1}^{r+1,k+1} \\ &= \left[2\left(1-\rho A_b\right) + \Delta z\left(B_b\right)_s^{r+1/2}\right]w_s^r + \rho A_b\left(w_{s-1}^r + w_{s+1}^r\right) \\ &\quad +\Delta z\left(C_b\right)_s^{r+1/2}\left(\left|w_s^r\right|^2 w_s^r + \left|w_s^{r+1,k}\right|^2 w_s^{r+1,k}\right) \\ &\quad +2\Delta z\left(D_b\right)_s^{r+1/2}\left(\left|u_s^r\right|^2 w_s^r + \left|u_s^{r+1,k}\right|^2 w_s^{r+1,k}\right) \end{aligned} \tag{4.10}$$

但し，

$$\rho = \frac{\Delta z}{\Delta x^2} \tag{4.11}$$

$$A_a = -\frac{j}{2k_{0a}n_{0a}} \tag{4.12}$$

$$(B_a)_s^{r+1/2} = -\frac{jk_{0a}}{2n_{0a}}\left[\left(n_a^2\right)_s^{r+1/2} - n_{0a}^2\right] \tag{4.13}$$

$$(C_a)_s^{r+1/2} = -\frac{jk_{0a}}{2n_{0a}}(\alpha_a)_s^{r+1/2} \tag{4.14}$$

$$(D_a)_s^{r+1/2} = -\frac{jk_{0a}}{2n_{0a}}(\alpha_b)_s^{r+1/2} \tag{4.15}$$

$$A_b = -\frac{j}{2k_{0b}n_{0b}} \tag{4.16}$$

$$(B_b)_s^{r+1/2} = -\frac{jk_{0b}}{2n_{0b}}\left[\left(n_b^2\right)_s^{r+1/2} - n_{0b}^2\right] \tag{4.17}$$

$$(C_b)_s^{r+1/2} = -\frac{jk_{0b}}{2n_{0b}}(\alpha_b)_s^{r+1/2} \tag{4.18}$$

$$(D_b)_s^{r+1/2} = -\frac{jk_{0b}}{2n_{0b}}(\alpha_a)_s^{r+1/2} \tag{4.19}$$

である．$u_s^{r+1,k}$ ，$w_s^{r+1,k}$ の初期値として u_s^r ，w_s^r をそれぞれ選び，正の微小値である収束判定値 δ に対して，式(4.9)，(4.10) を次の条件を満たすまで計算することにより，u_s^{r+1} ，w_s^{r+1} を求めることができる．

$$\max\left[\frac{\left|u_s^{r+1,k+1} - u_s^{r+1,k}\right|}{\left|u_s^{r+1,k}\right|}\right] < \delta \tag{4.20}$$

$$\max\left[\frac{\left|w_s^{r+1,k+1} - w_s^{r+1,k}\right|}{\left|w_s^{r+1,k}\right|}\right] < \delta \tag{4.21}$$

但し，k は反復計算回数を示している．

4.4 解析結果

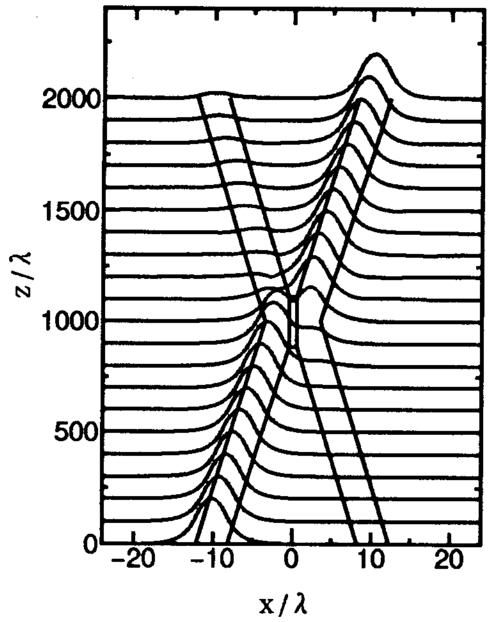
4.4.1 1光波の場合

ここでは図4.1において光波がポート1に入射する場合について解析を行う．数値解析を行う際に，波長 $\lambda = 0.515\mu$m ，コアの幅 $d = 4\lambda$ ，コアの線形屈折率 $n_f = 1.555$ ，クラッドの線形屈折率 $n_s = 1.55$ ，分岐角 $\theta = 1°$ ，非線形誘電体部の線形屈折率 $n_g = 1.55$ ，非線形光学係数 $n_{2g} = 10^{-9}$m^2/W としている．非線形誘電体部の幅 g と，導波路曲がり部におけるコアの中心からコアと非線形誘電体部の

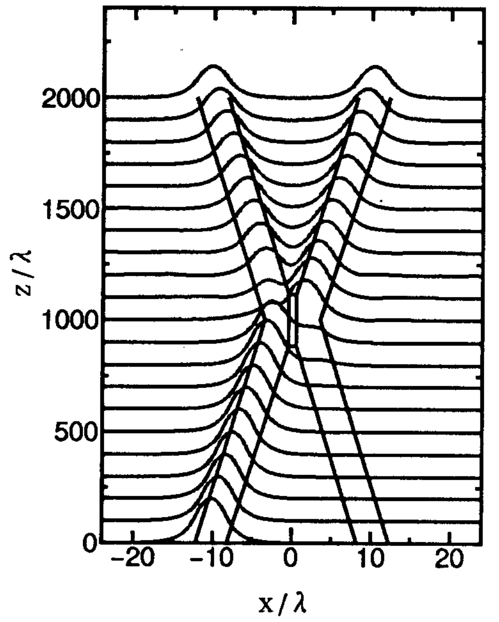
境界までの距離 a は，入力パワが小さいときに光波が 1 度だけ移行するように選んでいる．ポート 1 からの入射波は TE_0 モードのみであるものとし，そのパワを P_1 とする．解析を行う際に横方向きざみ幅 $\Delta x = 0.1\lambda$ ，伝搬方向きざみ幅 $\Delta z = \lambda$ ，反復計算の収束判定値 $\delta = 10^{-4}$ としている．

図 4.2 は $g = \lambda$ ，$a = \lambda$ の場合，図 4.3 は $g = 1.5\lambda$ ，$a = 0.5\lambda$ の場合，図 4.4 は $g = 2\lambda$ ，$a = 0$ の場合の伝搬波形をそれぞれ示したものである．いずれの場合においても，入力パワが小さいときには，光波が右側の導波路へと移行し，大部分のパワがポート 4 へ出力されているが，入力パワが大きくなるにつれて，非線形誘電体部の屈折率が増加して導波路間の結合が強まり，光波は右側の導波路へ移行した後再び左側の導波路へ移行するようになって，ある入力パワにおいて大部分のパワがポート 2 へ出力されることが示されている．

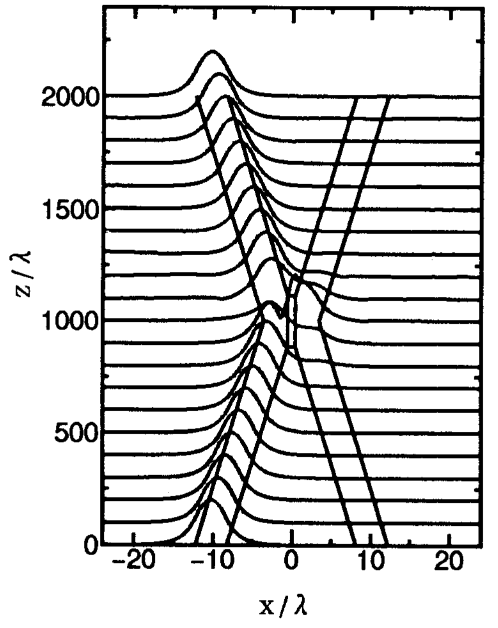
次に，入力パワ P_1 に対する各出力ポートへの透過特性を求める．ポート 2，ポート 4 への出力パワ P_2 ，P_4 は，出力端における電界分布と各出力ポートでの正規モードとの重畳積分によって計算し，各出力ポートへのパワ透過係数 $T_{12} = (P_2/P_1)$ および $T_{14} = (P_4/P_1)$ を求める．図 4.5 はこのようにして求めた P_1 に対する各出力ポートへの透過特性を，示したものである．いずれの場合にも，入力パワが小さい場合には，T_{14} がほぼ 1 に近い値を示しているが，入力パワが大きくなるにつれて T_{14} は減少し，T_{12} が次第に 1 に近づいていく．入力パワによって出力ポートの切り替えが行えることから，提案した X 形光カプラが光スイッチへの応用の可能性を有することが示された．スイッチングパワは $g = \lambda$，$a = \lambda$の場合には 35.4mW/mm，$g = 1.5\lambda$，$a = 0.5\lambda$ の場合には 26.4mW/mm，$g = 2\lambda$，$a = 0$ の場合には 20.8mW/mm であり，非線形誘電体部の幅が広くなるほどスイッチングパワは小さくなることが明らかとなった．



