

자기광학 효과를 이용한 집적형 가변 광감쇠기의 개발

(Development of Integrated Optical Adjustable Attenuator Using Magneto-Optic Effects)

金 東 一* 鄭 世 謨*

(Dong Il Kim and Se-Mo Chung)

要 約

광통신 시스템의 평가, 레벨조정 등을 행함에 있어서 중요한 기본소자인 가변 광감쇠기를, 자기광학 효과를 이용하여 집적형(4층 slab 도파로 구조)으로 제안하고, 그 감쇠특성을 평가한다.

나아가서, 실제의 소자를 설계한 결과, 소자장 2mm로 최대 66dB의 감쇠특성이 얻어질 뿐만아니라 TE-TM 모오드간의 엄밀한 위상정합을 요하지 않는 잇점이 있음을 확인하고, 실제의 소자를 제작하여 그 동작을 정상적으로 확인하였다.

Abstract

This paper describes the development of a new type of an integrated optical adjustable attenuator using magneto-optic effects in 4-layer slab waveguide. The characteristics of the proposed structure are analyzed and evaluated. Furthermore, the fabrication method and attenuation characteristics have been tested by experiments, thereby confirming qualitatively the validity of the design theory.

I. 서 론

정보화의 흐름은 통신시스템의 구축에 한정되지 않고, 사회를 구성하는 모든 요소를 종합적으로 시스템화, network화함으로써, 사회구조나 사회생활 전반에 큰 영향을 미치게 된다. 이와 같은 고도정보 사회로 발전해 가는 데에 중추적인 역할을 하는 분야의 하나로 광통신을 들 수 있다. 종래의 전화통신, 텔레비전, 라디오 방송에 덧붙여서, 근년의 고도정보사회를 지지하는 정보통신은 facsimile, TV전화 등의 화상통신이

나, 데이터통신, CATV, VAN(value added network) 및 이들을 종합한 ISDN(integrated services digital network) 등과 같이 통신의 대용량화가 필요하게 되었다. 이러한 대용량의 정보를 전송하기 위하여는 보다 높은 주파수의 전자파(electromagnetic wave)를 필요로 하게된다. 높은 주파수의 전자파로서의 광을 이용한 전송시스템은 광섬유(optical fiber)의 저손실화, 고성능 반도체레이저의 개발, 각종 광회로소자의 연구등에 힘입어 일부 실용화 단계에 이르고 있으며, 더욱더 활발한 연구가 진행되고 있다.

이와 같이, 광통신기술은 광섬유의 저손실화, 장파장 반도체 레이저(1.3 μ m)의 개발등에 의해 단일 모오드 광전송이 실용화 단계에 이르고 있다. 그러나, 현재의 광통신 시스템은 최종적인 것이 아니며, 현재 연구중인 광통신은 1.5 μ m 반도체를 사용해서 광강도보다 레이저 광의 높은 코히런스성(coherency)을 활용

*正會員, 韓國海洋大學 電子通信工學科
(Dept. of Elec. and Comm. Engineering,
Korea Maritime Univ.)

接受日字: 1987年 5月 11日

(※ 본 연구는 한국과학재단의 1985년도 전반기 차관 연구지원에 의하여 이루어졌음.)

한 통신으로 옮겨가고 있다. 장래의 광통신을 위한 반도체레이저는 발진주파수의 고안정화, 발진 스펙트럼 폭의 억압, 혼돈(chaos) 현상의 대책등의 문제를 해결하지 않으면 아니된다.

한편, 반도체레이저 뿐만 아니라, 광분과 filter, 광스위치, 변조기, 아이솔레이터, 써어클레이터, 가변광감쇠기 등의 집적형 광회로 소자의 개발이 요망되고 있다. 광회로 소자는 아직까지 벌크(bul)형의 소자를 이용한 미소광학계에 의하여 구성되어 있기때문에, 대형이고 고가인 소자가 대부분이다. 금후, 광통신이 보급, 발전되어 갈 기술적 문제의 하나로 소자의 소형화, 저가격화, 집적화가 필요하다.¹⁴⁾

중요한 광회로소자중의 하나인 광감쇠기는 광통신시스템의 평가, 검토 또는 조정등을 행하는 데에 사용되는 기본소자로, 광섬유나 광전송로의 도중에 삽입하여 광신호를 감쇠시키는 기능을 가진다. 또, 시스템 송수신기의 level 조정이나, 광소자의 특성측정을 위한 계측기로서 사용된다. 현재 실용화되어 있는 bulk형 광감쇠기는 광의 일부 또는 일정량을 반사시키는 방법을 이용한 것이 주를 이루고 있으며,¹⁵⁾ 감쇠부로서 glass 기판에 금속막을 증착시킨 감쇠판을 사용하고 있다.

그러나, 이 감쇠기는 대형이며 고가인 단점을 가지고 있으며, 광통신의 진보에 따라 소형화, 고정도화, 저가격화가 요망되므로 이를 집적화함으로써 이러한 요구를 충족시키는 것이 바람직하다.

따라서, 본 연구에서는 집적형 가변광감쇠기의 개발을 위하여, 자기광학 이방성 재료인 (anisotropic & magneto-optic material)인 Bi, Ca : GdIG 또는 Bi : YIG film을 사용, buffer층을 사이에 두고 금속 clad층을 입힌 4층 slab 도파모형의 가변 광감쇠기의 설계법을 제안하고, 이론적인 특성해석을 행함과 동시에 소자의 제작 및 성능평가를 실험을 통하여 행한다. 이 감쇠기는 입사된 TE-mode로부터 faraday회전에 의하여 TM-mode를 만드는 TE-to-TM 모오드 변환부와, 변환된 TM-mode를 금속 clad에 흡수시키는 modeselector부를 동일구간에 구성한 것이다. 즉, 이 소자는 core층과 금속 clad층 사이에 buffer 층을 둔 유손실계(lossy system) 4층 slab도파로 구조로서 자체를 광의 진행방향으로 인가함으로써 소자장 2mm로 최대 66dB의 감쇠가 얻어지는 효율높은 가변 광감쇠기이며, 설계시에 TE-TM 모오드간의 엄밀한 위상정합(phase matching)을 요하지 않는 특징을 가진다.

II. 유손실계에 있어서의 모오드 변환

그림 1에 나타내는 구조의 가변 광감쇠기에 관하여

우선 이론적인 검토를 행한다. Clad에 Al 층을 구성하고 있으므로 이 slab도파로는 유손실계이며, 이러한 도파로에 있어서는 TE-mode보다 TM-mode가 상당히 큰 감쇠를 받는 특성을 가진다.¹⁶⁾ 어떤 적절한 방법을 써서 TM-TE 모오드 변환율을 변화시켜, TM-mode를 감쇠 모오드로 하여 metal clad층에 흡수시키면 TE-mode의 출력률 가변할 수 있으며, 또한 TM-mode의 출력률을 억제시킬 수 있다.

