

Optical Parametric Amplification in Cerenkov-pump Configuration in a Planar Waveguide

Zung-Shik Suh[†]

Department of Information & Communications, Gumi University, Gumi 730-711, Korea

(Received October 30, 2013; Revised manuscript December 27, 2013; Accepted December 30 2013)

We have analyzed the amplification of a signal wave in the optical parametric interactions of the pump, signal, and idler waves in planar waveguides, with the pump wave being Cerenkov radiation. Based on the coupled-mode theory, we have derived the first-order coupled-mode differential equations for no pump depletion. The equations can easily be solved numerically. The approximate analytical and numerical solutions of the equations show that the signal wave can be amplified parametrically.

Keywords: Optical parametric amplification, Cerenkov radiation, Coupled-mode theory

OCIS codes: (190.0190) Nonlinear optics; (190.4410) Nonlinear optics, parametric processes; (250.4480) Optical amplifiers

평판 도파로에서의 체렌코프 펌프 형태에 의한 광 매개증폭

서정식[†]

구미대학교 정보통신과

☎ 730-711 경북 구미시 아은로 37번지

(2013년 10월 30일 받음, 2013년 12월 27일 수정본 받음, 2013년 12월 30일 게재 확정)

평판 도파로에서 pump가 체렌코프 복사(Cerenkov radiation)의 파동인 경우, pump, signal, 그리고 idler 사이의 매개적 상호작용에 의한 signal의 증폭현상을 해석하였다. 결합모드 이론을 사용하여 pump의 고갈(depletion)을 무시할 수 있는 경우, 수치적 계산으로 쉽게 풀 수 있는 1차 결합모드 미분방정식을 유도하였다. 이 미분방정식의 근사해와 수치적 계산 예를 통해서 signal이 매개적으로 증폭될 수 있음을 보였다.

Keywords: 광학적 매개증폭, 체렌코프 복사, 결합모드 이론

OCIS codes: (190.0190) Nonlinear optics; (190.4410) Nonlinear optics, parametric processes; (250.4480) Optical amplifiers

I. 서 론

광학적 매개증폭(optical parametric amplification)은 넓은 파장영역에 대해서 원하는 파장의 광원을 발생하고 증폭하는 방법으로 레이저 광학, 광통신 등에서 널리 사용되어 왔다. 이 방법은 비선형 매질 내에서의 pump, signal, 그리고 idler 간의 매개적 상호작용을 이용하므로, 도핑된 광섬유(doped fibers) 또는 반도체 등의 이득매질(gain media)에서의 유도방출을 이용하는 방법보다 넓은 파장영역에 대해서 signal을 증폭할 수 있다.

효과적인 매개증폭을 위해서는 비선형 매질에서의 큰 단위면적당 pump 광 출력, 큰 제 2 차 비선형 유전 감수율(second-order nonlinear susceptibility), pump, signal, 그리고 idler 세

파동간의 위상정합(phase matching)이 필요하다. 비선형 결정체(bulk crystal)를 이용하는 경우 큰 pump 광 출력을 필요로 하지만, 광 도파로(optical waveguide)를 이용하면 광 출력이 좁은 도파 영역(guiding region)에 집중되어 큰 단위면적당 pump 광 출력이 형성되고, 긴 상호작용 거리를 만들 수 있으므로 상대적으로 작은 pump 출력으로도 원하는 매개증폭을 이룰 수 있다.^[1] 광 도파로는 큰 제 2 차 비선형 유전분극을 가지고 물리적 특성이 잘 알려져 있으며 도파로 제작기술이 잘 발달한 리튬나오베이트(lithium niobate, LiNbO₃) 광 도파로가 매개증폭, 매개형광발광(parametric fluorescence), 매개 발진(parametric oscillation) 등에 널리 사용된다.

비선형 결정체에서의 위상정합은 pump, signal, 그리고 idler의 파동 벡터(wave vector, \mathbf{k}) 사이의 정합(matching)이

[†]E-mail: zssuh@kumi.ac.kr

Color versions of one or more of the figures in this paper are available online.

며 결정체의 복굴절(crystal birefringence)을 이용한다. 광 도파로 내에서의 위상정합은 세 파동의 도파방향(guiding direction)의 전파상수(propagation constant, β)의 정합이며 광 도파로 모드의 분산(mode dispersion)을 이용한다.^[1]

비선형 매질이 강유전체(ferroelectric material)인 경우, 준 위상정합(quasi-phase matching) 방법을 사용할 수 있다. 이 방법은 매개증폭에 사용되는 강유전체의 비선형 유전분극의 극성을 도파방향으로 주기적으로 반전시켜서 이의 푸리에 급수 전개(Fourier series) 성분에서 나타나는 위상으로 세 전파상수 사이의 위상 부정합(phase mismatch)을 보상하여 전체적으로 위상정합이 되도록 하는 방법이다.^[2] 일반적으로 상온에서 결정체 또는 도파로 내에서 복굴절 또는 광 도파로 모드의 분산에 의해서 세 파동 사이의 위상정합이 어려우므로 준위상정합 방법이 널리 사용된다.