(a) $P_1 = 1.0$mW/mm

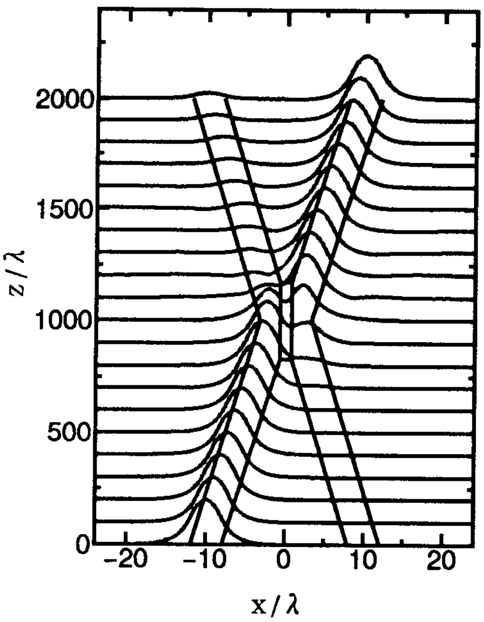


(b) $P_1 = 28.6$mW/mm

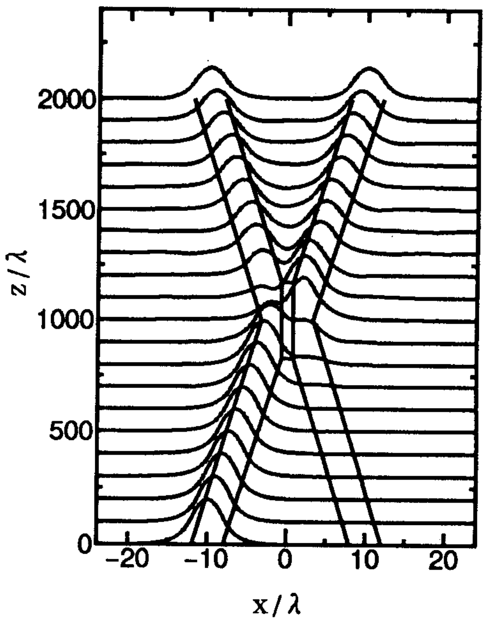


(c) $P_1 = 35.4$mW/mm

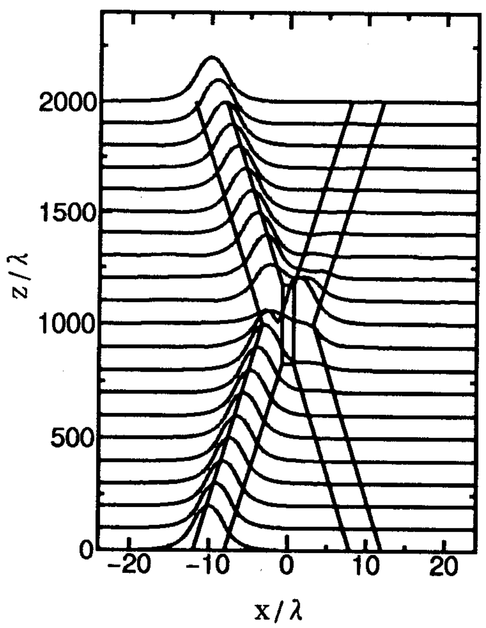
図 4.2 伝搬波形 ($g = \lambda$, $a = \lambda$)



(a) $P_1 = 1.0\text{mW/mm}$

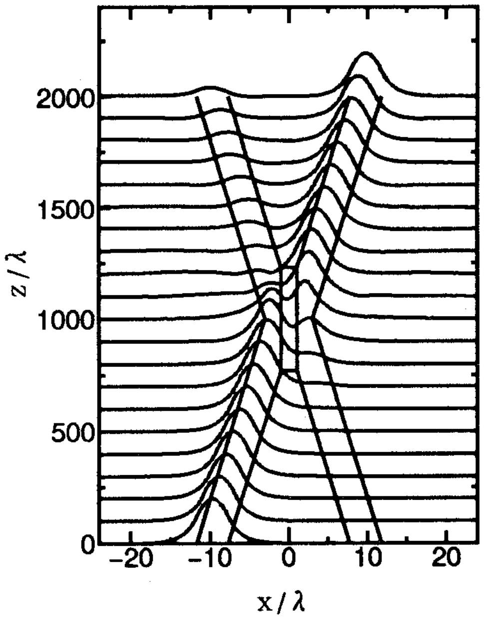


(b) $P_1 = 20.0\text{mW/mm}$

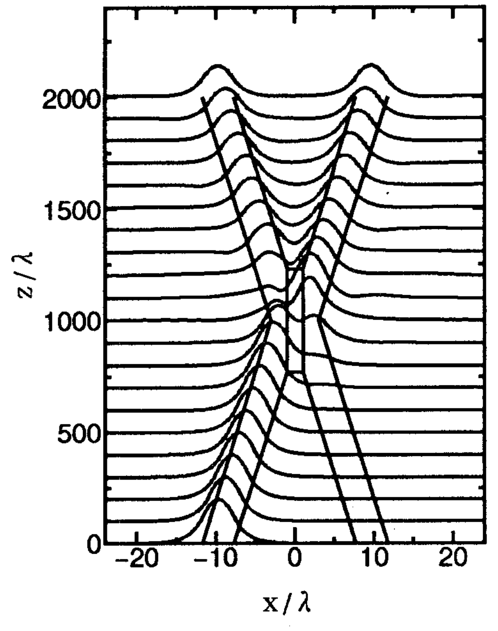


(c) $P_1 = 26.4\text{mW/mm}$

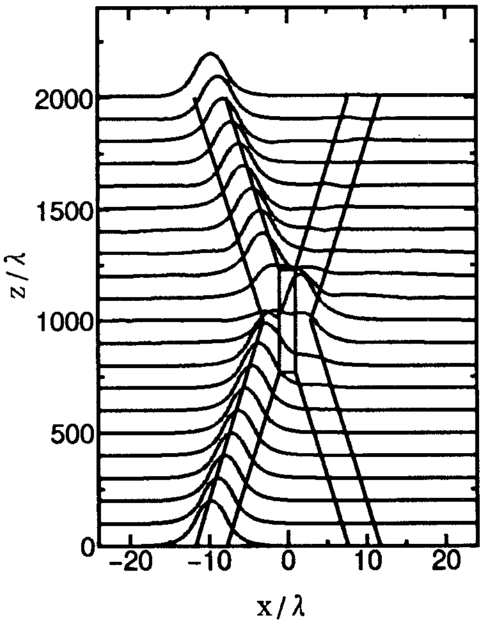
図 4.3 伝搬波形 ($g = 1.5\lambda$, $a = 0.5\lambda$)



(a) $P_1 = 1.0$mW/mm



(b) $P_1 = 15.2$mW/mm



(c) $P_1 = 20.8$mW/mm

図 4.4 伝搬波形 ($g = 2\lambda$, $a = 0$)

