

나노 양자우물구조를 이용한 광통신용 방향성 결합기의 설계

호광춘[†]

한성대학교 정보통신공학과

Ⓣ 136-792 서울시 성북구 삼선동 2가 389번지

(2004년 7월 30일 받음, 2005년 1월 6일 수정본 받음)

나노 크기 양자우물구조로 구성된 광통신용 방향성결합기를 모드전송선로 이론을 이용하여 설계하였다. 그 타당성과 유용성을 보이기 위하여 나노 결합기의 그 전파특성과 결합특성을 서로 다른 유효질량으로 구성된 이중 양자우물구조에서 분석하였다. 그 수치해석 결과 전체 전자에너지가 83.9 meV일 때, 결합길이 295.3 nm에서 최대 결합효율을 나타내었다. 더욱이, 이중 양자우물구조 사이의 장벽(barrier) 두께가 증가함에 따라 협대역(narrowband) 필터로 동작하였다.

주제어 : Modal Transmission-Line Theory, MQWs(Multi-Quantum Wells), Optical Directional Couplers.

I. 서 론

최근 학문의 세계에 머물러있던 양자론을 전자산업에 적용하려는 시도가 활발히 이루어지고 있는데, 원자, 전자, 광자 등과 같은 미세 물질의 세계인 양자세계의 현상과 법칙을 반도체, 레이저 기술 개발에 활용하여 획기적인 진보를 달성하고자 하는 노력이 진행되고 있다. 이와 관련해 현재 차세대 광통신용 소자로 나노 두께의 양자우물(Quantum-Well) 구조가 전송소자로서 깊이 있게 연구되고 있다.

비록, 나노 두께 전자파(electron-wave) 도파로^[1-4]를 구현하는 기술의 부족으로 매우 낮은 온도에서 동작하는 양자우물 구조 전송소자가 가까운 시일 내에 광통신용 소자로서 상용화되기는 어렵지만, 전기적 소자와 광학적소자의 결합으로 인하여 발생하는 광통신 시스템에서의 병목현상을 해결할 수 있는 미래의 좋은 대안으로 초고속/초저전력 소자인 전자파 도파로의 구현이 떠오르고 있다. 즉, 전기적 시스템의 전단에 전자파 도파로를 연결 설치하여 광섬유의 초고속 전송 특성을 최대한 이용하는 것이다.

최근까지 전송행렬(transfer matrix) 기술과 결합모드이론(coupled mode theory)이 나노 크기의 양자우물 구조로 형성된 그 전자파 방향성 결합기를 설계하기 위한 방법으로 널리 사용되어 왔다.^[5,6] 그러나, 이들 해석법들은 결합기의 설계시, 입출력 단에서 발생하는 반사특성을 고려하지 않은 근사적인 방법으로서 양자우물 구조에 대한 정확한 특성을 제공하지 못한다. 예를 들어, 이들 해석법들은 광섬유-전자파 결합기의 불연속 결합으로 인하여 발생하는 결합 단에서의 반사특성이 전자파 광 결합기의 전파특성에 미치는 영향 등을 고려할 수 없다.

그러므로, 다양한 광통신용 소자와 불연속 결합되는 광통신

용 전자파 결합기를 개발하기 위해서는 그 불연속 특성을 포함한 전자파 광 결합기의 전파특성을 쉽고 정확히 분석하는 해석법을 확립하는 것이 필요하다. 왜냐하면, 설계 시 중요한 요소인 방향성 결합기의 결합길이(coupling length)가 전파특성에 의하여 결정되기 때문이다.

이를 위하여 본 논문에서는 모드 전송선로 이론(modal transmission-line theory : MTLT)을 이용하여 서로 다른 유효질량을 갖는 양자우물로 구성된 광 방향성 결합기를 설계하였다. 먼저, 양자역학적 양들을 전자계적 양들로 바꾸고, 그 전자계적 양들을 모드 전송선로 이론을 이용하여 전송선로 방정식으로 유사화 시켰다. 그리고, 그 고유치 방정식의 해는 모드 전송선로 이론의 횡방향 공진조건을 사용해서 결정하였다.^[7]

결국, 제한한 해석법의 타당성과 독창성을 보이기 위하여 GaAs/AlGaAs 물질로 구성된 나노 크기의 양자우물 방향성 결합기의 결합특성과 필터특성을 수치 해석하였으며, 그 결과를 전자파 결합기 설계를 위하여 기존에 널리 사용되고 있는 결합모드이론과 비교 분석하였다.