준위상정합에 의한 방법으로 800 nm 파장의 Ti:sapphire 레이저의 연속발전 출력을 pump로 하는 LiNbO₃ 채널 도파로(channel waveguide)에서 매개형광발광 현상이 관측되었고^[3, 4], Q-switched Ti:sapphire 레이저 출력을 pump로 하는 LiNbO₃ 채널 도파로에서 매개발전과 매개증폭이 또한 관측되었다.^[5]

광 도파로에서의 매개증폭에는 두 가지 형태가 있다.^[4] 하나는 pump, signal, 그리고 idler가 모두 도파로의 도파모드(guided mode)인 경우이고, 다른 하나는 pump와 signal은 도파모드이고 idler는 복사모드(radiation mode)인 경우이다. 전자의 경우 매개 상호작용하는 파동의 전력이 모두 광 도파로의 코어 영역(core region) 내에 집중되어 큰 중첩적분(overlap integral)을 가지기 때문에 매개증폭의 출력은 강하나, 전파상수가 불연속적이어서 pump의 미세한 파장 변화에 대해서도 위상 부정합이 일어나므로 signal 증폭의 대역폭이 좁은 반면, 후자의 경우는 idler가 도파로의 기판 영역(substrate region)이나 클래드 영역(clad region)으로 복사하는 복사모드여서 상대적으로 작은 중첩적분을 가지고 출력이 작지만, 연속적인 분포의 복사모드 전파상수에 의해서 위상정합이 자동적으로 만족되므로 signal 증폭의 대역폭이 넓은 장점을 갖고 있다. 후자의 경우 idler가 복사모드의 중첩이지만 위상정합을 만족하는 방향으로 주로 복사되고, 그 복사특성이 평판 도파로에서의 체렌코프 복사와 유사하여^[6] Cerenkov-idler configuration^[7]이라고 한다.

Cerenkov-idler configuration 형태의 매개 상호작용에 의한 매개증폭의 이론적인 모델링은 K. Thyagarajan *et. al.*^[7]에 의해서 이루어졌다. 이 모델링에서는 코어 영역의 비선형 유전분극의 극성이 도파방향으로 주기적으로 반전되는 평판 도파로(planar waveguide)에서 결합모드 이론(coupled-mode theory)을 적용하여 pump의 고갈이 없는 경우에 대해서 매개증폭을 서술하는 결합모드 방정식(coupled-mode equations)을 유도하였다. 그리고 Z-cut proton-exchanged LiNbO₃ 도파로에 대해서 이 결합모드 방정식의 해를 수치적 계산으로 구해서 signal이 증폭되는 것을 보여주고, pump, signal, 그리고 idler가 모두 도파모드인 경우보다 signal 증폭의 대역폭이 크다는 것을 보였다.

이 논문에서는 평판 도파로에서 signal과 idler는 도파모드이고 pump가 복사모드인 경우 즉, Cerenkov-pump configuration 형태에서 결합모드 이론을 적용하여 pump의 고갈이 없는 경우에 대해서 간단한 1차 결합모드 미분 방정식을 유도하고, 이의 근사해와 수치적 계산 예를 통해서 signal이 증폭되는 것을 보여준다.

II. 결합모드 방정식의 유도

이 장에서는 비선형 평판 도파로에서 pump가 복사모드인 경우에 대해서 signal의 매개증폭을 서술하는 결합모드 방정식을 유도한다. 서술하고자 하는 평판 도파로는 (x, y, z) 직각좌표계에서 z 축이 도파방향이고 y 축 방향으로 균일하여 이 방향으로의 전자장의 변화가 없다고 가정하고, z 축 방향으로의 굴절률의 변화가 없다고 가정한다. 평판 도파로내의 비선형 분극(nonlinear polarization)을 고려한 Maxwell의 방정식으로부터 다음 식을 얻는다.^[8, 9]

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_{-\infty}^{+\infty} \{ \hat{E}^{(\omega)} \times H^{(\omega)*} + E^{(\omega)*} \times \hat{H}^{(\omega)} \} \cdot z_0 dx = -i\omega \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{E}^{(\omega)} \cdot P_N^{(\omega)*} dx \quad (1)$$

여기서, $\{ \hat{E}^{(\omega)}, \hat{H}^{(\omega)} \}$ $\{ E^{(\omega)}, H^{(\omega)} \}$, 그리고 $P_N^{(\omega)}$ 는 각각 평판 도파로의 각주파수(angular frequency) ω 에서의 모드(eigenmode)의 전장 및 자장, 임의의 전장 및 자장, 그리고 비선형 분극이다. 그리고, \cdot 와 $*$ 는 각각 벡터 내적(inner product)와 켈레복소수(complex conjugate)를 의미하며, z_0 는 z 축 방향으로의 단위벡터이다. 이 식은 본질적으로 도파로 내에서 비선형 분극을 고려한 로렌츠 가역 관계식(Lorentz reciprocity relation)이다.