본 논문에서는, Faraday 회전에 의하여 TE-TM 모오드 변화량을 제어하여, 이에 의해 감쇠량을 가변하는 방법을 제안하고 있다. 즉, 자기광학 효과를 이용해서 Faraday 회전에 의한 입사 모오드(TE파)의 변환을 행해서 TM파를 만들고, 이를 금속에 흡수시키는 것이다. Faraday 회전에 의한 TE-TM 모오드 변환은, 무손실계 박막도파로에 있어서의 모오드 변환의 경우로부터 유추해 볼 때, 무조건 어떠한 경우에도 가능한 것이 아니라 이용하는 모오드간의 위상정합(phase matching)이 취해지지 않으면 안될 것으로 추정된다. 유손실계의 경우에는, 위상정합이란 β/k_0 가 동일한 것으로 생각되지만, 손실을 나타내는 감쇠정수 α 에 대해서는 어떠한 조건을 필요로 하는지 검토할 필요가 생긴다. 무손실계에 있어서 모오드변환을 가능하게 하려면 높은 제작정도가 요구되며, 예를 들어 3차원 도파로에서 Faraday회전이 확인되었다는 연구보고가 있는 것은 극히 최근의 일이다. 그러나, 본 연구의 가변광감쇠기에 사용하는 유손실계 도파로에 있어서는, 등가굴절율에 무손실계와 같이 대단히 엄격한 조건은 존재하지 않는 잇점이 이하의 이론적 검토를 통하여 확인되었다.

우선, 유손실계의 모오드변환의 모오드결합 방정식을 유도하고, 이를 가변광감쇠기에 적용하여 TE-TM mode 변환이 가능함을 보이고, 요구되는 조건, 제작정도 등에 대하여 고찰한다.

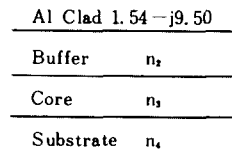


그림 1. 가변광감쇠기의 구성
Fig. 1. Structure of proposed optical attenuator.

1. 모오드결합 방정식

굴절을 분포나 기하학적 구조가 전파방향으로 균일한 도파로의 전자계는 그 도파로의 기본모오드를 이용

하여 나타낼 수 있으므로 기본계라 불리운다. 그러나, 굴절률 분포 또는 기하학적 구조가 균일하지 않거나, 매질이 이방성이어서 그 유전율 텐서(tensor)에 비대각항이 존재하는 섭동계(perturbation system)에 있어서는 전자계를 나타내는 데에 모오드결합 이론을 적용한다. 기본계 및 섭동계의 텐서유전율을 각각 식(1)과 같이 놓자.

$$[\epsilon] = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix}, [\tilde{\epsilon}] = \begin{bmatrix} \tilde{\epsilon}_{xx} & \tilde{\epsilon}_{xy} & \tilde{\epsilon}_{xz} \\ \tilde{\epsilon}_{yx} & \tilde{\epsilon}_{yy} & \tilde{\epsilon}_{yz} \\ \tilde{\epsilon}_{zx} & \tilde{\epsilon}_{zy} & \tilde{\epsilon}_{zz} \end{bmatrix} \quad (1)$$

무손실 매질의 경우, $[\tilde{\epsilon}]$ 는 에르미트(hermitian) 행렬이 되며, 행렬의 요소는 $\tilde{\epsilon}_{ij} = \tilde{\epsilon}_{ji}^*$ (*는 공액복소수)의 관계에 있으므로,

$$[\tilde{\epsilon}] = \begin{bmatrix} \tilde{\epsilon}_{xx} & \tilde{\epsilon}_{xy} & \tilde{\epsilon}_{xz} \\ \tilde{\epsilon}_{xy}^* & \tilde{\epsilon}_{yy} & \tilde{\epsilon}_{yz} \\ \tilde{\epsilon}_{xz}^* & \tilde{\epsilon}_{yz}^* & \tilde{\epsilon}_{zz} \end{bmatrix} \quad (2)$$

가 된다.

$$\begin{aligned} \text{기본계의 전자계}(\mathbf{E}, \mathbf{H}) \text{에 관한 Maxwell 방정식은} \\ \nabla \times \mathbf{H} = j\omega[\epsilon]\mathbf{E} \\ \nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu_0\mathbf{H} \end{aligned} \quad (3)$$

이며, longitudinal 성분과 transverse 성분으로 나누어 식(4)로 표현할 수 있다.

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_t + \hat{\mathbf{z}} H_z, \quad \mathbf{E} = \hat{\mathbf{z}} E_z + \mathbf{E}_t \quad (4)$$

$$\nabla = \nabla_t + \hat{\mathbf{z}} \frac{\partial}{\partial z} \quad (4)$$

식(4)를 식(3)에 대입하여 longitudinal 성분을 소거하면,

$$\begin{aligned} \frac{1}{j\omega\mu_0} \nabla_t \times (\nabla_t \times \mathbf{E}_t) + \hat{\mathbf{z}} \times \frac{\partial \mathbf{H}_t}{\partial z} \\ = j\omega\epsilon_t \mathbf{E}_t - \frac{j\omega}{\epsilon_{zz}} \epsilon_t \epsilon_z \mathbf{E}_t + \frac{1}{\epsilon_{zz}} \epsilon_t (\nabla_t \times \mathbf{H}_t) \end{aligned} \quad (5a)$$

$$\begin{aligned} \nabla_t \times \left[\frac{1}{j\omega\epsilon_{zz}} \nabla_t \times \mathbf{H}_t - \frac{1}{\epsilon_{zz}} \epsilon_z \mathbf{E}_t \right] + \hat{\mathbf{z}} \times \frac{\partial \mathbf{E}_t}{\partial z} \\ = -j\omega\mu_0 \mathbf{H}_t \end{aligned} \quad (5b)$$

마찬가지로, 섭동계의 전자계 $(\tilde{\mathbf{E}}, \tilde{\mathbf{H}})$ 에 대하여 식(6)으로 표현할 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{1}{j\omega\mu_0} \nabla_t \times (\nabla_t \times \tilde{\mathbf{E}}_t) + \hat{\mathbf{z}} \times \frac{\partial \tilde{\mathbf{H}}_t}{\partial z} \\ = j\omega\tilde{\epsilon}_t \cdot \tilde{\mathbf{E}}_t - \frac{j\omega}{\tilde{\epsilon}_{zz}} \tilde{\epsilon}_t \tilde{\epsilon}_z \tilde{\mathbf{E}}_t + \frac{1}{\tilde{\epsilon}_{zz}} \tilde{\epsilon}_t (\nabla_t \times \tilde{\mathbf{H}}_t) \end{aligned} \quad (6a)$$

$$\begin{aligned} \nabla_t \times \left[\frac{1}{j\omega\tilde{\epsilon}_{zz}} \nabla_t \times \tilde{\mathbf{H}}_t - \frac{1}{\tilde{\epsilon}_{zz}} \tilde{\epsilon}_z \tilde{\mathbf{E}}_t \right] + \hat{\mathbf{z}} \times \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}_t}{\partial z} \\ = -j\omega\mu_0 \tilde{\mathbf{H}}_t \end{aligned} \quad (6b)$$