II. 양자역학적 특성들의 전송선로 모델

GaAs/Al_xGa_{1-x}As 물질로 구성된 불연속 결합 입력단을 갖는 나노 크기의 양자우물 광 방향성 결합기가 그림 1에 도시되어 있다. 그림 1(a)에서 보듯이, *xz*-방향을 따라 전파하는 전자파가 결합기의 상향 전송 채널로 입사하는 경우를 고려하자. 이때 유효질량 근사법에 기초한 시간독립 Schrodinger 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + (k^2 - \beta^2) \phi = 0 \quad (1)$$

여기서, 자유공간에서의 파수 *k*는

[†]E-mail: jhkim@osp.chungbuk.ac.kr

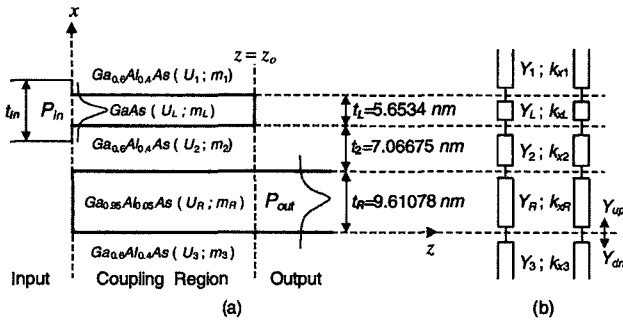


그림 1. (a) 불연속 결합 입력단을 갖는 이중 양자우물로 구성된 방향성 결합기, (b) 횡방향으로 구성된 그 결합기의 등가 전송선로.

$$k = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(E - U)}$$

이고, ϕ 는 전자파 함수, β 는 z -축 방향의 전파 상수, U 는 전위 에너지, E 는 전체 전자 에너지, m 은 전자의 유효질량, 그리고 \hbar 는 2π 로 나뉘어진 Planck 상수이다.

그때, 파동 함수 ϕ 가 TE 모드($E_x=E_z=H_y=0$)의 전계 E_y 에 대응된다고 가정하면 이는 전자계파의 전파모드 중의 하나로 생각할 수 있다. 그러므로, 식 (1)의 Schrodinger 방정식을 만족하는 양자역학적 양들을 Maxwell 방정식을 만족하는 전자계적 양들로 변환할 수 있다.

결국, 정의한 전자계적 양들의 표현은 양자역학적 특성을 가진 모드 전송선로 이론으로 확대 적용시킬 수 있으며, 식 (1)의 전자파 파동방정식에 모드 전송선로 이론을 적용하면 아래와 같은 TE 모드 결과를 얻을 수 있다.

$$V = E_y = \phi,$$

$$I = -H_z = -\frac{1}{j\omega\mu} \frac{dE_y}{dx} = -\frac{\hbar}{jm\sqrt{E}} \frac{d\phi}{dx} \quad (2)$$

여기서, V, I 는 각각 모드 전압과 전류를 나타내며, 그 전송선로 방정식은 식(2)를 정리하여 풀면 다음과 같다.

$$\frac{dV}{dx} = -jk_x Z I, \quad \frac{dI}{dx} = -jk_x Y V \quad (3)$$

그때, 각 등가 변수들은

$$k_x = \begin{cases} \sqrt{k^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(E - U) - \beta^2} & \text{for } k^2 \geq \beta^2 \\ -j\alpha = -j\sqrt{\beta^2 - k^2} & \text{for } k^2 < \beta^2 \end{cases}, \quad (4)$$

$$Z = \frac{1}{Y} = \frac{\omega\mu}{k_x} = \frac{m\sqrt{E}}{\hbar k_x}$$

이 된다.