각주파수 ω_p 의 pump와 ω_s 의 signal이 비선형 평판 도파로에 입사되고, 이들이 제2차 비선형 유전분극을 통해서 상호작용한다고 가정한다. $2\omega_p, 2\omega_s, (\omega_p + \omega_s)$, 그리고 $(\omega_p - \omega_s)$ 의 비선형 분극이 발생하고, 이에 해당하는 파동이 발생하지만, 입사하는 pump와 signal이 $2\omega_p, 2\omega_s$ 그리고 $(\omega_p + \omega_s)$ 파동과는 위상정합이 되지 않아서 실질적으로 상호작용을 하지 않는다고 가정한다. 평판 도파로의 기하학적 구조와 굴절률을 조정해서 이 가정을 만족하게 할 수 있다. 그래서 서술하고자 하는 평판 도파로 내에서 pump, signal, 그리고 $(\omega_p - \omega_s)$ 의 파동만 서로 매개적으로 상호작용한다고 가정한다. $(\omega_p - \omega_s)$ 파동을 매개적 상호작용에서 idler라고 하며, 이 각주파수를 ω_i 라고 둔다. 그래서 pump, signal, 그리고 idler의 각주파수는 다음을 만족한다.

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (2)$$

Pump, signal, 그리고 idler의 매개적 상호작용은 세 파동의 상호결합현상이므로 결합모드 이론으로 서술할 수 있다. 이 논문의 매개증폭에서는 pump를 도파로 내에서 복사하는 파동, signal과 idler는 도파하는 파동으로 각각 가정하고, 이들

을 각각 $E^{(\omega_p)}(x, z)$, $E^{(\omega_s)}(x, z)$, 그리고 $E^{(\omega_i)}(x, z)$ 라고 두면, 이들의 횡방향(transverse direction, x방향) 성분들을 다음과 같이 평판 도파로의 모드로 표현한다.

$$E_x^{(\omega_p)}(x, z) = \int A_p(z, \beta_p) \hat{E}_x^{(\omega_p)}(x, z, \beta_p) d\beta_p \quad (3)$$

$$E_x^{(\omega_s)}(x, z) = A_s(z) \hat{E}_x^{(\omega_s)}(x, z) \quad (4)$$

$$E_x^{(\omega_i)}(x, z) = A_i(z) \hat{E}_x^{(\omega_i)}(x, z) \quad (5)$$

여기서, $\hat{E}_x^{(\omega_p)}(x, z, \beta_p)$ 는 각주파수 ω_p 에서 평판 도파로의 직교규격화(orthonormal) 복사모드의 횡방향 성분이고, $\hat{E}_x^{(\omega_s)}(x, z)$ 와 $\hat{E}_x^{(\omega_i)}(x, z)$ 는 각각 각주파수 ω_s 와 ω_i 에서의 직교규격화 도파모드의 횡방향 성분이다. $A_p(z, \beta_p)$, $A_s(z)$, 그리고 $A_i(z)$ 는 각각 pump, signal, 그리고 idler의 복사모드 또는 도파모드의 복소수 진폭으로 이 해석에서 구하고자 하는 값이다. 식 (3)의 적분은 전파 및 소멸 복사모드(propagating and evanescent radiation modes)를 모두 포함하는데, 주로 위상정합이 일어나는 좁은 전파 복사모드 구간에 대해서 이루어진다. ω_p 에서의 비선형 분극은 다음과 같이 주어진다.

$$P_N^{(\omega_p)}(x, z) = dE^{(\omega_s)}(x, z)E^{(\omega_i)}(x, z) \quad (6)$$

여기서, d 는 제2차 비선형 유전분극 텐서(tensor)이고, 다른 각주파수에 대한 비선형 분극도 식 (2)를 고려하여 유사하게 주어진다.

식 (3), (4), 그리고 (5)를 식 (1)에 대입하고 복사모드 및 도파모드들의 직교규격성(orthonormality relation)을 이용하면 다음과 같은 비선형 결합모드 방정식이 얻어진다.

$$\frac{d}{dz} A_p(z, \beta_p) = i \frac{\omega_p}{4} \tau^*(\beta_p) A_s(z) A_i(z) e^{-i(\beta_p - \beta_s - \beta_i)z} \quad (7)$$

$$\frac{d}{dz} A_s(z) = i \frac{\omega_s}{4} A_i^*(z) \int \tau(\beta_p) A_p(z, \beta_p) e^{i(\beta_p - \beta_s - \beta_i)z} d\beta_p \quad (8)$$

$$\frac{d}{dz} A_i(z) = i \frac{\omega_i}{4} A_s^*(z) \int \tau(\beta_p) A_p(z, \beta_p) e^{i(\beta_p - \beta_s - \beta_i)z} d\beta_p \quad (9)$$