$[\epsilon]$ 은 z 에 대하여 독립이므로, 기본계의 전자계는 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned} \mathbf{E} = \mathbf{E}(x, y) e^{-\gamma z} \\ \mathbf{H} = \mathbf{H}(x, y) e^{-\gamma z} \end{aligned} \quad (7)$$

단, $\Gamma = \alpha + j\beta$

자기광학 효과를 이용한 집적형 가변 광감쇠기의 개발

여기서, 섭동계의 전자계를 기본계의 전자계로 전개할 수 있다하고, 기본계의 1차결합으로 섭동계를 표현하면

$$\tilde{\mathbf{E}}_t = \sum \mathbf{a}_i \mathbf{E}_t = \sum \mathbf{a}_i \mathbf{E}_{it} e^{-\gamma z} \quad (8a)$$

$$\tilde{\mathbf{H}}_t = \sum \mathbf{a}_i \mathbf{H}_t = \sum \mathbf{a}_i \mathbf{H}_{it} e^{-\gamma z} \quad (8b)$$

식(8)을 각각 식(5), (6)에 대입한 후, 식(5a)~식(6a) 및 식(5b)~식(6b)를 계산하면

$$\begin{aligned} \sum \frac{da_i}{dz} \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{H}_t = \sum \mathbf{a}_i \left[j\omega(\tilde{\epsilon}_t - \epsilon_t) \cdot \mathbf{E}_t \right. \\ \left. - j\omega \left(\frac{\tilde{\epsilon}_t \cdot \tilde{\epsilon}_z - \epsilon_t \cdot \epsilon_z}{\tilde{\epsilon}_{zz}} \right) \cdot \mathbf{E}_t \right. \\ \left. + \left(\frac{\tilde{\epsilon}_t}{\tilde{\epsilon}_{zz}} - \frac{\epsilon_t}{\epsilon_{zz}} \right) \cdot (\nabla_t \times \mathbf{H}_t) \right] \end{aligned} \quad (9b)$$

$$\begin{aligned} \sum \frac{da_i}{dz} \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{E}_t = -\sum \mathbf{a}_i \nabla_t \times \left[\frac{1}{j\omega} \left(\frac{1}{\tilde{\epsilon}_{zz}} - \frac{1}{\epsilon_{zz}} \right) \nabla_t \times \right. \\ \left. \mathbf{H}_t - \left(\frac{\tilde{\epsilon}_z}{\tilde{\epsilon}_{zz}} - \frac{\epsilon_z}{\epsilon_{zz}} \right) \mathbf{E}_t \right] \end{aligned}$$

가 얻어진다. 다음에 식(9a) $\cdot \mathbf{H}_{kt} e^{-\gamma z}$ - 식(8b) $\cdot \mathbf{E}_{kt} e^{-\gamma z}$ 를, 도파로단면을 포함하는 $x-y$ 평면내의 충분한 영역에 대해 면적분하고, 기본계 모오드간의 직교관계

$$\iint \mathbf{E}_k \times \mathbf{H}_i \cdot \hat{\mathbf{z}} dS = 0 \quad (i \neq k) \quad (10)$$

를 이용하면, 식(11)의 모오드결합 방정식이 유도된다.

$$[2 \iint \mathbf{E}_{kt} \times \mathbf{H}_{kt} \cdot \hat{\mathbf{z}} dS] \frac{da_k}{dz} = \sum_i \mathbf{a}_i e^{\gamma_k - \gamma_i z} \iint j\omega I_{ki} dS \quad (11)$$

단,

$$\begin{aligned} I_{ki} = \mathbf{E}_{kt} \cdot \left\{ \left(\frac{\tilde{\epsilon}_t \cdot \tilde{\epsilon}_z - \epsilon_t \epsilon_z}{\tilde{\epsilon}_{zz}} - \frac{\epsilon_t \epsilon_z}{\epsilon_{zz}} \right) - (\tilde{\epsilon}_t - \epsilon_t) \right\} \cdot \mathbf{E}_t - \mathbf{E}_{kt} \cdot \\ \left(\frac{\tilde{\epsilon}_t}{\tilde{\epsilon}_{zz}} - \frac{\epsilon_t}{\epsilon_{zz}} \right) \cdot (\epsilon_z \cdot \mathbf{E}_t + \hat{\mathbf{z}} \cdot \epsilon_{zz} \mathbf{E}_z) - \\ (\epsilon_z \cdot \mathbf{E}_{kt} + \hat{\mathbf{z}} \cdot \epsilon_{zz} \mathbf{E}_{kt}) \cdot \left\{ \left(\frac{1}{\tilde{\epsilon}_{zz}} - \frac{1}{\epsilon_{zz}} \right) \cdot \right. \\ \left. (\epsilon_z \mathbf{E}_t + \hat{\mathbf{z}} \epsilon_{zz} \mathbf{E}_z) - \left(\frac{\tilde{\epsilon}_z}{\tilde{\epsilon}_{zz}} - \frac{\epsilon_z}{\epsilon_{zz}} \right) \cdot \mathbf{E}_t \right\} \end{aligned} \quad (12a)$$

or

$$\begin{aligned} = \mathbf{E}_{kt} \cdot \left[\left(\frac{\tilde{\epsilon}_{xz} \tilde{\epsilon}_{zx} - \tilde{\epsilon}_{xx} + \epsilon_{xx}}{\tilde{\epsilon}_{zz}} \right) \mathbf{E}_t + \left(\frac{\tilde{\epsilon}_{xz} \tilde{\epsilon}_{yz} - \tilde{\epsilon}_{xy}}{\tilde{\epsilon}_{zz}} \right) \right. \\ \left. \mathbf{E}_t \right] - \frac{\tilde{\epsilon}_{xz} \tilde{\epsilon}_{zz}}{\tilde{\epsilon}_{zz}} \mathbf{E}_z + \mathbf{E}_{kt} \cdot \left[\left(\frac{\tilde{\epsilon}_{yz} \tilde{\epsilon}_{zx} - \tilde{\epsilon}_{yz}}{\tilde{\epsilon}_{zz}} \right) \mathbf{E}_t + \right. \\ \left. \left(\frac{\tilde{\epsilon}_{yz} \tilde{\epsilon}_{zy} - \tilde{\epsilon}_{yy} + \epsilon_{yy}}{\tilde{\epsilon}_{zz}} \right) \mathbf{E}_t - \frac{\tilde{\epsilon}_{xz} \tilde{\epsilon}_{zz}}{\tilde{\epsilon}_{zz}} \mathbf{E}_z \right] + \mathbf{E}_{kt} \cdot \frac{\epsilon_{zz}}{\tilde{\epsilon}_{zz}} \\ \{ \tilde{\epsilon}_{zx} \mathbf{E}_t + \tilde{\epsilon}_{zy} \mathbf{E}_z + (\tilde{\epsilon}_{zz} - \epsilon_{zz}) \mathbf{E}_z \} \end{aligned} \quad (12b)$$