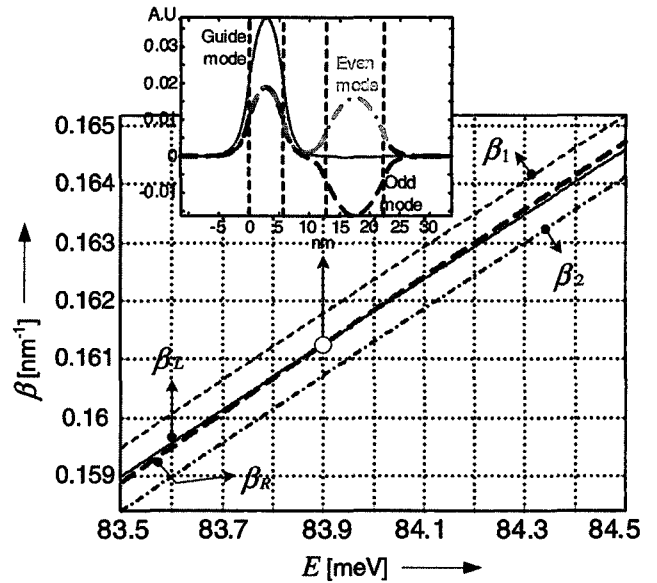


그림 2. 전체 전자 에너지와 전파상수 사이의 분산관계.

III. 나노 양자우물구조 결합기의 전송특성

3.1. 광 방향성 결합기의 전파특성

GaAs/Al_xGa_{1-x}As 물질로 구성된 나노 크기의 양자우물구조 방향성 결합기의 전파특성을 분석하기 위하여 사용된 전자 전위에너지 U 와 유효질량 m 은 다음과 같은 관계식으로부터 결정된다.

$$U = 0.7731x [\text{eV}], \quad m = (0.067 + 0.083x)m_0 [\text{kg}] \quad (5)$$

여기서, x 는 Al의 농도비율을 나타내며, m_0 는 전자의 정지 질량인 $9.1095 \times 10^{-31} \text{kg}$ 이다.

그 때, 그림 1(a)에서 보듯이 이중 양자 우물구조를 구성하는 GaAs/Al_xGa_{1-x}As의 Al 농도비율 x 가 주어지면 식 (4)와 (5)를 이용하여 그림 1(b)에 그려진 횡방향 등가전송선로의 각 모드 변수들 Y_i, k_{xi} (여기서, $i=1,2,3,L,R$)을 결정할 수 있다. 그 결정된 등가전송선로에 다음과 같은 전송선로의 횡방향 공진조건^[7]을 적용하면 z -축 방향의 전파상수 β 를 결정할 수 있다.

$$Y_{up}(\beta) + Y_{dn}(\beta) = 0 \quad (6)$$

여기서, Y_{up} 은 횡방향의 임의의 경계면에서 위로 본 어드미턴스를 나타내며 Y_{dn} 은 그 경계면에서 아래 방향으로 본 입력 어드미턴스를 나타낸다.

그림 2는 식 (6)의 횡방향 공진조건을 수치 해석하여 얻은 전체 전자 에너지 E 와 전파상수 β 사이의 분산 관계를 보여 준다. 여기서, β_L 과 β_R 은 각각 독립된 도파로에서의 전파상수를 의미하고, β_1 과 β_2 은 각각 결합된 결합기에서 전파하는

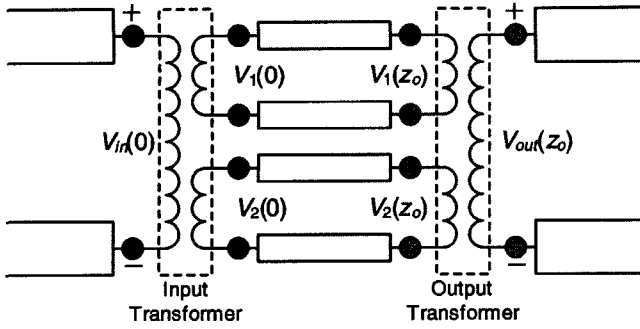


그림 3. 종방향으로 구성된 결합기의 등가 전송선로

정확한 기본모드와 1차 고차모드의 전파상수를 의미한다.