여기서, 결합계수 $\tau(\beta_p)$ 는 다음과 같이 주어진다.

$$\tau(\beta_p) = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{E}_x^{(\omega_p)}(x, \beta_p) \{d\hat{E}_x^{(\omega_s)*}(x) \hat{E}_x^{(\omega_i)*}(x)\} dx$$

식 (7)~(9)로부터 다음의 식을 유도할 수 있으며, 이는 z 방향으로 세 파동간의 전력흐름이 보존됨을 의미한다.

$$\frac{d}{dz} \{ \int |A_p(z, \beta_p)|^2 d\beta_p + |A_s(z)|^2 + |A_i(z)|^2 \} = 0 \quad (10)$$

그리고 또한 다음의 Manley-Rowe relation^[10]도 얻을 수 있다.

$$-\frac{1}{\omega_p} \frac{d}{dz} \int |A_p(z, \beta_p)|^2 d\beta_p = \frac{1}{\omega_s} \frac{d}{dz} |A_s(z)|^2 = \frac{1}{\omega_i} \frac{d}{dz} |A_i(z)|^2 \quad (11)$$

III. Pump의 고갈이 없는 경우 근사해석

유도한 식 (10)은 다음과 같이 다시 쓸 수 있다.

$$\int |A_p(z, \beta_p)|^2 d\beta_p + |A_s(z)|^2 + |A_i(z)|^2 = C,$$

여기서 C 는 일정 상수이다. 이 식은 임의의 도파로 전파지점에서 z 방향으로 전파되는 pump, signal, 그리고 idler의 광 출력의 합은 보존됨을 의미한다.

만일 pump의 복사각도가 충분히 작고 pump 광 출력이 signal 광 출력에 비해서 충분히 크고, 증폭되는 signal과 발생하는 idler 광 출력에 비해서도 충분히 크면, pump 광 출력은 z 에 대해서 거의 일정하다고 볼 수 있다. 즉, pump 광 출력의 고갈을 무시할 수 있다.

만일 pump 광 출력의 고갈을 무시할 수 있다면, 식 (8)과 (9)에서 $A_p(z, \beta_p)$ 는 근사적으로 $A_p(0, \beta_p)$ 로 둘 수 있다. 그래서 이 식들은 다음과 같이 다시 쓸 수 있다.

$$\frac{d}{dz} A_s(z) = i \frac{\omega_s}{4} K(z) A_i^*(z) \quad (12)$$

$$\frac{d}{dz} A_i(z) = i \frac{\omega_i}{4} K(z) A_s^*(z) \quad (13)$$

여기서, $K(z)$ 는 다음과 같이 주어진다.

$$K(z) = \int \tau(\beta_p) A_p(0, \beta_p) e^{i(\beta_p - \beta_s - \beta_i)z} d\beta_p \quad (14)$$

식 (14)에서 $A_p(0, \beta_p)$ 는 $z = 0$ 에서 입사하는 pump의 복사모드의 진폭이다. 식 (12)과 (13)은 비선형 결정체에서 pump의 고갈과 매질의 손실이 없고 위상정합이 이루어진 경우의 매개증폭을 서술하는 일반적인 결합모드 방정식^{[11], [12]}과 유사한 형태이다. 평판 도파로에 도파방향으로 제2차 비선형 유전분극의 극성이 주기 Λ 로 반전되는 경우, 이의 푸리에 급수 전개에서 +1차 항의 위상을 고려하여 준위상정합을 한다고 하면, 식 (14)에서 $(\beta_p - \beta_s - \beta_i)$ 대신에 $(\beta_p - \beta_s - \beta_i - 2\pi/\Lambda)$ 을 대입하고, $\tau(\beta_p)$ 의 식에서 d 대신에 $2d/\pi$ 을 대입하면 된다. 만일 $K(z)$ 가 근사적으로 거의 상수이면 즉, $K(z) \approx K$ 이면, 식 (12)과 (13)은 매개증폭을 서술하는 일반적인 결합모드 방정식과 동일한 형태이며, $z = 0$ 에서의 $A_s(z)$ 와 $A_i(z)$ 의 초기조건이 주어지면 쉽게 해를 구할 수 있다. Idler 입력이 없는 경우 즉, $A_i(0) = 0$ 인 경우, 이 식들의 해는 다음과 같이 주어진다.

$$A_s(z) = A_s(0) \cosh\left\{\frac{\sqrt{\omega_s \omega_i}}{4} |K| z\right\} \quad (15)$$

$$A_i(z) = i \sqrt{\frac{\omega_i |K|}{\omega_s K^*}} A_s(0) \sinh\left\{\frac{\sqrt{\omega_s \omega_i}}{4} |K| z\right\} \quad (16)$$

식 (15)과 (16)의 해로부터 signal은 $z = 0$ 로부터 z 가 증가함에 따라 증폭되고, z 가 충분히 크면 거의 지수함수적으로 증폭됨을 알 수 있다. 그래서 Cerenkov-idler configuration에서와 같이 이 형태(Cerenkov-pump configuration)에서도 signal의 매개증폭이 이루어진다는 것을 알 수 있다. $K(z)$ 가 상수가 아닌 경우, 간단한 수치적 계산으로 쉽게 식 (12)과 (13)의 해를 구할 수 있다.