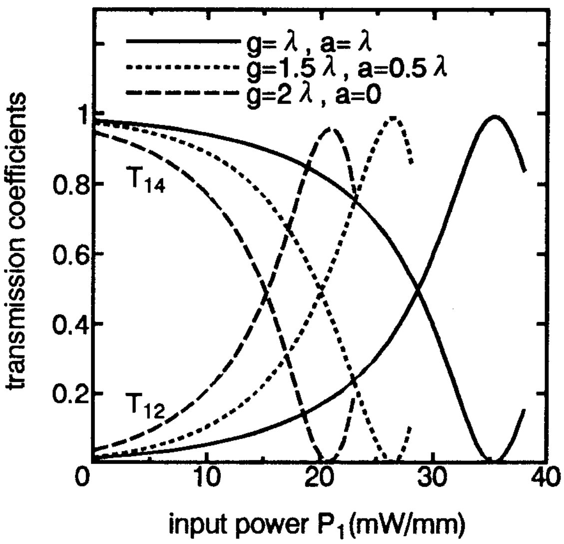


図 4.5 入力パワに対する透過特性

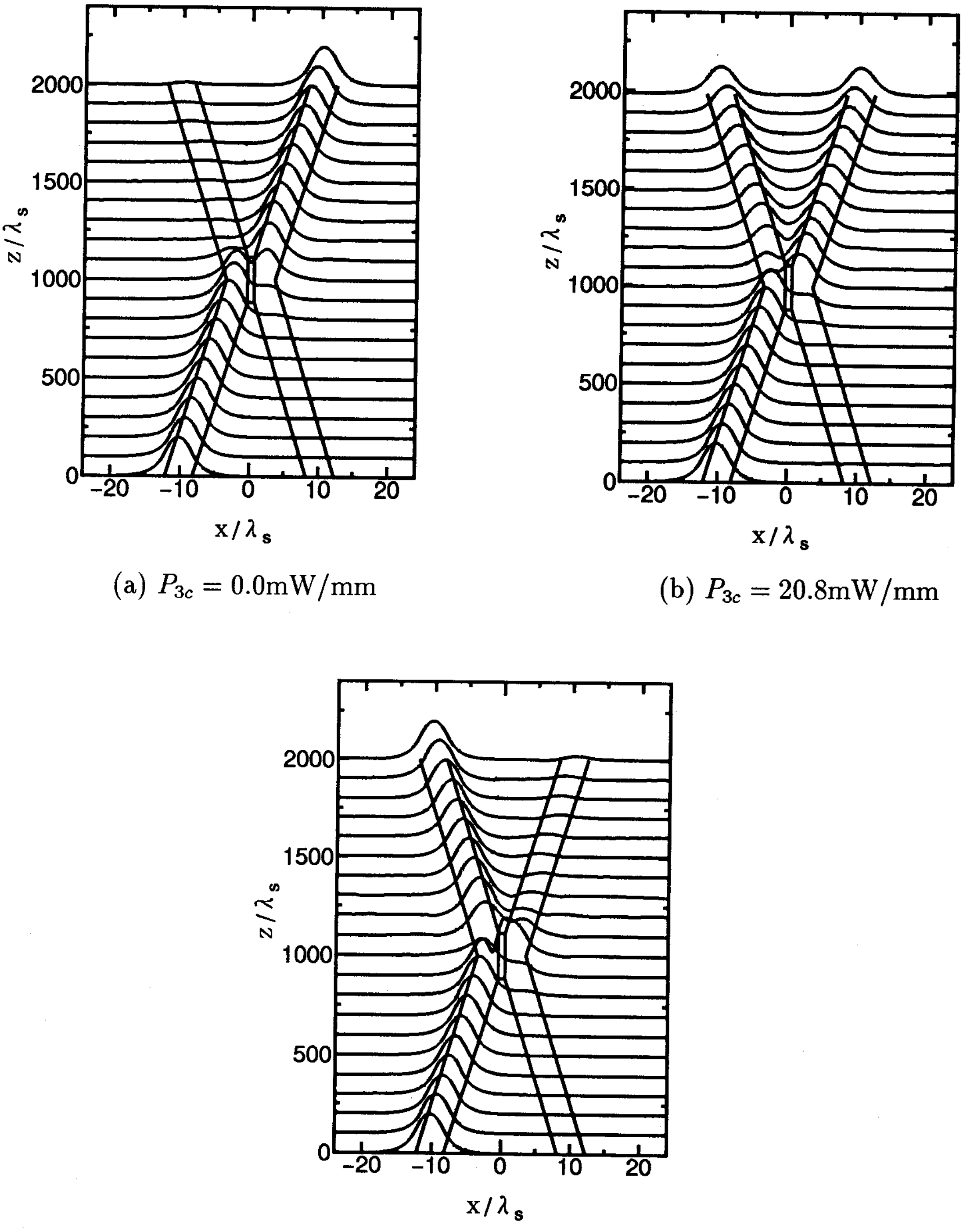
4.4.2　2 光波の場合

次に，パワ一定の信号光がポート 1 に，信号光と波長が異なる制御光がポート 3 に入射した場合について解析を行う．数値解析を行う際に，信号光の波長 $\lambda_s = 0.6328\mu$m，制御光の波長 $\lambda_c = 0.515\mu$m，コアの幅 $d = 4\lambda_s$，コアの線形屈折率 $n_f = 1.555$，クラッドの線形屈折率 $n_s = 1.55$，分岐角 $\theta = 1°$，非線形誘電体部の線形屈折率 $n_g = 1.55$，非線形光学係数 $n_{2g} = 10^{-9}$m^2/W としている．ここで，簡単のため信号光および制御光に対する線形屈折率と非線形光学係数は，それぞれ等しいものと仮定している．非線形誘電体部の幅 g と，導波路曲がり部におけるコアの中心からコアと非線形誘電体部の境界までの距離 a は，制御光を入射しない場合に信号光が導波路間を 1 度だけ移行するように選んでいる．信号光と制御光の入射界はともに TE_0 モードであるものとし，そのパワをそれぞれ P_{1s}，P_{3c} とする．ここで，信号光の入力パワ $P_{1s} = 1.0$mW/mm とする．また，解析において，横方向きざみ幅 $\Delta x = 0.08\lambda_s$，伝搬方向きざみ幅 $\Delta z = 0.8\lambda_s$ とし，反復計算の収束判定値 $\delta = 10^{-4}$

としている．

図 4.6 は $g=\lambda$ ，$a=\lambda$ の場合，図 4.7 は $g=1.5\lambda$ ，$a=0.5\lambda$ の場合，図 4.8 は $g=2\lambda$ ，$a=0$ の場合の伝搬波形をそれぞれ示したものである．いずれの場合においても，制御光を入射しないときは，信号光が右側の導波路へと移行し，大部分のパワがポート 4 へ出力されているが，制御光パワが大きくなるにつれて，非線形誘電体部の屈折率が増加して導波路間の結合が強まり，信号光は右側の導波路へ移行した後再び左側の導波路へ移行するようになって，ある制御光パワにおいて大部分の信号光がポート 2 へ出力されることが示されている．

次に，制御光パワ P_{3c} に対する各出力ポートへの信号光の透過特性を求める．ポート 2 およびポート 4 への信号光の出力パワ P_{2s} ，P_{4s} は，出力端における信号光の電界分布と各出力ポートでの正規モードとの重畳積分によって計算し，各出力ポートへの信号光のパワ透過率 $T_{12s}(=P_{2s}/P_{1s})$ および $T_{14s}(=P_{4s}/P_{1s})$ を求める．図 4.9 は，このようにして求めた制御光パワ P_{3c} に対する各出力ポートへの信号光の透過率を示したものである．いずれの場合にも P_{3c} が小さい場合には T_{14s} がほぼ 1 に近い値を示しているが，P_{3c} が大きくなるにつれて T_{14s} が減少し，T_{12s} が増加し大部分の信号光がポート 2 へ出力されるようになる．制御光パワによって信号光の出力ポートが切り替えられることから，提案した X 形光カプラが光－光スイッチへの応用の可能性を有することが示された．スイッチングパワは，$g=\lambda_s$ ，$a=\lambda_s$ の場合には 25.6mW/mm ，$g=1.5\lambda_s$ ，$a=0.5\lambda_s$ の場合には 20.2mW/mm ，$g=2\lambda_s$ ，$a=0$ の場合には 15.6mW/mm であり，1 光波の場合と同様に非線形誘電体部の幅が広くなるほど，スイッチングパワは小さくなることが明らかとなった．また，非線形誘電体部の幅が広くなるほど，ポート 2 へ信号光の透過係数は小さくなることが明らかとなった．

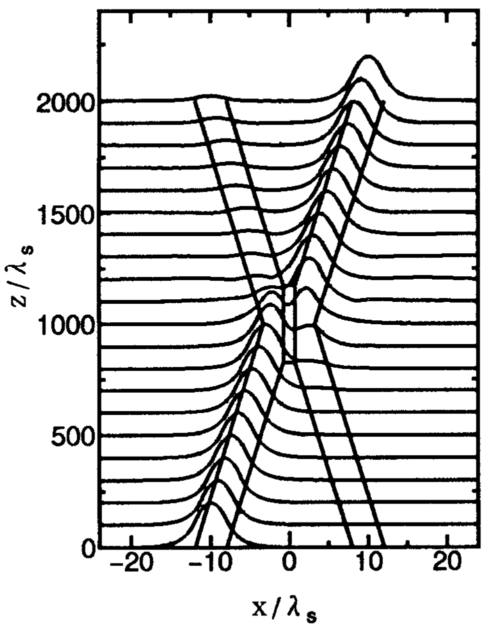


(a) $P_{3c} = 0.0\mathrm{mW/mm}$

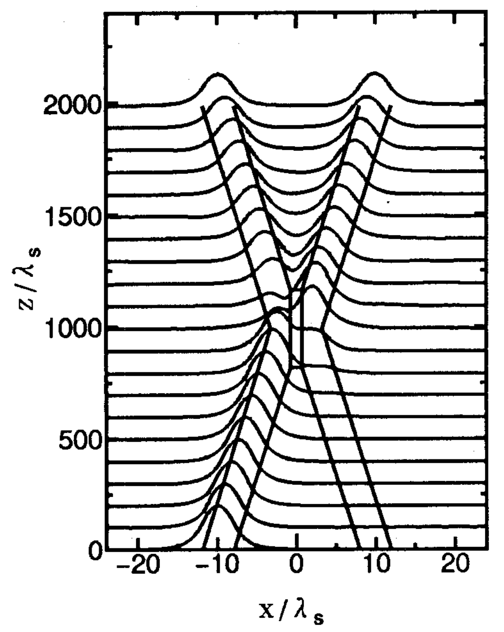
(b) $P_{3c} = 20.8\mathrm{mW/mm}$

(c) $P_{3c} = 25.6\mathrm{mW/mm}$

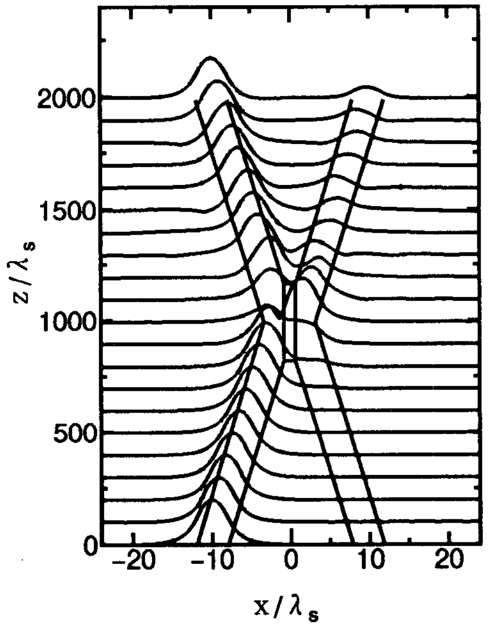
図 4.6 信号光の伝搬波形 ($g = \lambda_s$, $a = \lambda_s$)