그림 1에 나타낸 박막도파로는 core층에 자기이방성이 있으며, 수직자화하기 때문에, 인가자계가 0인 때에는 그 tensor 유전율의 비대각성분은 0이지만, 자계를 평의 도파방향(z -방향)으로 인가하면, 그 유전율 텐서에 비대각 성분 $\epsilon_{xy} = j\gamma$ 가 생긴다. 따라서, z -방향에 자계를 인가한 경우의 core층의 유전율

tensor $[\tilde{\epsilon}]$ 는, 식(2)에서 $\epsilon_{xy} = j\gamma$, $\epsilon_{xz} = \epsilon_{yz} = 0$ 로 되므로

$$[\tilde{\epsilon}] = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \tilde{\epsilon}_{xy} & 0 \\ \tilde{\epsilon}_{yx} & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & j\gamma & 0 \\ -j\gamma & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (13)$$

이 된다.

기본계의 $[\epsilon]$ 과 섭동계의 $[\tilde{\epsilon}]$ 의 차이는 $\gamma = 4.2 \times 10^{-3}$ 정도의 작은 것이므로, 대대히 미소한 것으로 볼 수 있다. 따라서, 이러한 근사를 행하면 식(11)은

$$\frac{da_k}{dz} = \sum_i K_{ki} a_i e^{i(r_k - r_i)z} \quad (14)$$

$$\text{단, } K_{ki} = \frac{j\omega \int \mathbf{E}_{ki} \cdot (\epsilon - \tilde{\epsilon}) \cdot \mathbf{E}_i ds}{2 \int \mathbf{E}_{ki} \times \mathbf{H}_{ki} \cdot \hat{z} dS} \quad (15)$$

로 되어, 모오드결합 방정식이 얻어진다. 여기서, K_{ki} 는 모오드결합계수이다.

2. 모오드결합 방정식의 해

본 연구에서 제한한 가변광감쇠기의 동작원리를 파악하기 위하여, TE-TM 모오드간의 모오드결합방정식의 해를 구하자. TE-mode를 첨자 1, TM-mode를 첨자 2로 나타내고, 식(12)에 의하여 I_{ki} 의 값을 계산하면 식(16)과 같다.

$$\begin{aligned} I_{11} &= I_{22} = 0 \\ I_{12} &= -\epsilon_{xy} E_{1x} E_{2y} \\ I_{21} &= -\epsilon_{yx} E_{1x} E_{2y} \end{aligned} \quad (16)$$

또, 식(15), (16)에 의하여 결합방정식 및 결합계수 K_{ki} 는 각각 다음식(17) 및 (18)과 같이 된다.

$$\begin{cases} \frac{da_1}{dz} = K_{12} a_2 e^{i(r_1 - r_2)z} \\ \frac{da_2}{dz} = K_{21} a_1 e^{-i(r_1 - r_2)z} \end{cases} \quad (17)$$

$$\begin{cases} K_{11} = K_{22} = 0 \\ K_{12} = \frac{j\omega \int \int_S (-\epsilon_{xy} E_{1x} E_{2y}) dS}{2 \int \int_S \hat{z} \cdot (\mathbf{E}_{11} \times \mathbf{H}_{11}) dS} \\ K_{21} = \frac{j\omega \int \int_S (-\epsilon_{yx} E_{1x} E_{2y}) dS}{2 \int \int_S \hat{z} \cdot (\mathbf{E}_{21} \times \mathbf{H}_{21}) dS} \end{cases} \quad (18)$$

따라서, 입사모오드를 TE-mode로 하여 $a_1(0) = 1$, $a_2(0) = 0$ 라 놓고, $a_1(z)$, $a_2(z)$ 를 구하면,

$$a_1(z) = e^{\frac{\Delta}{2}z} (\cosh \theta z - \frac{\Delta}{2\theta} \sinh \theta z) \quad (19a)$$

$$a_2(z) = e^{-\frac{\Delta}{2}z} \frac{K_{21}}{\theta} \sinh \theta z \quad (19b)$$

$$\text{단, } \Delta = \Gamma_1 - \Gamma_2$$

$$\theta = \sqrt{\Delta^2/4 - K_{12} K_{21}} \quad (20)$$

이 된다. 윗식에서 K_{12} , K_{21} 을 구하면,

$$K_{12} = -K_{21} \approx -\frac{\gamma k_0}{2n} C \sqrt{\Gamma_2/\Gamma_1} \quad (21)$$

이 얻어진다. 여기서, C는 confinement 계수라 불리우는 것으로, 모오드 결합의 세기를 나타낸다($0 \leq C \leq 1$). 따라서, 식(20)의 θ 는 식(22)와 같이 된다.

$$\theta = \sqrt{\frac{(\Delta\alpha)^2 - (\Delta\beta)^2}{4} - \left(\frac{\gamma k_0}{2n}\right)^2 \frac{\Gamma_2}{\Gamma_1} C^2 + \frac{j}{2} \Delta\alpha \Delta\beta} \quad (22)$$

$$\text{단, } \Delta\alpha = \alpha_1 - \alpha_2$$

$$\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$$

여기서, $\alpha_i < \beta_i$ ($i=1, 2$) 이므로,

$$\Gamma_2/\Gamma_1 \approx \beta_2/\beta_1 \quad (23)$$

이다.

식(19a), (19b), (22)로 부터, TE₀-mode를 $z = 0$ 에서 입사한 경우의 $z=z$ 에서의 각 모오드의 출력은

$$P_{TE}(z) = |a_1(z)|^2 e^{-2\alpha_1 z} = e^{-(\alpha_1 + \alpha_2)z} \left| \cosh \theta z - \frac{\Delta}{2\theta} \sinh \theta z \right|^2 \quad (24a)$$

$$P_{TM}(z) = |a_2(z)|^2 e^{-2\alpha_2 z} = e^{-(\alpha_1 + \alpha_2)z} \left| \frac{K_{21}}{\theta} \sinh \theta z \right|^2 \quad (24b)$$

에 의하여 구해진다.

모오드결합 방정식의 해로부터 TE-TM 모오드변환의 특성을 음미해 보자.