IV. 수치적 예

이 장에서는 평판 도파로에 대해서 앞서 해석한 Cerenkov-pump configuration 형태의 매개증폭의 수치적 예를 든다. 고려하는 평판 도파로는 X-cut proton-exchanged LiNbO₃ 광 도파로이고, 코어 영역($-h/2 \leq x \leq h/2$), 기판 영역($x \leq -h/2$),

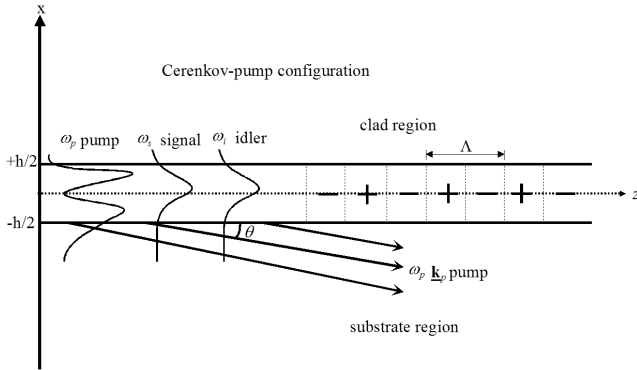


FIG. 1. Cerenkov-pump configuration scheme in an optical planar waveguide with periodical modulation of the sign of second-order nonlinear susceptibility.

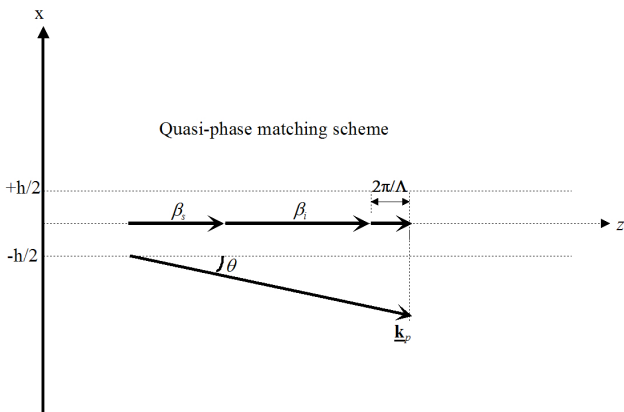


FIG. 2. Quasi-phase matching scheme in the Cerenkov-pump configuration in an optical planar waveguide.

클래드 영역($h/2 \leq x$)으로 구성된다고 가정한다. 제2차 비선형 유전분극은 기판 영역에서만 고려하고 코어 영역과 클래드 영역의 비선형 유전분극은 무시하며, 준위상정합을 위해서 비선형 유전분극의 극성이 도파방향으로 Λ 주기로 반전되어 있다고 가정한다. 입사하는 pump와 signal의 전장은 모두 TE(transverse electric) 분극이라고 가정하고, 제2차 비선형 유전분극 텐서 성분 중에서 d_{33} 성분만 고려한다. 이 수치 해석에서 고려하는 Cerenkov-pump configuration 평판 도파로의 구조와 개념도는 그림 1과 같다. 그리고 이 구조에서의 준위상정합 방법을 그림 2에 보였다.

코어 영역의 이상굴절률(extraordinary refractive index)은 pump, signal, 그리고 idler 모두의 각주파수에 대해서 기판 영역의 이상굴절률보다 0.01 증가되고 클래드 영역은 기판 영역보다 0.01 감소된다고 가정한다. Pump와 signal의 파장은 각각 0.800 μm , 1.500 μm 로 하고, 식 (2)에 의하여 idler의 파장은 1.714 μm 가 된다. LiNbO₃의 이상굴절률은 Hobden과 Warner^[13]에 의해 유도된 Sellmeier 방정식을 이용하며 다음과 같다.

$$n_e^2 = 4.5567 + 2.605 \times 10^{-7} T^2 + \frac{0.097 + 2.7 \times 10^{-8} T^2}{\lambda^2 - (0.201 + 5.4 \times 10^{-8} T^2)} - 2.24 \times 10^{-2} \lambda^2,$$

여기서 λ 와 T 는 각각 μm 단위의 파장과 켈빈 온도(degrees Kelvin)이다. 이 식에 의한 pump, signal, 그리고 idler 각주파수에서 기판 영역의 이상굴절률을 계산하면 각각 2.17536, 2.13887, 2.13276이다.