그림에서 보듯이, 독립된 도파로에서의 분산곡선은 $E_{ph} \approx 83.9 \text{ meV}$, $\beta \approx 0.1613 \text{ nm}^{-1}$ 에서 서로 교차하는 특성을 나타낸다. 이 교차점을 우리는 위상정합 조건(phase-matching condition)이라고 하며 이 교차점에서 두 전파상수는 서로 같고 ($\beta_L = \beta_R$), 결합모드이론(coupled-mode theory)^[6]에 의하면 이 조건에서 최대 전력결합이 발생한다. 그러나, 그림 2에서 보듯이 나노 결합기의 전력결합을 실질적으로 지배하는 결합 모드(β_1, β_2)들은 이 조건에서 서로 일치하지 않는다.

결국, 방향성 결합기에서 최대 전력결합 조건을 결정하기 위하여 가장 일반적이며 정확한 방법인 최적 전기장분포 특성^[8]을 분석하였다. 분석 결과, 그림 2의 삼입도에서 보듯이 본 논문에서 고려한 나노 결합기는 위상정합 조건에서 가장 좋은 전기장분포 특성을 나타내었다. 즉, 입력단($z=0$)에서 결합기에 입사된 모든 입력전력이 GaAs로 구성된 나노 결합기의 기본 양자우물 도파로에 분포되어 나타났다.

3.2. 광 방향성 결합기의 결합특성

앞 절에서 결정된 위상정합 조건에서 나노 결합기의 전력 전송 특성을 분석하기 위하여, 그림 3에서 보듯이 종방향 등가 전송선로를 구성하였다. 이 선로에서, 입/출력 영역과 결합영역에서 z -축 방향으로 전파하는 전계는

$$\begin{aligned} E_r(x, z) &= V_r(z)e_r(x), \text{ for } r = in/out \\ E_c(x, z) &= V_1(z)e_1(x) + V_2(z)e_2(x) \end{aligned} \quad (7)$$

와 같이 나타낼 수 있고, 입력단 ($z=0$)에서 전파하는 모드들의 경계조건을 적용하면 다음과 같은 관계식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} V_{in}(0)e_{in}(x) &\equiv V_1(0)e_1(x) + V_2(0)e_2(x), \\ I_{in}(0)h_{in}(x) &\equiv I_1(0)h_1(x) + I_2(0)h_2(x) \end{aligned} \quad (8)$$

여기서, $e(x), h(x)$ 는 전계와 자계에 대응하는 모드 함수를 나타내며, V, I 는 관계식 $V/I = (\omega\mu)/\beta$ 을 만족하는 모드 전압과 전류를 나타낸다.

다음으로, 입력영역과 결합영역 사이의 전력 변환특성을

얻기 위하여 식 (8)에 필드 직교조건^[7]을 적용하면

$$\begin{bmatrix} V_v(0) \\ I_v(0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_{in,v} & 0 \\ 0 & Q_{in,v} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{in}(0) \\ I_{in}(0) \end{bmatrix} \quad (9)$$

와 같고, 다음과 같이 행렬 형태로 표시할 수 있다.

$$\mathbf{A}_v(0) = \mathbf{I}_{in,v} \mathbf{A}_{in}(0) \quad (10)$$

여기서, $v=1,2$ 이고, 입력 변환 상수들(input transformer' coefficients)은

$$P_{in,v} = \int_{cs} e_{in}(x)e_v^*(x)dS, \quad Q_{in,v} = \int_{cs} h_{in}(x)h_v^*(x)dS \quad (11)$$

와 같이 정의되며, 모드 함수들 사이의 관계식 $\vec{h} = \vec{a}_t \times \vec{e}$ 을 고려하면 두 입력 변환 상수들은 서로 같다($P_{in,v} = Q_{in,v}$).