(a) $P_{3c} = 0.0$mW/mm

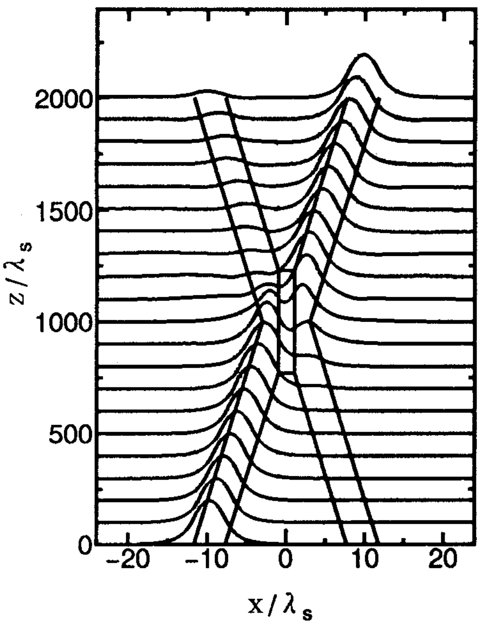


(b) $P_{3c} = 15.4$mW/mm

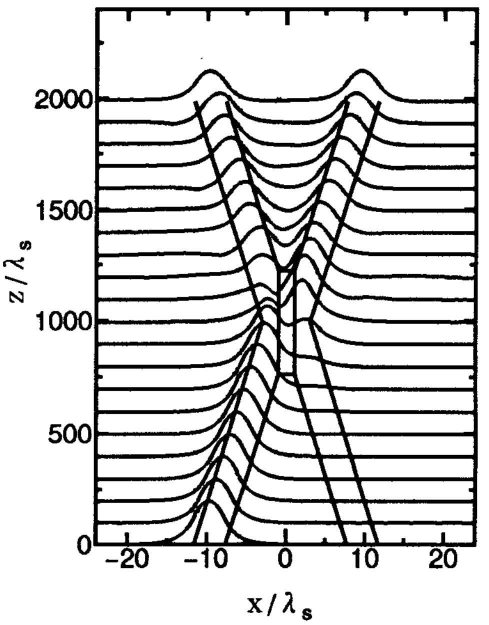


(c) $P_{3c} = 20.2$mW/mm

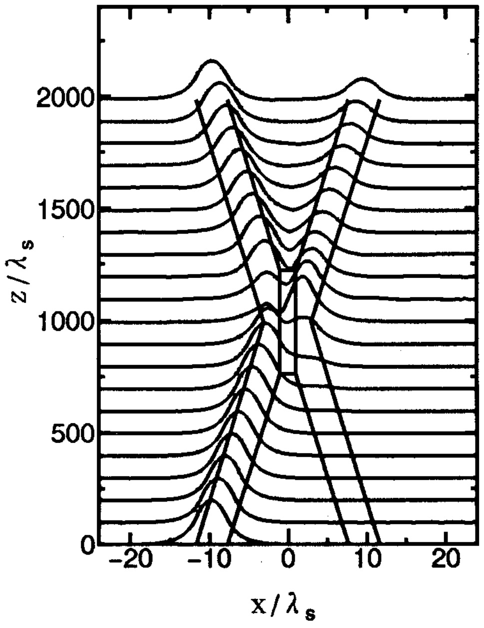
図 4.7 信号光の伝搬波形 ($g = 1.5\lambda_s$, $a = 0.5\lambda_s$)



(a) $P_{3c} = 0.0\mathrm{mW/mm}$



(b) $P_{3c} = 11.8\mathrm{mW/mm}$



(c) $P_{3c} = 15.6\mathrm{mW/mm}$

図 4.8 信号光の伝搬波形 ($g = 2\lambda_s$, $a = 0$)

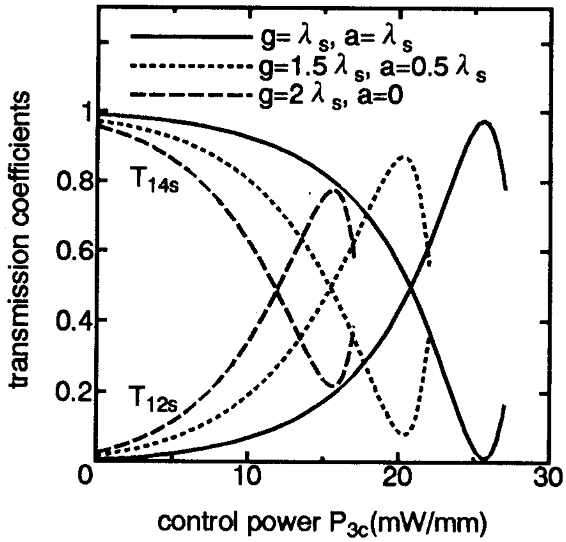


図 4.9 制御光パワに対する信号光の透過特性

4.5 結言

本章では，非線形誘電体部を有する X 形光カプラを提案し，反復差分ビーム伝搬法を適用して解析を行った．

はじめに，2 つの入力ポートの一方に光波が入射した場合について解析を行い，伝搬波形およびに入力パワに対する各出力ポートへの透過特性を求めた．その結果，入力パワによって，出力ポートの切り替えが行えることが明らかとなった．

次に，2 つの入力ポートの片方に信号光，他方に信号光と波長の異なる制御光を入射した場合について解析を行い，信号光の伝搬波形および制御光パワに対する各出力ポートへの信号光の透過特性を求めた．その結果，制御光パワによって，信号光の出力ポートの切り替えが行えることが明らかとなった．

これらの結果から，提案した X 形光カプラが，全光学信号処理素子への応用の可能性を有していることが示された．

第 5 章

非線形誘電体層を有する導波路型光パワリミタの特性

5.1 序言

光パワリミタは，発光素子のパワ抑制，光パルス整形，光検出器の保護等に用いられ，光回路素子として重要である．従来，これらの用途には，発光素子からの光パワを検出してフィードバックにより発光素子を制御する [2]，という方法が用いられてきたが，装置が複雑であるという欠点がある．それに対して，カー媒質を用いることにより，レンズの焦点を光パワに応じて変化させて，出力パワを一定に抑える，バルク型光パワリミタが提案されている [59]–[61]．しかし，光集積回路素子として用いるためには導波路構造とすることが必要である．

そこで本章では，非線形誘電体層を有する導波路型光パワリミタ [62],[63] を提案し，反復差分ビーム伝搬法を用いて解析を行う．解析においては，非線形光学効果の飽和を考えるため，飽和のある非線形誘電体に対する反復差分ビーム伝搬法の定式化を行っている．伝搬波形ならびに入出力特性を求め，提案した構造が適切な条件のもとで光パワリミタとして動作することを明らかにする．また，導波路のコアの幅を変化させることによって，リミタの動作点を設定できることを示している．

5.2 非線形誘電体層を有する導波路型光パワリミタの構造

図5.1に本章で提案する導波路型光パワリミタの構造を示す．y 軸方向には一様なスラブ構造であるものとし，線形誘電体からなるコアの片方に非線形誘電体層（斜線部）をはさんで損失性誘電体，他方に線形誘電体のクラッドが装荷されている．非線形誘電体層には飽和のある非線形誘電体を用いること想定している．実在の非線形誘電体では屈折率が無限に大きくなることはなく，飽和することが知られており，本章では文献[66]-[68]に示されるように，非線形光学効果による比誘電率の増加分 $\epsilon_{NL}(x,z)$ が電界 $E(x,z)$ を用いて次式で与えられるものとする．

$$\epsilon_{NL}(x,z) = \epsilon_{sat}(x,z)\left[1 - \exp\left(\frac{-\alpha(x,z)\,|E(x,z)|^2}{\epsilon_{sat}(x,z)}\right)\right] \tag{5.1}$$

但し，$\alpha(x,z)$ は，真空中の光速 c ，真空の誘電率 ϵ_0 ，導波路の線形屈折率分布 $n(x,z)$ ，非線形光学係数分布 $n_2(x,z)$ を用いて次式で表される．

$$\alpha(x,z) = c\epsilon_0 n^2(x,z) n_2(x,z) \tag{5.2}$$

また，$\epsilon_{sat}(x,z)$ は非線形光学効果による最大の比誘電率変化であり，非線形光学効果による最大の屈折率変化 $\Delta n_{sat}(x,z)$ により

$$\epsilon_{sat}(x,z) = \Delta n_{sat}(x,z)\left(\Delta n_{sat}(x,z) + 2n(x,z)\right) \tag{5.3}$$