평판 도파로의 두께(h)을 2.392 μm 라고 가정하면, TE 분극의 signal과 idler에 대해서 단일 도파모드(single guided mode)만 존재하며, 이 단일 도파모드의 유효굴절률(effective index)은 각각 2.14265, 2.13576이다. 입사하는 pump는 평판 도파로의 복사모드의 적분으로 주어지는데, 전파상수 $\beta_p = \beta_{pm}$ 주변의 복사모드 다발(radiation mode packet)의 적분으로 주어지고, 이(β_{pm})의 유효굴절률은 2.17535으로 가정한다. 이 유효굴절률의 전파상수와 준위상정합을 하는 경우의 준위상정합 조건은 $\beta_{pm} - \beta_s - \beta_i - 2\pi/\Lambda$ 이고, 주기 Λ 를 계산하면 $\Lambda = 22.273 \mu\text{m}$ 가 된다.

$z = 0$ 에서 입사하는 pump의 복사모드 다발의 진폭은 다음과 같이 가정한다.

$$A_p(0, \beta_p) = A_0 \frac{\sin[(\beta_p - \beta_{pm})L]}{(\beta_p - \beta_{pm})L} e^{-i(\beta_p - \beta_{pm})L} \quad (17)$$

여기서, $\beta_{pm} = 2.17535 \times \omega_p \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ 이고, μ_0 와 ϵ_0 는 각각 진공에서의 투자율(permeability)과 유전율(permittivity)이다. 이 β_{pm} 에 해당하는 복사모드의 기판 영역에서의 복사각도는 $\theta \cong 0.27^\circ$ 이다. 식 (17)에서 $A_0 = 21.67 \text{ W}^{1/2} \cdot \text{rad}^{1/2}$, $L = 0.070 \text{ mm}$ 로 두면, 입사되는 pump의 광 출력은 10.00 MW/m이 되

고, $z=0$ 에서의 이의 전장의 분포($|E_y^{(\omega_p)}(x, 0)|$)는 그림 3과 같다. 그리고 식 (14)에 의한 $K(z)$ 의 크기($|K(z)|$)는 그림 4와 같다.

그림 3에서 pump의 전장은 코어 영역에 집중되지 않고 기관 영역으로 복사됨을 알 수 있고, 그림 4에서 $K(z)$ 는 초기의 진동과정을 거쳐서 z 가 커짐에 따라 일정한 상수에 수렴하는 특성을 갖는다는 것을 알 수 있다. 입사하는 signal의 전력을 1.00×10^{-3} W/m로 두고, 기관 영역의 제2차 비선형 유전분극 d_{33} 값은 $d_{33} = -34.40$ pV/m^[14]을 사용하였다. 식 (12)과 (13)의 해를 수치적 계산으로 구하여 pump 광 출력이 10 MW/m, 40 MW/m, 90 MW/m, 그리고 160 MW/m인 경우 z 가 증가함에 따라 signal의 광 출력 증폭이득 ($|A_s(z)|^2/|A_s(0)|^2$)을 그림 5에 보였다. 이 그림에서 pump 광 출력이 증가하고 z 가 증가함에 따라 signal이 증폭됨을 알 수 있다. 그리고 pump와 signal로 짧은 광 펄스열을 사용하면 큰 펄스 광 출력을 얻을 수 있으며 큰 signal 증폭이득을 얻을 수 있다. 그림 6에 pump의 광 출력이 1.92 GW/m인 경우의 z 에 따른 큰 signal 증폭이득을 보였다.

Pump와 signal의 파장의 변화에 대한 signal 광 출력 증폭이득의 변화를 보기 위하여 signal의 광 출력과 도파로의 광학적 구조가 그림 5와 동일하고 pump 광 출력이 160 MW/m인 경우에 대해서 pump와 signal 파장의 변화에 따른 증폭된 signal의 광 출력의 변화를 그림 7과 8에 보였다. 이 예에서 pump, signal, 그리고 idler가 모두 도파모드인 경우(all-guided

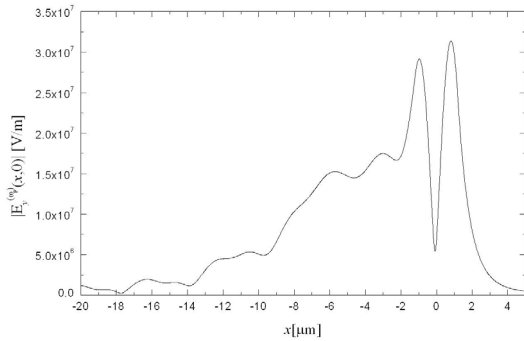


FIG. 3. Field profile of the launched pump wave at $z=0$.