그때, 길이 z_0 의 결합기의 전송선로 전달행렬은

$$\begin{bmatrix} V_v(z_0) \\ I_v(z_0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\beta_v z_0) & iz_v \sin(\beta_v z_0) \\ iY_v \sin(\beta_v z_0) & \cos(\beta_v z_0) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_v(0) \\ I_v(0) \end{bmatrix} \quad (12)$$

와 같으며, 행렬식 (10)을 이용하면 식 (12)의 행렬 형태는

$$\mathbf{A}_v(z_0) = \mathbf{R}_{c,v} \mathbf{A}_v(0) = \mathbf{R}_{c,v} \mathbf{I}_{in,v} \mathbf{A}_{in}(0) \quad (13)$$

와 같이 정의될 수 있다. 결국, 출력단($z=z_0$)에서 전파 모드들 사이의 경계조건을 적용하면

$$\begin{aligned} V_1(z_0)e_1(x) + V_2(z_0)e_2(x) &\equiv V_{out}(z_0)e_{out}(x), \\ I_1(z_0)h_1(x) + I_2(z_0)h_2(x) &\equiv I_{out}(z_0)h_{out}(x) \end{aligned} \quad (14)$$

와 같고, 입력단에서와 같이 필드 직교조건을 적용하면 아래의 결과를 얻을 수 있다.

$$\begin{bmatrix} V_{out}(z_0) \\ I_{out}(z_0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_{1,out} & 0 \\ 0 & Q_{1,out} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1(z_0) \\ I_1(z_0) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} P_{2,out} & 0 \\ 0 & Q_{2,out} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_2(z_0) \\ I_2(z_0) \end{bmatrix} \quad (15)$$

결국, 식 (13)과 식 (15)를 결합하면 다음과 같은 종방향 등가 전송선로의 입출력 관계식을 유도할 수 있다.

$$\mathbf{A}_{out}(z_0) = (\mathbf{O}_{1,out} \mathbf{R}_{c,1} \mathbf{I}_{in,1} + \mathbf{O}_{2,out} \mathbf{R}_{c,2} \mathbf{I}_{in,2}) \mathbf{A}_{in}(0) = \mathbf{M} \mathbf{A}_{in}(0) \quad (16)$$

여기서, 2×2 전송행렬 \mathbf{M} 의 각 요소들은 아래와 같다.

$$\begin{aligned} m_{11} &= P_{in,1} P_{1,out} \cos(\beta_1 z_0) + P_{in,2} P_{2,out} \cos(\beta_2 z_0), \\ m_{12} &= i \{ Z_1 Q_{in,1} P_{1,out} \sin(\beta_1 z_0) + Z_2 Q_{in,2} P_{2,out} \sin(\beta_2 z_0) \}, \\ m_{21} &= i \{ Y_1 Q_{in,1} P_{1,out} \sin(\beta_1 z_0) + Y_2 Q_{in,2} P_{2,out} \sin(\beta_2 z_0) \}, \\ m_{22} &= P_{in,1} P_{1,out} \cos(\beta_1 z_0) + P_{in,2} P_{2,out} \cos(\beta_2 z_0) \end{aligned}$$

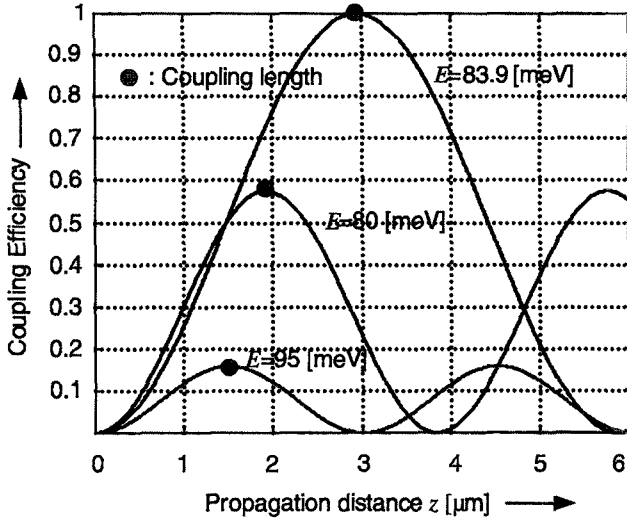


그림 4. 전파거리에 따른 결합효율의 변화.