と表される．

図5.1にTE最低次モードが入力した場合，以下の動作が期待される．入力パワが小さい場合には，非線形誘電体層での非線形光学効果がほとんど生じないため，パワはコアに集中し，損失性誘電体にパワはほとんど吸収されない．一方，入力パワが大きくなるにつれて，非線形誘電体層にパワが移行し，損失性誘電体に吸収されるパワが増大する．その結果，入力パワが大きくなっても出力パワがある一定値に抑えられ，提案した構造が光パワリミタとして動作することが期待できる．

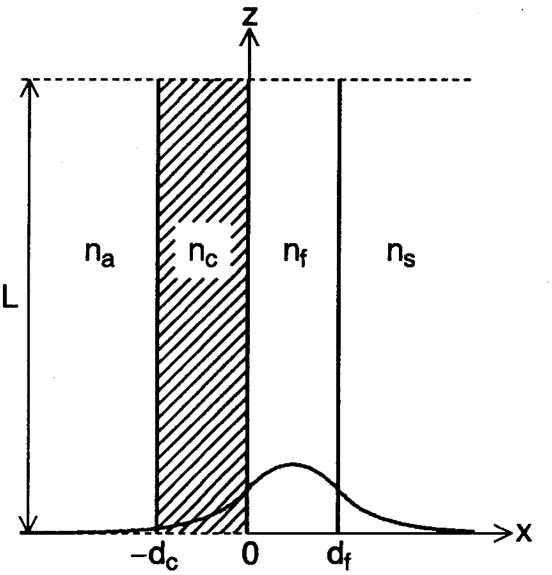


図 5.1 非線形誘電体層を有する導波路型光パワリミタ

5.3 飽和のある非線形誘電体に対する反復差分ビーム伝搬法の定式化

非線形光学効果による比誘電率の増加分 $\epsilon_{NL}(x,z)$ が，式(5.1)で与えられる非線形誘電体を含む，y 方向に一様なスラブを z 方向に伝搬する TE 波の電界 $E_y(x,z,t) = \frac{1}{2}\left[E(x,z)\exp(j\omega t) + c.c.\right]$ は次の波動方程式を満たす．

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + k_0^2 n^2(x,z)E + k_0^2 \epsilon_{NL}(x,z)E = 0 \tag{5.4}$$

但し，k_0 は真空中の波数である．

次に $E(x,z)$ を複素振幅 $u(x,z)$ と $+z$ 方向の伝搬成分の積として次式のように表す．

$$E(x,z) = u(x,z)\exp(-jk_0 n_0 z) \tag{5.5}$$

式 (5.5) を式 (5.4) に代入して次式を得る.

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}-2jk_0n_0\frac{\partial u}{\partial z}+k_0^2\left[n^2(x,z)-n_0^2\right]u \\ +k_0^2\epsilon_{NL}(x,z)u=0 \tag{5.6}$$

ここで, $+z$ 方向へ伝搬する波動のみについて考察すると, $+z$ 方向に $u(x,z)$ の急激な変化がないという仮定から式 (5.6) において

$$\left|\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right| \ll 2k_0n_0\left|\frac{\partial u}{\partial z}\right| \tag{5.7}$$

なる近似が成り立つため, 次のフレネル方程式を得る.

$$2jk_0n_0\frac{\partial u}{\partial z}=\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+k_0^2\left[n^2(x,z)-n_0^2\right]u+k_0^2\epsilon_{NL}(x,z)u \tag{5.8}$$

式 (5.8) にクランク・ニコルソン法を適用すると, 次の差分式を得る.

$$-\rho A u_{s-1}^{r+1,k+1}+\left[2(1+\rho A)-\Delta z B_s^{r+1/2}\right]u_s^{r+1,k+1}-\rho A u_{s+1}^{r+1,k+1} \\ =\left[2(1-\rho A)+\Delta z B_s^{r+1/2}\right]u_s^r+\rho A\left(u_{s-1}^r+u_{s+1}^r\right) \\ +\Delta z C\left[\left(\epsilon_{NL}\right)_s^r u_s^r+\left(\epsilon_{NL}\right)_s^{r+1,k}u_s^{r+1,k}\right] \tag{5.9}$$

但し, ρ , A , $B_s^{r+1/2}$, C は

$$\rho=\frac{\Delta z}{\Delta x^2} \tag{5.10}$$

$$A=-\frac{j}{2k_0n_0} \tag{5.11}$$

$$B_s^{r+1/2}=-\frac{jk_0}{2n_0}\left[\left(n^2\right)_s^{r+1/2}-n_0^2\right] \tag{5.12}$$

$$C=-\frac{jk_0}{2n_0} \tag{5.13}$$

であり, また, $\left(\epsilon_{NL}\right)_s^r$, $\left(\epsilon_{NL}\right)_s^{r+1,k}$ は

$$\left(\epsilon_{NL}\right)_s^r=\left(\epsilon_{sat}\right)_s^{r+1/2}\left[1-\exp\left(\frac{-\alpha_s^{r+1/2}\left|u_s^r\right|^2}{\left(\epsilon_{sat}\right)_s^{r+1/2}}\right)\right] \tag{5.14}$$

$$\left(\epsilon_{NL}\right)_s^{r+1,k}=\left(\epsilon_{sat}\right)_s^{r+1/2}\left[1-\exp\left(\frac{-\alpha_s^{r+1/2}\left|u_s^{r+1,k}\right|^2}{\left(\epsilon_{sat}\right)_s^{r+1/2}}\right)\right] \tag{5.15}$$

で与えられる．$u_s^{r+1,k}$ の初期値として u_s^r を選び，正の微小値である収束判定値 δ に対して，式 (5.9) を次の条件を満たすまで計算することにより u_s^{r+1} を求めることができる．

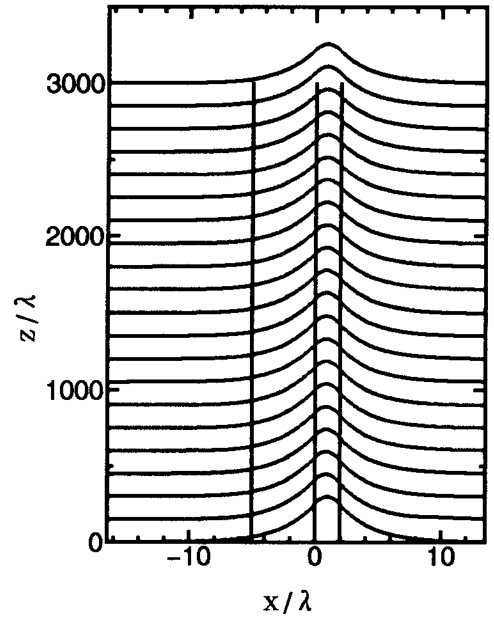
$$\max\left[\frac{\left|u_s^{r+1,k+1}-u_s^{r+1,k}\right|}{\left|u_s^{r+1,k}\right|}\right]<\delta \tag{5.16}$$

但し，k は反復計算回数である．

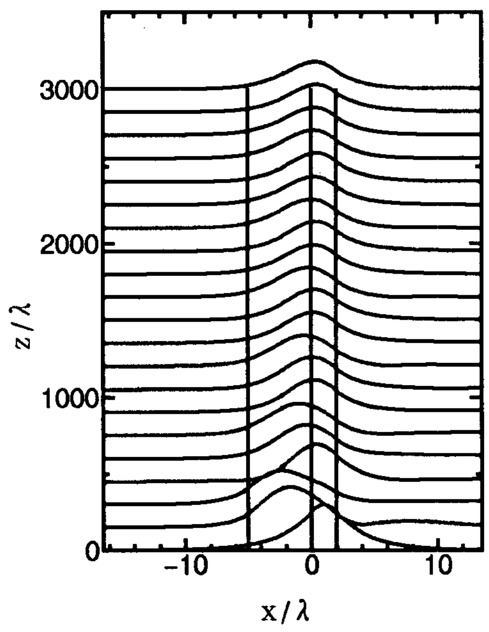
5.4 解析結果

反復差分ビーム伝搬法を適用して，図 5.1 に示した導波路型光パワリミタの解析を行う．数値計算を行う際に，波長 $\lambda = 0.515\mu$m，コアの線形屈折率 $n_f = 1.554$，線形クラッドの線形屈折率 $n_s = 1.55$，非線形誘電体層の線形屈折率 $n_c = 1.55$，非線形光学係数 $n_{2c} = 10^{-9}\mathrm{m}^2/\mathrm{W}$，屈折率変化の最大値 $\Delta n_{sat} = 0.005$，損失性誘電体の線形屈折率 $n_a = 1.55$，比誘電率の虚部 $\epsilon_a'' = 10^{-2}$ としている．入射波は TE$_0$ モードのみであるものとし，そのパワを P_{in} とする．また，解析において横方向きざみ幅 $\Delta x = 0.1\lambda$，伝搬方向きざみ幅 $\Delta z = \lambda$，反復計算の収束判定値 $\delta = 10^{-4}$ としている．