(1) 무손실($\alpha_1 = \alpha_2 = 0$)의 경우

식(20)에 의하여, θ 는

$$\theta = \sqrt{-\frac{(\Delta\beta)^2}{4} - K_{12}^2} = j \sqrt{\left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 + K_{12}^2} = j \theta_r \quad (25)$$

로 되며, 따라서 a_1 , a_2 는 각각 식(26)과 같이 된다.

$$a_1(z) = e^{j\frac{\Delta\beta}{2}z} (\cos \theta_r z - j \frac{\Delta\beta}{2\theta_r} \sin \theta_r z) \quad (26)$$

$$a_2(z) = e^{-j\frac{\Delta\beta}{2}z} \cdot \frac{K_{21}}{\theta_r} \sin \theta_r z \quad (26)$$

이것은 무손실계의 모오드결합을 나타내는 A. Yariv의 결론과 일치하고 있다.¹⁷⁾ 또, 식(25), (26)에 의하여, 입사파(TE-mode)의 입력을 1이라 놓은 경우의 전파거리 z 에 있어서의 TM-mode의 출력을 계산하면

$$P_{TM} = \frac{1}{1 + \frac{(\Delta\beta)^2}{4 |K_{12}|^2}} \sin^2 \sqrt{\left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 + K_{12}^2} \cdot z \quad (27)$$

이 되며, 이것은 잘 알려져 있는 관계식이다.¹⁸⁾

(2) 유손실계(특히 $|\Delta\beta| \ll |\Delta\alpha|$)의 경우

식(22)로부터, θ 는

$$\theta \approx \sqrt{\left(\frac{\Delta\alpha}{2}\right)^2 - \left(\frac{\gamma k_0}{2n} C\right)^2} \quad (28)$$

이 되며, 따라서 a_1 , a_2 는 식(29)와 같다.

$$a_1(z) = e^{\frac{\Delta\alpha}{2}z} \cdot (\cosh \theta z - \frac{\Delta\alpha}{2\theta} \sinh \theta z) \quad (29)$$

$$a_2(z) = e^{-\frac{\Delta\alpha}{2}z} \cdot \frac{K_{21}}{\theta} \sinh \theta z \quad (29)$$

이 경우에는 식(22)에서도 알 수 있는 바와 같이, 등가 굴절율의 정합이 나쁜 것을 보상할 수 있다. 즉, 흡수차 $\Delta\alpha$ 의 증가는 위상정합을 취하는 것에 준하는 효과가 있으므로, 실제의 소자설계에 있어서 위상정합을 그다지 엄밀히 취할 필요는 없으므로 대단히 유리하다.

한편, 자계를 인가하지 않을 경우에는 $\gamma = 0$ 로 되어 모오드변환은 일어나지 않는다.

III. 가변 광감쇠기의 설계

1. 가변광감쇠기의 구조

그림 2에 나타내는 바와 같이, metal clad를 포함하는 4층 박막도파로를 가변광감쇠기의 구조로하며, 각 층의 재료, 굴절율 및 두께가 함께 나타나 있다. 광은 주로 core층을 전파하며, TE-mode로 부터 변환된 TM-mode를 그속 clad에서 흡수시킨다. 금속 clad와 자기광학 이방성재료의 core층 사이에는 buffer 층을 형성하여 TE-mode의 손실을 증가시키지 않고 TM-mode만의 손실을 증가시키는 것과, TE-TM 모오드간의 위상정합을 취하는 것이 buffer층의 효과이다. 이것은 가변광감쇠기로서 동작하고, 또한 양호한 특성을 얻기 위하여 필요한 것이다.

Metal Clad ... Al	$n_{cl} = 1.54 - j9.50$	$t_{cl} = \infty$
Buffer ... Nb ₂ O ₅	$n_b = 2.15$	t_b variable
Core ... (BiCa) : GdIG Bi : YIG	$n_{co} = 2.35$	$t_{co} = 4.3\mu m$
Substrate ... NGG GGG	$n_s = 1.940$	$t_s = \infty$
	$n_s = 1.945$	

그림 2. 구성소자 각층의 재료, 유전율 및 두께
Fig. 2. Material, dielectric constant and thickness of each layer.

2. 고유치 방정식

그림 3에 나타내는 4층 slab도파로의 전파정수를 구하기 위하여 고유치 방정식을 유도하자. core층의 이방성은 매우 적으므로, 굴절율을 n 으로 나타내면, 각 층의 유전율은 $\epsilon = n^2 \epsilon_0$ 로 놓을 수 있다. 또, 전자계의 시간의존성을 $e^{j\omega t}$ 로 놓으면, 식(3)의 Maxwell 방정식은 식(30)과 같다.

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega n^2 \epsilon_0 \mathbf{E}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega \mu_0 \mathbf{H}$$

y-방향으로의 전자계의 변화가 없고, z-의존성을 $e^{-\beta z}$ 로 놓으면

$$\frac{\partial}{\partial y} \equiv 0, \quad \frac{\partial}{\partial z} = -j\beta$$

이 된다. 이 경우, 도파로를 전파하는 전자파는 일반적

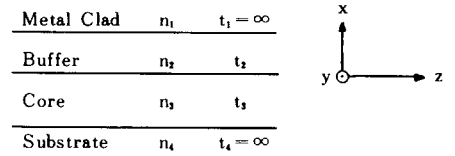


그림 3. 금속 clad 4층 박막 광도파로
Fig. 3. Metal-clad 4-layer thin-film optical waveguide.

으로 TE-mode와 TM-mode로 분리할 수 있다.

가) TE-mode의 경우, 전계 및 자계는 각각 $\mathbf{E} = (0, E_y, 0)$, $\mathbf{H} = (H_x, 0, H_z)$ 이므로, 식(30) 및 (31)로 부터

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (n^2 k_0^2 - \beta^2) E_y = 0$$

$$H_x = -\frac{j\beta}{\omega \mu_0} E_y$$

$$H_z = -\frac{1}{j\omega \mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x}$$

가 된다.

나) TM-mode의 경우, 전계 및 자계는 각각 $\mathbf{E} = (E_x, 0, E_z)$, $\mathbf{H} = (0, H_y, 0)$ 이므로, TE-mode의 경우와 마찬가지로

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + (n^2 k_0^2 - \beta^2) H_y = 0$$

$$E_x = \frac{j\beta}{\omega \epsilon_0 n^2} H_y$$

$$E_z = \frac{1}{j\omega \epsilon_0 n^2} \frac{\partial H_y}{\partial x}$$

이 얻어진다.

고유치 방정식은 식(32), (33)을 경계조건을 만족시키도록 풀이하면 구해진다. 즉, TE 및 TM 모오드에 관한 고유치 방정식은 최종적으로 식(34)가 된다.⁶⁾

$$u_1 t_3 = m\pi + \tan^{-1} \left(\delta_{34} \cdot \frac{u_4^2}{-j u_3} \right) + \tan^{-1} \left[\delta_{32} \frac{u_2}{u_3} \tan \left[\tan^{-1} \left(\delta_{21} \cdot \frac{u_1}{-j u_2} \right) - u_2 t_2 \right] \right]$$

$$\text{단, } \delta_{pq} = \begin{cases} 1 & \text{for TE-mode} \\ (n_p/n_q)^2 & \text{for TM-mode,} \end{cases}$$

$$u_i = (k^2 n_i^2 - \beta^2)^{1/2}, \quad (i=1, 2, 3, 4)$$

$$\beta = \beta - j\alpha \quad (\text{complex propagation constant})$$

$$m = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{mode number})$$

$$k = 2\pi/\lambda$$

$$I_m \{u_i\} < 0 \text{이며, } 0 < \text{Re}(\tan^{-1}(\dots)) < \pi \text{이다.}$$

따라서, $t_i, n_i (i=1 \sim 4)$ 가 주어지면 고유치방정식은 복소전파정수 β 에 관한 방정식이 되며, 이것을 풀

면 전파정수 β 및 감쇠정수 α 가 구해진다.