위의 얻어진 결과에서 보듯이, 식 (16)은 입력단에서의 반사 특성을 고려하지 않은 결과이다. 이 식을 진행파(+첨자로 표시)와 반사파(-첨자로 표시)의 성분들로 다시 표현하면

$$\begin{bmatrix} V_{out}^{(+)}(z_0) \\ J_{out}^{(+)}(z_0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{in}^{(+)}(0) + V_{in}^{(-)}(0) \\ I_{in}^{(+)}(0) - I_{in}^{(-)}(0) \end{bmatrix} \quad (17)$$

와 같다. 이 식에 등가 관계식 $V_r = Y_r I_r$ 을 적용하여 입력단에서의 반사계수 Γ_{in} 을 구하면 다음과 같은 결과를 얻을 수 있다.

$$\Gamma_{in} = \frac{V_{in}^{(-)}(0)}{V_{in}^{(+)}(0)} = \frac{(n_{in} - n_{out})m_{11} + (\tilde{m}_{21} - n_{out}\tilde{m}_{12})}{(n_{in} + n_{out})m_{11} - (\tilde{m}_{21} + n_{out}\tilde{m}_{12})} \quad (18)$$

여기서, 정규화 전송 요소들은

$$\tilde{m}_{12} = i \left\{ \frac{n_{in}}{n_1} Q_{in,1} P_{1,out} \sin(\beta_1 z_0) + \frac{n_{in}}{n_2} Q_{in,2} P_{2,out} \sin(\beta_2 z_0) \right\},$$

$$\tilde{m}_{21} = i \left\{ n_1 Q_{in,1} P_{1,out} \sin(\beta_1 z_0) + n_2 Q_{in,2} P_{2,out} \sin(\beta_2 z_0) \right\}$$

와 같고, $n_\xi = (\hbar \beta_\xi) / \sqrt{2m_0 E}$ ($\xi = 1, 2, in$)이다. 같은 방법으로, 그 투과계수를 구하면 다음과 같이 결정된다.

$$T_{out} = \frac{V_{out}^{(+)}(z_0)}{V_{in}^{(+)}(0)} = (1 - \Gamma_{in})\tilde{m}_{12} + (1 + \Gamma_{in})m_{11} \quad (19)$$

결국, 나노 결합기의 전력 전송특성(입력전압에 대한 출력 전압의 비율)을 나타내는 결합효율은 아래와 같이 정의될 수 있다.

$$\eta = \frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{\text{Re}(k_{out})}{\text{Re}(k_{in})} |T_{out}|^2 \quad (20)$$

앞 절의 분산 특성 분석에서 최대 전력전송은 위상 정합조

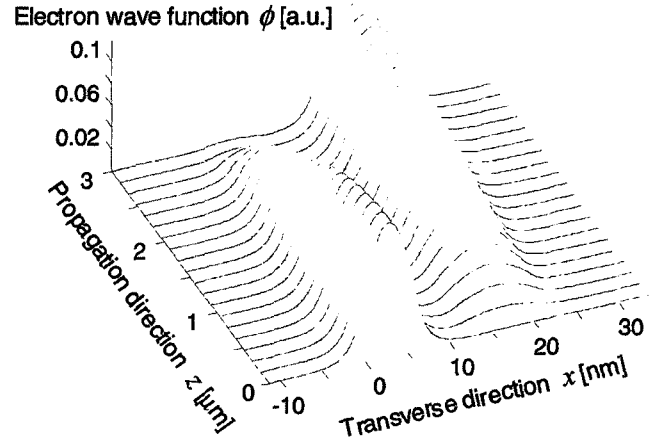


그림 5. $E_{ph} \approx 83.9$ meV에서 결합되는 전자파의 3차원 그림.

건을 만족하는 동기 에너지 E_{ph} 에서 발생한다고 하였다. 이를 확인하기 위하여 그림 4에 전체 전자 에너지의 변화에 따른 방향성 결합기의 결합효율을 도시하였다.

그림에서 보듯이, 에너지가 동기 에너지 근처로 접근함에 따라 결합길이(coupling length)는 점점 더 길어지지만, 상층 나노 슬랩에서 하층 나노 슬랩으로의 결합효율은 점진적으로 증가됨을 알 수 있다. 즉, $E \approx 83.9$ meV일 때, 그 결합효율은 결합길이 $z_0 \approx 2952.3$ nm에서 거의 99%가 전송되었다. 그러나, 에너지가 $E \approx 80$ meV과 95 meV일 때, 그 결합효율은 결합길이 1923.3 nm과 1576.2 nm에서 각각 약 58%와 16.5%를 나타내었다.