図 5.2 はコアの幅 $d_f = 2\lambda$，非線形誘電体層の幅 $d_c = 5\lambda$ の場合，図 5.3 は $d_f = 4\lambda$，$d_c = 4\lambda$ の場合，図 5.4 は $d_f = 5.5\lambda$，$d_c = 3\lambda$ の場合の伝搬波形をそれぞれ示したものである．いずれの場合においても，入力パワが小さいときは，非線形誘電体層の屈折率が増加しないため，パワはコアに集中し，ほとんど減衰することなく伝搬しているが，入力パワが大きくなると非線形誘電体層の屈折率が増加するため，パワは非線形誘電体層に移行し，損失性誘電体の影響を大きく受けて，パワが減衰していくことが示されている．

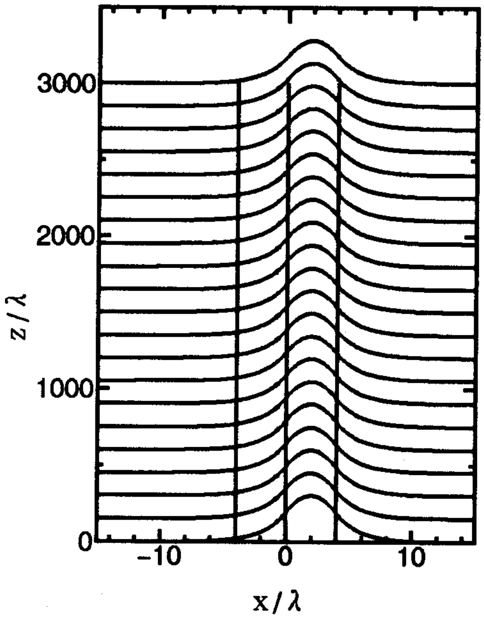


(a) $P_{in} = 2.0\mathrm{mW/mm}$

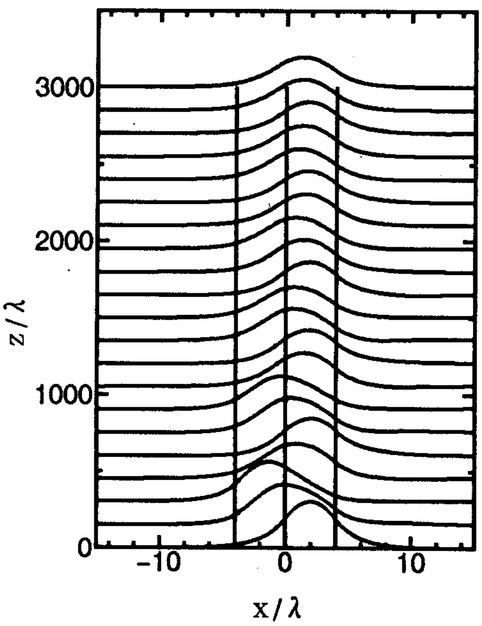


(b) $P_{in} = 30.0\mathrm{mW/mm}$

図 5.2 伝搬波形（ $d_f = 2\lambda$, $d_c = 5\lambda$ ）

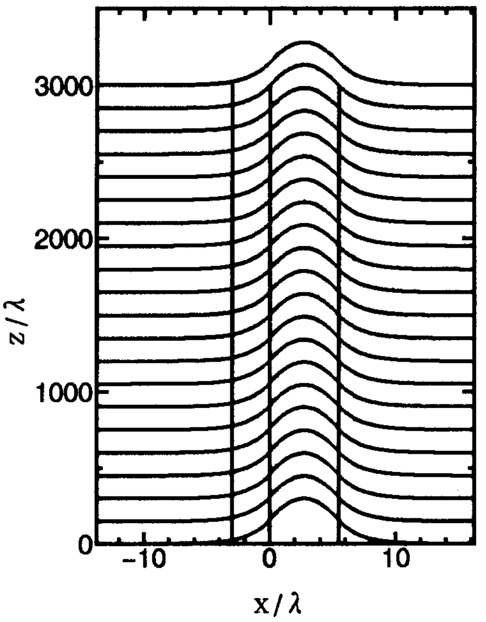


(a) $P_{in} = 2.0\text{mW/mm}$

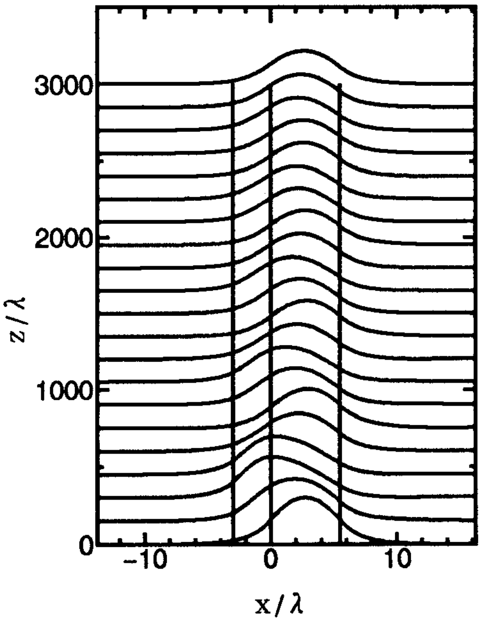


(b) $P_{in} = 40.0\text{mW/mm}$

図 5.3 伝搬波形 ($d_f = 4\lambda$, $d_c = 4\lambda$)



(a) $P_{in} = 2.0\text{mW/mm}$



(b) $P_{in} = 50.0\text{mW/mm}$

図 5.4 伝搬波形（ $d_f = 5.5\lambda$, $d_c = 3\lambda$ ）

次に，提案した光パワリミタの入出力特性を求める．ここで，出力パワ P_{out} は出力端における界分布と正規モード（TE_0 モード）の界との重畳積分によって求めている．図 5.5 は，いくつかのパラメータに対する入出力特性を示したものである．いずれの場合においても，入力パワが小さいときには入力パワに比例して出力パワが増加するが，入力パワが大きくなるにつれて出力パワが一定になっている．本章における解析例では，$d_f = 2\lambda$ ，$d_c = 5\lambda$ の場合には 11.8mW/mm ，$d_f = 4\lambda$ ，$d_c = 4\lambda$ の場合には 18.3mW/mm ，$d_f = 5.5\lambda$ ，$d_c = 3\lambda$ の場合には 26.6mW/mm に出力パワが抑えられており，提案した構造が光パワリミタとして動作していることが分かる．また，コアの幅が広いほどリミタとしての動作点が高くなっているが，これはコアの幅が広いほど，同じパワにおけるコアと非線形誘電体層との境界における電界強度が小さくなり，非線形光学効果による屈折率変化が小さくなるためである．従って，コアの幅を変化させることによって，リミタの動作点を設定することが可能となる．

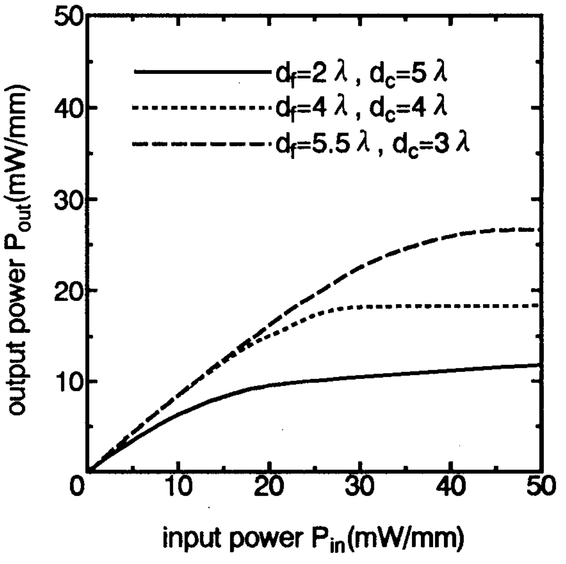


図 5.5 入出力特性

5.5 結言

非線形誘電体層を有する導波路型光パワリミタを提案し，反復差分ビーム伝搬法を適用して解析を行った．

伝搬波形ならびに入出力特性を求めた結果，提案した構造が適切な条件のもとで光パワリミタとして動作することが明らかとなった．また，コアの幅を変化させることによって，リミタの動作点を設定できることが示された．

第 6 章

結論

本章では，本研究で得られた成果を総括して述べる．

第 2 章では，カー媒質からなるクラッドを有するスラブ導波路の励振問題の解析を行った．従来の非線形光導波路のビーム伝搬法による解析では，ほとんどの場合，伝搬方向の微小区間において電界強度分布が変化しないという仮定を用いてきたが，本章では，クランク・ニコルソン法を適用した差分ビーム伝搬法の各伝搬ステップにおいて，差分式を反復計算して解を集束させる反復差分ビーム伝搬法を提案し，その定式化を行った．まず，カー媒質からなるクラッドを有するスラブ導波路の線形 TE 最低次モードによる励振の解析を行い，クラッドへの空間ソリトンの放出角を求めることにより，従来の差分ビーム伝搬法と反復差分ビーム伝搬法の比較を行い，反復差分ビーム伝搬法の有効性を示した．また，反復差分ビーム伝搬法を適用して，空間ソリトンのクラッドへの放出角の入射パワ依存性数値的に求めた．さらに，ガウスビームによる非線形 TE 定常波の励振において，ビーム幅の与える影響について調べ，逆散乱法による非線形シュレディンガー方程式の解との比較を行った．