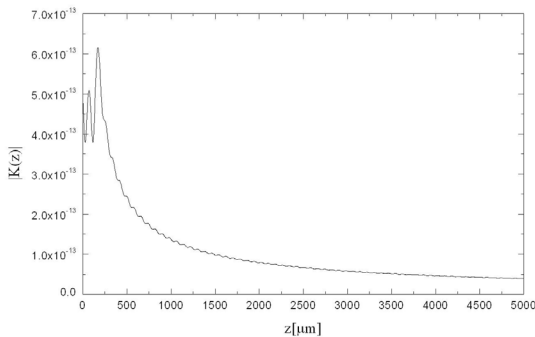


FIG. 4. Behavior of the magnitude of $K(z)$ as a function of z .

configuration)에 대해서도 그림 5의 경우와 동일한 세 파장에 대해서 준위상정합이 되도록 비선형 분극주기를 정한 후 pump와 signal의 파장을 변화시켰으며, 입사하는 pump 광 출력은 Cerenkov-pump configuration의 경우와 최대 signal 광 출력 증폭이득이 거의 일치하도록 적절히 조정하였다.

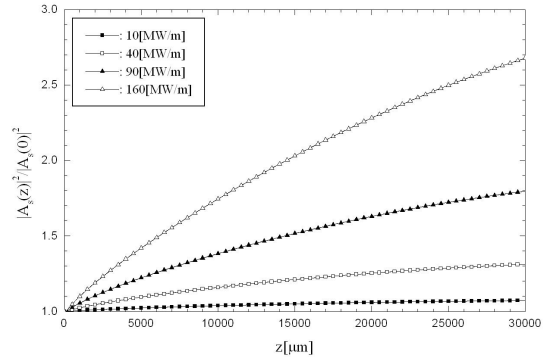


FIG. 5. Power gain of the signal as a function of z for different pump powers: solid rectangular, open rectangular, solid up triangular, and open up triangular lines correspond to 10 MW/m, 40 MW/m, 90 MW/m, and 160 MW/m, respectively.

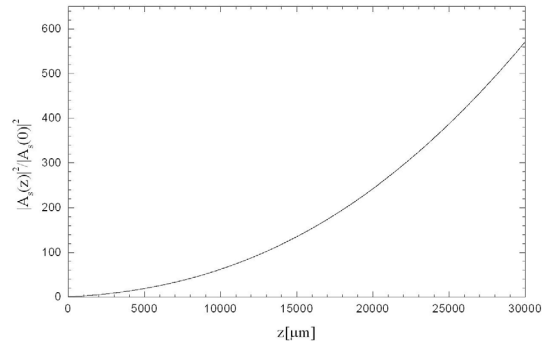


FIG. 6. Power gain of the signal as a function of z for a pump power of 1.92 GW/m.

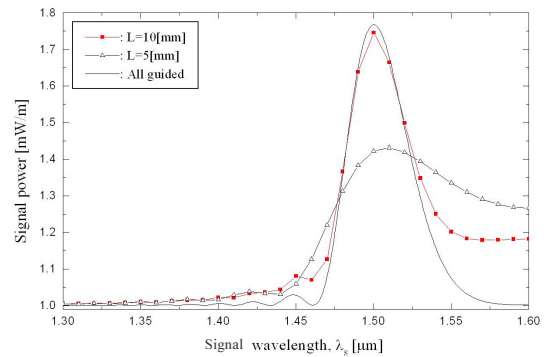


FIG. 7. Variation of an amplified signal with signal wavelength for a pump power of 160 MW/m and an input signal power of 1.0 mW/m. The solid rectangular and open up triangular line correspond to Cerenkov-pump configuration for waveguide lengths of 10 mm and 5 mm respectively, and solid line corresponds to the all-guided configuration for a waveguide length of 10 mm.

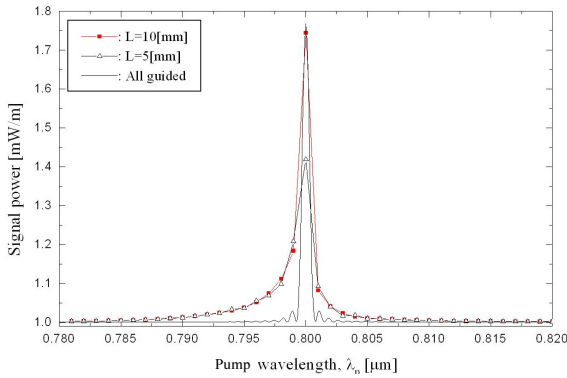


FIG. 8. Variation of an amplified signal with pump wavelength for a pump power of 160 MW/m and an input signal power of 1.0 mW/m. The solid rectangular and open up triangular line correspond to Cerenkov-pump configuration for waveguide lengths of 10 mm and 5 mm respectively. and solid line corresponds to the all-guided configuration for a waveguide length of 10 mm.