또한, 상층 나노 슬랩에서 입사된 전자파가 하층 나노 슬랩을 통하여 출력되는 전력 전송특성을 보여주기 위하여, 그림 5에 나노 결합기를 통하여 전파하는 전자파의 3차원 그림을 나타내었다. 그림에서 보듯이, 동기 에너지에서 발생한 전자파가 나노 결합기를 통하여 완전하게 결합되어 전송됨을 알 수 있다.

다음으로, 본 논문에서 제안한 해석법의 정확성과 독창성을 검증하기 위하여 전자파 결합기의 설계 및 특성 해석에 널리 사용되고 있는 결합모드 이론(CMT)^[6]과 그 결과를 비교 검토하였다. 그림 6에서 보듯이, 결합 입력단의 두께(t_{in})와 상층 나노 슬랩의 두께(t_L)가 서로 같은 경우, 즉 불연속 결합이 존재하지 않을 경우, 모드 전송 선로 이론(MTLT)과 결합 모드 이론(CMT)의 결과가 잘 일치함을 보였다. 그러나, 불연속 결합이 발생한 경우, 즉 입력 슬랩의 두께(t_{in})가 상층 나노 슬랩의 두께(t_L)보다 두껍거나 얇은 경우, 본 논문에서 제안한 MTLT는 결합효율과 결합길이가 변하는 결과를 나타낸 반면, CMT는 불연속 결합이 존재하지 않을 경우와 같은 결과를 나타내었다.

이 결과는 식 (19)에서 보듯이 MTLT는 불연속 결합으로 인한 입력단에서의 반사특성을 고려하여 전자파 결합기에서의 결합효율을 결정하는 반면, CMT는 단지 전자파 결합기 내에서 전파하는 모드들 사이의 결합으로 결합효율을 결정

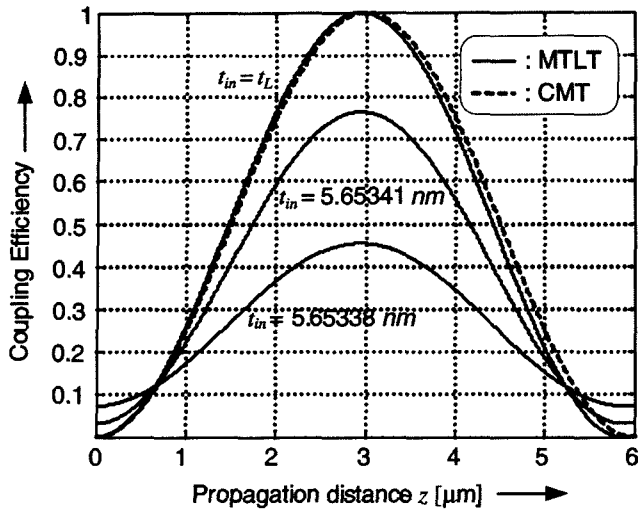


그림 6. 불연속 결합 입력단을 고려한 결합효율의 변화.

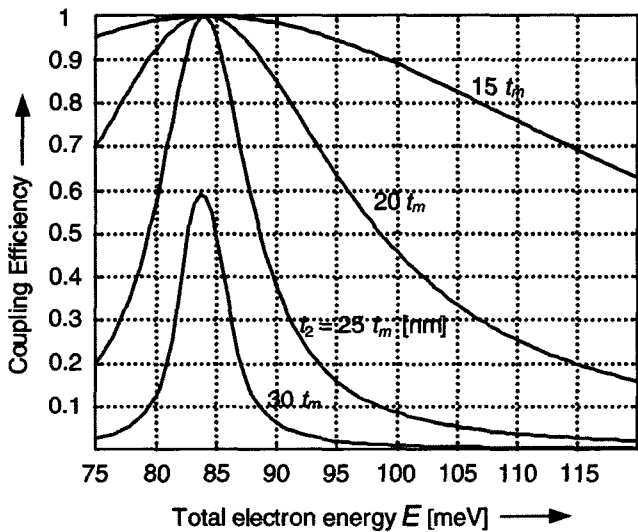


그림 7. $t_m=0.28267\text{nm}$ 인 경우, 전체 전자 에너지에 대한 전송효율의 변화.