第 3 章では，非線形誘電体部を有する非対称光 Y 分岐素子を提案し，その理論解析を行った．これまで提案されてきた非線形光 Y 分岐素子は入出力ポートに非線形誘電体を用いている場合が多く，他の光回路素子との接続の際に反射および放射を生じるため，本章では分岐部のみに非線形誘電体を用いた非対称光 Y 分岐素子を提案し，反復差分ビーム伝搬法を適用して解析を行った．伝搬波形ならびに各出力ポートへの透過特性を求めた結果，入力パワによって，出力ポートの切り替えが行

えることが明らかとなった．このことから，提案した光Y分岐素子が，光スイッチへの応用の可能性を有することが示された．

第4章では，非線形誘電体部を有するX形光カプラを提案し，その理論解析を行った．これまで非線形光学制御光スイッチとして提案されてきた非線形光カプラおよび光分岐素子は入出力ポートに非線形誘電体を用いている場合が多く，他の光回路素子との接続の際に反射および放射を生じるため，本章では結合部にのみ非線形誘電体を用いたX形光カプラを提案し，反復差分ビーム伝搬法を適用して解析を行った．解析においては，波長の異なる信号光および制御光の2光波が存在する場合を考えたため，波長の異なる2光波が存在する場合の反復差分ビーム伝搬法の定式化を行った．まず，光波が一方の入力ポートから入射する場合について解析を行い，伝搬波形ならびに各出力ポートへの透過特性を求めた．その結果，入力パワによって，出力ポートの切り替えが行えることが明らかとなった．次に，片方の入力ポートにパワ一定の信号光，他方の入力ポートに信号光と波長の異なる制御光が入射する場合について解析を行い，信号光の伝搬波形ならびに各出力ポートへの透過特性を求めた．その結果，制御光パワによって，信号光の出力ポートの切り替えが行えることが明らかとなった．これらの結果から，提案したX形光カプラが，全光学信号処理素子への応用の可能性を有することが示された．

第5章では，非線形誘電体層を有する導波路型光パワリミタを提案しその理論的特性の解析を行った．これまで，光検出器からのフィードバックによる発光素子の制御，およびバルク型光パワリミタによって，発光素子のパワ抑制，光パルス整形，光検出器の保護等が行われてきたが，これらの動作を光集積回路素子として実現するためには導波路構造とすることが必要であるため，本章では非線形誘電体層を有する導波路型光パワリミタを提案し，反復差分ビーム伝搬法を適用して解析を行った．解析においては，非線形光学効果の飽和を考えたため，飽和のある非線形誘電体に対する反復差分ビーム伝搬法の定式化を行った．伝搬波形ならびに入出力特性を求めた結果，適切な条件のもとで，提案した構造が光パワリミタとして動作することが明らかとなった．また，導波路のコアの幅を変化させることによって，リミタの動作点を設定できることを示した．

以上，本研究で得られた成果が，通信工学の発展に多少なりとも貢献し得るならば，著者の最も幸いとするところである．

参考文献

[1] レーザー学会編, “レーザーハンドブック”, オーム社 (1982).

[2] 柳井久義編, “光通信ハンドブック”, 朝倉書店 (1982).

[3] 西原　浩, 春名正光, 栖原敏明, “光集積回路”, オーム社 (1985).

[4] G. I. Stegeman, E. M. Wright, N. Finlayson, R. Zanoni, and C. T. Seaton, “Third order nonlinear integrated optics”, IEEE J. Lightwave Technol., **LT-6**, 6, pp.953–970 (June 1988).

[5] V. E. Zakharov and A. B. Shabat, “Exact solution of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media”, Sov. Phys. JETP, **34**, 1, pp.62–69 (Jan. 1972).

[6] J. Satsuma and N. Yajima, “Initial value problems of one dimensional self-modulation of nonlinear waves in dispersive media”, Suppl. Prog. Theor. Phys., **55**, pp.284–306 (1974).

[7] A. Hasegawa, “Optical solitons in fibers”, Springer-Verlag (1989).

[8] M. D. Feit and J. A. Fleck, Jr., “Light propagation in graded-index optical fibers”, Appl. Opt., **17**, 24, pp.3990–3998 (Dec. 1978).

[9] J. Van Roey, J. van der Donk, and P. E. Lagasse, “Beam-propagation method: analysis and assessment”, J. Opt. Soc. Am., **71**, 7, pp.803–810 (July 1981).

[10] L. Thylén, "The beam propagation method: an analysis of its applicability", Opt. & Quantum Electron., **15**, 5, pp.433–439 (Sept. 1983).

[11] 北沢清子，大越孝敬，"ビーム伝搬法"，電磁波問題の基礎解析法（電子情報通信学会編），第 10 章，pp.308–338 (1987).

[12] D. Yevick and B. Hermansson, "Efficient beam propagation techniques", IEEE J. Quantum Electron., **QE-26**, 1, pp.109–112 (Jan. 1990).

[13] Y. Chung and N. Dagli, "An assesment of finite difference beam propagation method", IEEE J. Quantum Electron., **QE-26**, 8, pp.1335–1339 (Aug. 1990).

[14] R. Scarmozzino and R. M. Osgood, Jr., "Comparison of finite-difference and Fourier-transform solutions of the parabolic wave equation with emphasis on integrated-optics applications", J. Opt. Soc. Am. A, **8**, 5, pp.724–731 (May 1991).

[15] 山内潤治，安藤拓司，中野久松，"交互方向陰的差分法による伝搬ビーム解析"，信学論 (C-I)，**J75-C-I**, 3, pp.148–154 (1992-03).

[16] Y. Chung and N. Dagli, "Analysis of z-invariant and z-variant semiconductor rib waveguides by explicit finite difference beam propagation method with nonuniform mesh configuration", IEEE J. Quantum Electron., **QE-27**, 10, pp.2296–2305 (Oct. 1991).

[17] 松原正則，"ガレルキン法に基づく新しいビーム伝搬法"，信学論 (C-I)，**J72-C-I**, 8, pp.473–478 (1989-08).

[18] T. R. Taha and M. J. Ablowitz, "Analytical and numerical aspects of certain nonlinear evolution equations. II. Numerical, nonlinear Schrödinger equation", J. Comput. Phys., **55**, 2, pp.203–230 (Aug. 1984).

[19] M. Lax, J. H. Batteh, and G. P. Agrawai, "Channeling of intense electromagnetic beams", J. Appl. Phys., **52**, 1, pp.109–125 (Jan. 1981).

[20] N. N. Akhmediev, "Novel class of nonlinear surface waves: asymmetric modes in a symmetric layered structure", Sov. Phys. JETP, **56**, 2, pp.299–303 (Aug. 1982).

[21] C. T. Seaton, J. D. Valera, R. L. Shoemaker, G. I. Stegeman, J. T. Chilwell, and S. D. Smith, "Calculations of nonlinear TE waves guided by thin dielectric films bounded by nonlinear media", IEEE J. Quantum Electron., **QE-21**, 7, pp.774–783 (July 1985).

[22] A. D. Boardman and P. Egan, "S-polarized waves in a thin dielectric film asymmetrically bounded by optically nonlinear media", IEEE J. Quantum Electron., **QE-21**, 10, pp.1701–1713 (Oct. 1985).

[23] Y. Satomura, "Propagation characteristic of nonlinear TE waves in dielectric optical waveguide with nonlinear media", Trans. IEICE, **E70**, 6, pp.541–543 (June 1987).

[24] 早田和弥, 小柴正則, "非線形光導波路における双安定性の解析", 信学論 (C-I), **J73-C-I**, 4, pp.165–172 (1990-04).

[25] 大家重明, 梅田徳男, 張　吉夫, "線形-非線形・光導波路構成における非線形表面波の伝搬", 信学論 (C-I), **J75-C-I**, 6, pp.444–451 (1992-06).

[26] J. V. Moloney, J. Ariyasu, C. T. Seaton, and G. I. Stegeman, "Numerical evidence for nonstationary, nonlinear, slab-guided waves", Opt. Lett., **11**, 5, pp. 315–317 (May 1986).

[27] L. Leine, C. Wächter, U. Langbein, and F. Lederer, "Propagation phenomena of nonlinear film-guided waves: a numerical analysis", Opt. Lett., **11**, 9, pp.590–592 (Sept. 1986).

[28] L. Leine, C. Wächter, U. Langbein, and F. Lederer, "Evolution of nonlinear guided optical fields down a dielectric film with a nonlinear cladding", J. Opt. Soc. Am. B, **5**, 2, pp.547–558 (Feb. 1988).