이 수치적 예에서는 Cerenkov-pump configuration과 all-guided configuration 모두 거의 동일한 ~47 nm의 3 dB signal 대역폭을 가진다. 이는 all-guided configuration에 대해서 참고문헌 7에서 보인 ~7.60 nm보다 큰 대역폭이고, Cerenkov-idler configuration에 대해서 보인 대역폭 ~100 nm보다는 작은 값이다. 그림 8의 pump 파장의 변화에 대한 signal 광 출력 증폭이득의 변화에서는 all-guided configuration의 경우 참고문헌 7의 경우와 거의 비슷하고 Cerenkov-pump configuration 경우에는 대역폭이 ~1.00 nm로서 all-guided configuration의 경우 보다는 넓지만 참고문헌 7의 Cerenkov-idler configuration의 경우(~7 nm)보다는 좁다.

그림 7, 8과 참고문헌 7의 결과를 종합할 때, 동일한 proton-exchanged LiNbO₃ 광 도파로에 대해서도 도파로의 광학적 구조(굴절률 분포, 도파 영역의 두께, 도파로의 길이 등)와 파동의 분극(TE 또는 TM)에 따라 signal 증폭이득의 대역폭이 크게 변화하므로 Cerenkov-pump configuration에서의 signal 대역폭에 대해서는 향후 추가적인 연구가 필요하다.

V. 결 론

평판 도파로에서 Cerenkov-pump configuration 형태의 매개 증폭을 결합모드 이론을 이용하여 해석하였다. 매개증폭을 서술하는 결합모드 방정식을 유도하고, pump의 고갈을 무시할 수 있는 경우에 대해서 근사해석을 통해서 signal과 idler에 대한 간단한 1차 결합모드 미분방정식을 유도하였다. 이 미분방정식은 비선형 결정체에서 위상정합이 되고 매질의 손실과 pump의 고갈을 무시할 수 있는 경우에 대한 매개증폭을 서술하는 미분방정식과 유사함을 보였다. 이 미분방정식의 근사해와 수치적 계산 예를 통해서 Cerenkov-pump configuration에서도 signal이 증폭될 수 있음을 보였다. 그리고 pump와 signal 파장의 변화에 따른 signal 광 출력 증폭이

득의 변화를 수치적 예를 통해서 Cerenkov-idler configuration과 all-guided configuration의 경우와 비교하였다.

이 형태의 매개증폭은 Cerenkov-idler configuration에 비해서 signal 광 출력 증폭이득의 대역폭은 좁지만 pump의 광도파로 결합이 쉬운 장점이 있어서 레이저 광학, 광통신, 광신호 처리 등에서 광신호의 매개증폭에 유용하게 사용될 수 있다.

References

1. Y. Suematsu, "Tunable parametric oscillator using a guided wave structure," *Jpn. J. Appl. Phys.* **9**, 798-805 (1970).
2. J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan, "Interactions between light waves in a nonlinear dielectric," *Phys. Rev.* **127**, 1918-1939 (1962).
3. P. Baldi, S. Nouh, M. De Micheli, D. B. Ostrowsky, D. Delacourt, X. Banti, and M. Papuchon, "Efficient quasiphasematched generation of parametric fluorescence in room temperature lithium niobate waveguides," *Electron. Lett.* **29**, 1539-1540 (1993).
4. P. Baldi, P. Aschieri, S. Nouh, M. De Micheli, D. B. Ostrowsky, D. Delacourt, and M. Papuchon, "Modeling and experimental observation of parametric fluorescence in periodically poled lithium niobate waveguides," *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, 997-1008 (1995).
5. M. L. Bortz, M. A. Arbore, and M. M. Fejer, "Quasi-phase-matched optical parametric amplification and oscillation in periodically poled LiNbO₃ waveguides," *Opt. Lett.* **20**, 49-51 (1995).
6. P. K. Tien, R. Ulrich, and R. J. Martin, "Optical second harmonic generation in form of coherent Cerenkov radiation from a thin-film waveguide," *Appl. Phys. Lett.* **17**, 447-450 (1970).
7. K. Thyagarajan, V. Rastogi, M. R. Shenoy, D. B. Ostrowsky, M. De Micheli, and P. Baldi, "Modeling of parametric amplification in the Cerenkov-idler configuration in planar waveguides," *Opt. Lett.* **21**, 1631-1633 (1996).
8. T. Tamir, *Integrated Optics* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Germany, 1975), Chapter 2.
9. A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory* (Chapman & Hall, London, UK, 1996), Chapter 31.
10. J. M. Manley and H. E. Rowe, "General energy relations in nonlinear reactances," *Proc. IRE* **47**, 2115-2116 (1959).
11. A. Yariv, *Quantum Electronics* (John Wiley & Sons, Inc., New York, USA, 1989), Chapter 17.
12. Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics* (John Wiley & Sons, Inc., USA, 1976), Chapter 9.
13. M. V. Hobden and J. Warner, "The temperature dependence of the refractive indices of pure lithium niobate," *Phys. Lett.* **22**, 243-244 (1966).
14. Y. Jeong and B. Lee, "Section-wise-exact coupled-mode theory of waveguide quasi-phase-matched second-harmonic generation," *IEEE J. Quantum Electron.* **35**, 1434-1446 (1999).