3. 설계 및 특성

그림 2에 나타낸 구조의, 실제의 제작에 사용한 자기광학 이방성재료, 유전체 재료, 금속등의 굴절율을 고려하여, 파장 $1.125\mu\text{m}$ 에서 최적인 설계예를 아래에 나타낸다. Buffer층과 금속 clad는 고유전율을 가지는 Nb_2O_5 와 Al을 각각 사용하였다. 광의 영역에서는 금속을 복소굴절율을 가지는 재료로 취급하며^{[10][11]}, 파장 $1.152\mu\text{m}$ 에서의 굴절율은 $1.54 - j9.50$ 으로 가정하였다.^[12] Core층에는 Bi, Ca : GdIG 또는 Bi : YIG film을 사용하였다.

(1) 등가굴절율 β/k_0 및 흡수계수 α

앞에서 기술한 4층 slab 도파로의 고유치 방정식을 풀어서 복소전파정수(등가굴절율 β/k_0 및 흡수계수 α)를 구한다. 각 층의 굴절율은 그림 2에 나타낸 바와 같으며, core층의 두께는 굴절율 2.346인 때에 최적인 $4.3\mu\text{m}$ 로 하였다.

그림 4에 buffer층 두께의 변화에 대한 복소전파정수의 변화를 나타낸다. $0.65\mu\text{m}$ 에서 등가굴절율 β/k_0 가 축퇴(degenerate)하고 있으며 흡수계수 α 는 TM-mode가 1~3 자리정도 TE-mode보다 큰 것을 알 수 있다. TM-mode의 흡수계수 α 는 표면 plasma mode와 도파 모오드의 resonant coupling에 의해, 어떤 buffer층 두께에서 피크치를 나타낸다.

(2) Buffer층에 의한 특성변화

유손실계에 있어서의 모오드변환의 관계식에 의해

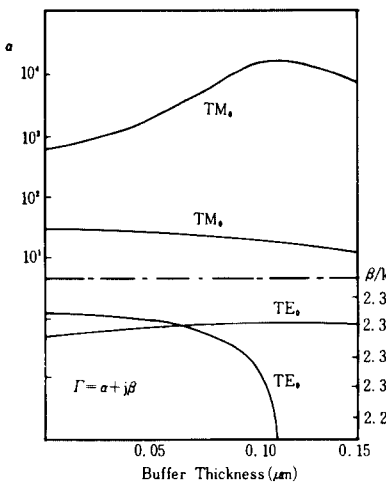


그림 4. Buffer 층의 두께에 대한 복소 전파정수의 변화
Fig. 4. Complex propagation constants vs. buffer layer thickness.

가변 광감쇠기의 감쇠특성을 계산하여 그림 5에 나타낸다. x-축은 유전율 텐서의 비대각항 γ 의 크기를 나타내는 Faraday 계수이다. 광의 진행방향으로 자계를 인가하면, 수직자하가 인가한 자계의 방향으로 기울어 γ 가 나타난다. Bi, Ca : GdIG ($(\text{BiCaGd}), (\text{Fe}, \text{O}_2)$) film의 γ 는 최대 4.0×10^{-3} 이므로, buffer층이 $0.085\mu\text{m}$ 인 때에 최대 66.0dB/2mm의 감쇠를 얻을 수 있다. 20dB 이상 감쇠하는 buffer층의 두께는 $0.060 \sim 0.096\mu\text{m}$ 로 상당히 넓은 범위이다. 이와 같이 buffer층을 제어해서 완전한 위상정합을 취하지 않고도 우수한 감쇠특성을 얻을 수 있음을 알 수 있다. 등가굴절율의 변화를 나타내는 그림 4와 같이, 위상정합은 buffer층 두께 $0.065\mu\text{m}$ 에서 실현되지만, 그때의 감쇠는 최대 30dB/2mm로 66.0dB/2mm의 절반에 불과하다. 이러한 관계를 그림 6에 나타낸다.

그림 7은 buffer층의 두께와 굴절율의 허용도를 구하여, 20dB/2mm 이상 감쇠하는 영역을 나타낸다. 여기서, buffer층의 굴절율은 2.22~2.26의 범위가 최적임을 알 수 있다.

IV. 가변광감쇠기의 제작

설계한 가변 광감쇠기의 제작과정에 대하여 단계적으로 기술한다.

(1) Core층의 LPE성장

액상성장법(ligsid phase epitaxy)에 의하여 NGG 기관 및 GGG 기관상에 각각 core층인 Bi, Ca : GdIG 및 Bi : YIG를, 원하는 두께가 되도록 성장시킨다.

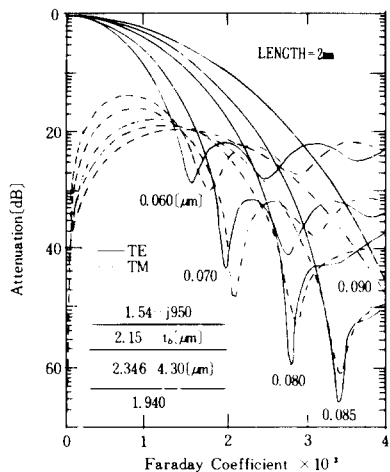


그림 5. Buffer 층의 두께에 대한 감쇠특성의 변화
Fig. 5. Variations of attenuation characteristics with the thickness of buffer layer.

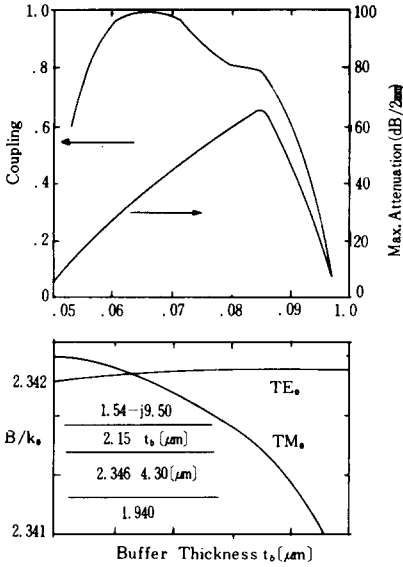


그림 6. Buffer층의 두께에 대한 coupling과 최대 감쇠량의 변화
 Fig. 6. Variations of coupling and max. attenuation with the thickness of buffer layer.