[29] E. M. Wright, G. I. Stegeman, C. T. Seaton, J. V. Moloney, and A. D. Boardman, "Multisoliton emission from a nonlinear waveguide", Phys. Rev. A, **34**, 5, pp.4442–4444 (Nov. 1986).

[30] E. M. Wright, G. I. Stegeman, C. T. Seaton, and J. V. Moloney, "Gaussian beam excitation of TE_0 nonlinear guided waves", Appl. Phys. Lett., **49**, 8, pp.435–436 (Aug. 1986).

[31] 横田浩久, 平　雅文, 倉薗貞夫, "非線形光導波路の差分ビーム伝搬法による解析", 信学技報, **OQE93**-63 (1993-08).

[32] 横田浩久, 平雅文, 倉薗貞夫, "非線形光導波路励振問題の反復差分ビーム伝搬法による解析", 信学論 (C-I), **J77-C-I**, 10, pp.529–535 (1994-10).

[33] A. B. Aceves, J. V. Moloney, and A. C. Newell, "Reflection, transmission, and stability characteristics of optical beams incident upon nonlinear dielectric interfaces", J. Opt. Soc. Am. B, **5**, 2, pp.559–564 (Feb. 1988).

[34] J. S. Aitchison, Y. Silberberg, A. M. Weiner, D. E. Leaird, M. K. Oliver, J. L. Jackel, E. M. Vogel, and P. W. E. Smith, "Spatial optical solitons in planer glass waveguides", J. Opt. Soc. Am. B, **8**, 6, pp.1290–1297 (June 1991).

[35] A. B. Aceves, P. Varatharajah, A. C. Newell, E. M. Wright, G. I. Stegeman, D. R. Heatley, J. V. Moloney, and H. Adachihara, "Particle aspects of collimated light channel propagation at nonlinear interfaces and in waveguides", J. Opt. Soc. Am. B, **7**, 6, pp.963–974 (June 1990).

[36] R. A. Sammut, C. Pask, and Q. Y. Li, "Theoretical study of spatial solitons in planer waveguides", J. Opt. Soc. Am. B., **10**, 3, pp.485–491 (Mar. 1993).

[37] O. Hanaizumi, M. Miyagi, and S. Kawakami, "Wide Y-junctions with low losses in three-dimensional dielectric optical waveguides", IEEE J. Quantum Electron., **QE-21**, 2, pp.168–173 (Feb. 1985).

[38] K. Tsutsumi, Y. Imada, H. Hirai, and Y. Yuba, "Analysis of single-mode optical Y-junctions by the bounded step and bend approximation", IEEE J. Lightwave Technol., **LT-6**, 4, pp.590–600 (April 1988).

[39] H. Sasaki, E. Shiki, and N. Mikoshiba, "Propagation characteristics of optical guided waves in asymmetric branching waveguides", IEEE J. Quantum Electron., **QE-17**, 6, pp. 1051–1057 (June 1981).

[40] K. Ogusu, "Transmission characteristics of single-mode asymmetric dielectric waveguide Y-junctions", Opt. Commun., **53**, 3, pp.169–172 (Mar. 1985).

[41] 白藤　薫, 香川周一, 倉薗貞夫, "不連続部を有する非対称Y分岐線路の特性解析", 信学論 (C-I), **J73-C-I**, 12, pp.799–801 (1990-12).

[42] K. Shirafuji and S. Kurazono, "Transmission characteristics of optical asymmetric Y junction with a gap region", IEEE J. Lightwave Technol., **LT-9**, 4, pp.426–429 (April 1991).

[43] Y. Silberberg and B. G. Sfez, "All-optical phase- and power-controlled switching in nonlinear waveguide junctions", Opt. Lett., **13**, 12, pp.1132–1134 (Dec. 1988).

[44] 村田博司, 井筒雅之, 末田　正, "部分的に非線形性を有する光導波路分岐", 信学技法, **OQE90**-152 (1991-03).

[45] 横田浩久, 倉薗貞夫, "非線形誘電体部を有する非対称光Y分岐素子の特性解析", 信学論 (C-I), **J78-C-I**, 1995年掲載予定.

[46] M. Haruna and J. Koyama, "Electrooptical branching waveguide switches and their application to 1×4 optical switching networks", IEEE J. Lightwave Technol., **LT-1**, 1, pp.223–227 (Mar. 1983).

[47] Y. Silberberg, P. Perlmutter, and J. E. Baran, "Digital optical switch", Appl. Phys. Lett., **51**, 16, pp.1230–1232 (Oct. 1987).

[48] K. Simomura, S. Arai, and Y. Suematsu, "Operational wavelength range of GaInAs(P)-InP intersectional optical switches using field-induced electrooptic effect in low-dimensional quantum-well structures", IEEE J. Quantum Electron., **QE-28**, 2, pp.471–478 (Feb. 1992).

[49] S. M. Jensen, "The nonlinear coherent coupler", IEEE J. Quantum Electron., **QE-18**, 10, pp.1580–1583 (Oct. 1982).

[50] L. Thylen, E. M. Wright, G. I. Stegeman, C. T. Seaton, and J. V. Moloney, "Beam-propagation method analysis of a nonlinear directional coupler", Opt. Lett., **11**, 11, pp.739–741 (Nov. 1986).

[51] V. Leutheuser, U. Langbein, and F. Lederer, "Optical response of a nonlinear bent directional coupler", Opt. Commun., **75**, 3,4, pp.251–255 (Mar. 1990).

[52] X. J. Meng and N. Okamoto, "Numerical analysis of a MQW-sandwich coupler with strong coupling", IEEE Photon. Technol. Lett., **4**, 4, pp.460–462 (April 1993).

[53] X. J. Meng, N. Okamoto, and O. Sugihara, "Properties of a strongly-coupled nonlinear directional coupler with a lossy MQW coupling layer", IEICE Trans. Electron., **E76-C**, 8, pp.1339–1344 (Aug. 1993).

[54] H. Maeda and K. Yasumoto, "Numerical analysis of a symmetric nonlinear directional coupler", IEICE Trans. Electron., **E77-C**, 2, pp.298–302 (Feb. 1994).

[55] J. P. Sabini, N. Finlayson, and G. I. Stegeman, "All-optical switching in nonlinear X junctions", Appl. Phys. Lett., **55**, 12, pp.1176–1178 (Sept. 1989).

[56] H. Fouckhardt and Y. Silberberg, "All-optical switching in waveguide X junctions", J. Opt. Soc. Am. B, **7**, 5, pp.803–809 (May 1990).

[57] 横田浩久，木村公一，倉薗貞夫，"非線形誘電体部を有する X 形光分岐回路の特性解析"，信学技法, **OQE93**-156 (1994-01).

[58] H. Yokota, K. Kimura, and S. Kurazono, "Numerical analysis of an optical X coupler with a nonlinear dielectric region", IEICE Trans. Electron., **E78-C**, 1, to be published, Jan. 1995.

[59] R. C. C. Leite, S. P. S. Porto, and T. C. Damen, "The thermal lens effect as a power-limiting device", Appl. Phys. Lett., **10**, 3, pp.100–101 (Feb. 1967).

[60] M. J. Soileau, W. E. Williams, and E. W. Van Stryland, "Optical power limiter with picosecond response time", IEEE J. Quantun Electron., **QE-19**, 4, pp.731–735 (April 1983).

[61] B. L. Justus, A. L. Huston, and A. J. Campillo, "Broadband thermal optical limiter", Appl. Phys. Lett., **63**, 11, pp.1483–1485 (Sept. 1993).

[62] 横田浩久, 木村公一, 倉薗貞夫, "非線形誘電体を用いた導波路形光リミタの解析", 電学会電磁界理論研資, **EMT-92**-44 (1992-07).

[63] 横田浩久, 倉薗貞夫, "非線形誘電体層を有する導波路形光パワリミタの解析", 信学論 (C-I), **J78-C-I**, 1995 年掲載予定.

[64] G. R. Hadley, "Tranparent boundary condition for beam propagation", Opt. Lett., **16**, 9, pp.624–626 (May 1991).

[65] G. R. Hadley, "Transparent boundary condition for the beam propagation method", IEEE J. Quantum Electron., **QE-28**, 1, pp.363–370 (Jan. 1992).

[66] U. Langbein, F. Lederer, T. Peschel, and H. E. Ponath, "Nonlinear guided waves in saturable nonlinear media", Opt. Lett., **10**, 11, pp.571–573 (Nov. 1985).

[67] G. I. Stegeman, E. M. Wright, C. T. Seaton, J. V. Moloney, T. P. Shen, A. A. Maradudin, and R. F. Wallis, "Nonlinear slab-guided waves in non-Kerr-like media", IEEE J. Quantun Electron., **QE-22**, 6, pp.977–983 (June 1986).

[68] S. J. Al-Bader and H. A. Jamid, "Guided waves in nonlinear saturable self-focusing thin films", IEEE J. Quantun Electron., **QE-23**, 11, pp.1947–1955 (Nov. 1987).