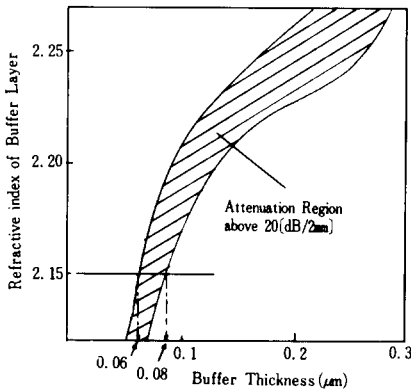


그림 7. Buffer층 두께 및 굴절율의 허용도
 Fig. 7. Tolerance limits of buffer layer thickness and refractive index.

(2) Film의 환원처리

LPE법으로 성장시킨 Ca doped Iron Garnet film은 환원처리에 의하여 광의 흡수가 대폭 저감될 수 있다는 것이 알려져 있다. 이러한 성질을 이용하여, N₂ gas를 흘려 준 80°C의 Fe(OH)₃ 수용액(0.4 mol/l) 중에서 Bi, Ca : GdIG를 충분히 환원처리한다. 본 실험에서는 약 7 시간 환원처리 하였다.

(3) 막의 두께, 굴절율 및 격자정수의 측정

m-line method에 의하여 film의 두께 및 굴절율을, X-선 회절에 의하여 격자정수를 측정한다. 격자정수는 기판과의 격자 부정합에 의한 응력부굴절을 구할 때에 필요하다.

(4) Wet etching

면봉으로 막표현의 먼지를 닦아내고, trichloroethylen으로 약 10분간 초음파 세척한 후, 질산수용액(HNO₃ : 증류수 = 1 : 4 체적비, 온도 95°C)중에서, 목표의 막의 두께가 되도록 wet etching한다. 에칭속도는 약 50Å/min으로 에칭시간을 정한다. 여기서, 주의해야 할 점은 (2)의 환원처리로 막의 저손실화가 이루어졌다 하더라도, 에칭에 의하여 다시 산화되므로 손실이 증가하는 점이다.

(5) 재환원 처리

다시 한번 환원처리하여 저손실성을 회복한다.

(6) 막의 두께, 굴절율 및 격자정수의 재측정

에칭에 의하여 막의 두께가 얇아졌으므로 막의 두께, 굴절율 및 격자정수를 다시 측정하여, 이 값을 써서 소자의 설계를 행하고 필요한 buffer층의 두께를 결정한다.

(7) 초음파 세척

Core 표면에 buffer층을 sputter 성장시키기 위하여 초음파 세척을 행한다. 세척 수준은, 가) 막의 표면을 중성세제로 세척하고, 나) 증류수, ethyl alcohol, trichloroethylen, acetone의 순으로 약 10분간씩 초음파 세척한 후, 다) 100°C 이상의 온도에서 약 5분간 baking한다.

(8) Buffer층의 sputter 성장

Target를 금속 Nb로 하고, 반응성 sputtering을 행하여 buffer층을 성장시킨다. Sputter 조건은 표 1과 같다.

표 1. 스퍼터링 조건

Table 1. Sputtering condition.

잔류 gas압	약 2×10 ⁻⁴ (Torr)
O ₂ gas압	10(mTorr)
인가 전압	2.8(kV)
방진 전류	측정 불가
전극 간격	73(mm)

그 결과, sputtering rate는 0.1256±0.0038(μm/h), 굴절율은 2.1430±0.0046, 손실은 30(dB/Cm)의 값이 얻어졌다. 따라서, n₀=2.143에 대하여 20dB이상 감쇠하는 t₀의 범위는 대략 0.058~0.078(μm)이므로, 그 중간치인 t₀=0.068을 얻기 위해서는 약 32분 30초의

sputtering 시간을 요한다.

(9) 초음파 세척

Buffer층의 성장이 끝난 후, 다시한번 초음파 세척을 행한다.

(10) Al의 진공증착

Al로 taper형의 mask를 제작하여, buffer층 위의 필요한 부분에 Al을 증착시킨다. Taper형의 구조로 한 것은, 소자의 길이를 연속적으로 변화시키는 효과를 얻기 위한 것이다. 잔류 gas압은 1×10^{-5} [Torr] 이하로 하였으며, 증착하는 Al은 29[mg]으로 하였을 때 Al막의 두께는 약 4000Å이 되었다.

(11) 여분의 Al의 etching

불필요한 Al을 제거하고자 할 때는 다음의 수준에 따라 Al을 에칭한다.

가) Al 위에 photo-resist AZ-1350을 5000rpm으로 20초간 spin-coating 한다.

나) 80°C에서 30분간 pre-baking한다.

다) 광로광(photo-lithography)을 약 2초간 행하여 적당한 mask pattern을 그린다.

라) 전용 현상액에 3초간 담근 후, 증류수를 10~20초간 흘려주며 씻어 낸다.

마) 120°C에서 5분간 post-baking한다.

바) 인산 1 질산(20 : 1 체적비, 온도 65°C) 용액에서 etching한다.

V. 특성의 평가

1. 측정계

그림 8에 측정계의 개략을 나타낸다. 광원으로는 He-Ne laser ($\lambda = 1.152 \mu\text{m}$)를 사용하고, 광을 Rutile prism에 의하여 core층에 TE₀-mode를 입사시킨다. 그다음 buffer층, 금속 clad층이 있는 4층 slab 도파로부를 도파시킨 후의 광의 TE₀-mode성분을 Rutile prism으로 뽑아내어, PbS detector로 그 강도를 측정한다. 이때, 외부 coil에 의하여 자계를 광의 전파방향으로 인가하고, 자계강도에 대한 광강도의 변화를 측정한다. 그림 9는 실제의 측정장치의 set-up을 나타낸다.

2. 측정결과

(1) Core에 Bi : YIG를 사용한 경우

Bi : YIG film의 흡수손실은 최저 10dB 정도이므로 감쇠특성의 측정이 가능할 것으로 사료되지만, 실험에 사용한 Bi : YIG film은 손실이 너무커서 광을 취해낼 수가 없었다.

(2) Core에 Bi, Ca : GdIG를 사용한 경우

제작한 소자에 광을 도파시켜 본 결과, core의 손실이 커서 광이 도파되지 않아 측정이 어려웠다. 손실이

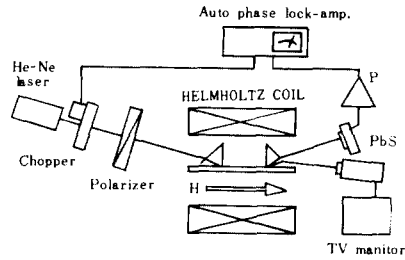


그림 8. 측정계
Fig. 8. Schematic diagram of measurement system.

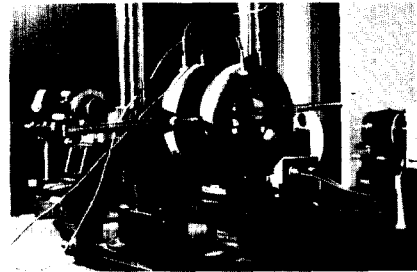


그림 9. 측정장치의 set-up
Fig. 9. Experimental set-up.

증대하는 것은 sputtering에 있어서 core층의 산화에 의한 것으로 판명되었다. 산소 분위기 중에서의 sputtering 이고, 기판의 전극에 접하지 않은 쪽은 상당히 고온이 되기 때문에 사료되며, 이 때문에 anneal 효과에 의한 core막에 산소가 들어가서 막의 산화가 일어나는 것으로 생각된다. 이 소자를 환원 처리한 결과, buffer층은 환원되어 흡속Nb로 되어 벗겨져 버렸다. 이때 core층의 손실은 sputtering전의 저손실인 상태로 되돌아 와 광의 도파는 용이했다. 따라서, Bi, Ca : GdIG film상에 sputter 성장을 시킬 때 막의 산화를 방지하기 위하여, 산소 분위기에서의 반응성 sputtering을 행하지 않고, 산화물(Nb₂O₅)을 무반응으로 Ar gas 중에서 성장(Ar sputtering)시켜서 소자를 제작하였다.

제작한 가변광감쇠기의 특성을 측정한 결과, 그림 10에 나타내는 바와 같이 정성적인 광감쇠기의 동작을 확인할 수 있었다. (a)는 자계를 인가하지 않은 경우이며, (b)는 300 Oe의 자계를 인가한 경우이다. 그림 10으로부터, 외부자계의 인가에 의한 감쇠특성이 정성적으로는 확인되었으나, 설계치대로의 감쇠특성은 얻지 못하였다. 설계치대로의 감쇠특성을 얻기 위하여는, 가) 막의 두께, 굴절율을 원하는 값으로 제어, 나) 손실의 저감, 다) 유전율 텐서의 비대각항 γ 가 큰 재료의 개발 등이 요망된다.

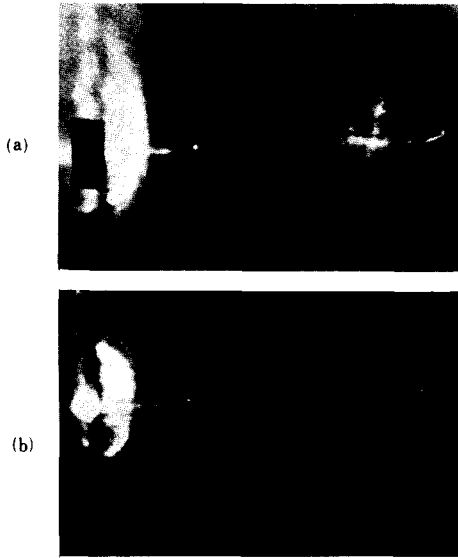


그림10. TV 카메라로 관측한 광도파(감쇠) 특성
(a) 자계를 인가하지 아니한 경우
(b) 300 Oe의 자계를 인가한 경우

Fig. 10. Attenuation aspects of optical waves
observed by TV camera.

- (a) without external magnetic field
(b) with external magnetic field of 300Oe

VI. 결 론

자기광학 이방성 재료인 Bi, Ca : GdIG film을 core에 사용하고, buffer층을 사이에 두고 금속 clad를 입힌 4층 slab 도파로 구조의 가변 광감쇠기를 제안하고, 유손실계에 있어서의 모오드 변환을 해석함으로써 가변 광감쇠기로서의 동작원리를 설명하였다.

나아가서, 금속 clad 4층 slab 도파로의 복소 전파정수를 구하여 제안한 가변 광감쇠기의 특성을 평가함으로써, 소자장 2mm로 최대 66dB의 감쇠특성을 얻을 수 있을 뿐만 아니라 TE-TM 모오드간의 엄밀한 위상정합을 요하지 않는 잇점이 있음을 보였다. 또, 실험을 통하여 그 동작특성을 정성적으로 확인함으로써, 제안한 가변 광감쇠기의 설계이론의 타당성을 입증하였다.

참 고 문 헌

- [1] 김동일, Y. Naito, 새로운 기능의 집적형 광filter의 개발에 관한 연구—제 1부: 광 filter의 설계, 대한전자공학회 논문지, 제23권 제 6 호, 1986.
[2] 김동일의, “새로운 기능의 집적형 광 filter의 개발에 관한 연구—제 2부: 광필터의 제작 및 특

성의 개선,” 대한전자공학회논문지, 제23권, 제 6 호, 1986, 11.

- [3] 内田長志外, 光デバトス技術入門, 技術評論社, 1984. 6.
[4] Y.Suematsu, et al., “Fundamental Transverse Electric Field(TE_0)Mode Selection' for Thin-Film Asymmetric Light Guides,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 21, pp.291-293, 1972.
[5] K. S. Santi, et al., “Change of Absorption in Ca Doped Rare Earth Garnet Films After Etching and 3-Dimensional Waveguide-Type Faraday Rotator,” *OQE* 86-174, *IECE of Japan*, pp. 9-15, Feb. 1987.
[6] D. Marcuse; *Bell Sys. Tech. J.*, vol. 54, p. 985, 1975.
[7] A. Yariv, “Coupled Mode Theory for Guide-Wave Optics,” *IEEE J. QE*, vol. QE-9, 1973.
[8] 山本鏡彦, 牧本利夫, “異方性薄膜光導波路の回路論的取扱いと非相反素子設計への應用,” *電子通信學會論文誌*, vol. 56-C, No. 3, p187, 1973.
[9] Y. Yamamoto, et al., “Characteristics of Optical Guide Modes in Multi-Layer Metal Clad Planar Optical Guide with Low Index Dielectric Buffer Layer,” *IEEE J. QE*, vol. QE, vol. QE-11, p. 729, 1975.
[10] I. P. Kaminow, et al., “Mrtal-Clad Optical Waveguides: Analytical and Experimental Study,” *Appl. Opt.* vol. 13, no. 2, p. 396, 1974.
[11] A. Reisinger, “Characteristics of Optical Guided Modes in Lossy Waveguides,” *Appl. Opt.*, vol. 12, no. 5, p. 1015, 1973.
[12] J. M. Bennett and M. J. Booty, “Computational Method for Determining n and k for a Thin Film from the Measured Reflectance, Transmittance, and Film Thickness,” *Appl. Opt.*, vol. 5, pp. 41-43, 1966.

— 감 사 —

본 연구는 한국과학재단의 '85전반기 차관연구지원에 의하여 이루어졌음을 밝혀두며, 과학재단의 관계자 여러분께 감사드립니다. 또한, 본 연구를 수행함에 있어서, 많은 협조와 유익한 조언을 주신 일본 동경공업대학 교수 Y. Naito박사 및 T. Mizumoto 박사에게 감사드립니다. *