하기 때문이다. 그러므로, 본 논문에서 제안한 MTLT는 향후 나노 두께의 전자파 결합기가 다양한 광소자 또는 전기적 시스템과 연결되어 사용될 시, 기존의 다른 해석법들로 설계할 수 없는 특성들을 제공할 수 있다.

마지막으로, 나노 결합기가 광통신용 마이크로 소자들과 같이 필터링 소자로 쓰일 수 있음을 보여주기 위하여, 에너지의 변화에 따른 전송길이의 변화를 수치해석하였다. 그림 7에서 보듯이, 에너지 선택도는 동기 에너지가 발생하는 곳에서 집중되며, 그 이외의 에너지 영역에서는 그 전송효율이 급격히 떨어짐을 알 수 있다. 이는 방향성 결합기가 원하는 에너지 대역만을 통과시키는 대역통과 필터로 사용될 수 있음을 잘 나타내는 것이다. 더욱이, 상·하 나노 슬랩들의 장벽간격이 가까워짐에 따라(즉, t_2 가 작아짐에 따라) 결합효율은 현저하게 증가하였으며, 그 에너지 필터링 특성은 광대역

(broadband) 필터특성을 나타내었다.

IV. 결 론

나노 크기 양자우물 방향성 결합기에서의 전자파 결합특성을 분석하기 위하여 모드 전송선로 이론(MTLT)을 정의하였다. 그 이론에 기초한 등가 전송선로를 구성하여 나노 결합기의 전파특성과 결합특성을 수치해석 하였다.

그 결과, 나노 결합기의 상향 나노 슬랩에서 입사된 모드의 99%가 동기 에너지 $E_{ph} \approx 83.9 \text{ meV}$ 일 때 결합길이 $z_0 \approx 2952.3 \text{ nm}$ 에서 하향 나노 슬랩을 통하여 전송되었다. 더욱이, 상·하 나노 슬랩들의 장벽간격이 가까워짐에 따라 결합기는 광대역 필터특성을 나타내었다.

결국, 본 논문에서 제시한 모드 전송선로 이론은 다른 근사적 해석법으로 분석이 어려운 불연속 결합 입력단을 고려한 양자역학적 특성들에 대한 정확한 결과들을 제공하는 것으로 나타났다.

감사의 글

본 연구는 2004년도 한성대학교 교내연구비 지원과제입니다.

참고문헌

- [1] T. K. Gaylord and K. F. Brennan, "Electron wave optics in semiconductors," *J. Appl. Phys.*, vol. 65, pp. 814-820, 1989.
- [2] G. N. Henderson, T. K. Gaylord, and E. N. Glytsis, "Ballistic electron transport in semiconductor heterostructures and its analogies in electromagnetic propagation in general dielectrics," *Proc. IEEE*, vol. 79, pp. 1643-1659, 1991.
- [3] J. A. del Alamo and C. C. Eugster, "Quantum field effect directional coupler," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, pp. 78-80, 1990.
- [4] N. Dagli, G. Snider, J. Waldman, and E. Hu, "An electron wave directional coupler and its analysis," *J. Appl. Phys.*, vol. 69, pp. 1047-1051, 1991.
- [5] D. W. Wilson, E. N. Glytsis, and T. K. Gaylord, "Supermode analysis of electron wave directional coupling using a multilayer waveguide approach," *J. Appl. Phys.*, vol. 73, pp. 3352-3366, 1993.
- [6] Andrew M. Sarangan and Wei-Ping Huang, "A coupled mode theory for electron wave directional couplers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, pp. 2803-2810, 1994.
- [7] K. C. Ho, G. Griffel and T. Tamir, "Polarization splitting in lossy/gainy MQW directional couplers," *J. Lightwave Technol.* vol. 15, pp. 1233-1240, 1997.
- [8] 호광춘, 김준환, 김영권, "광통신용 광 결합기의 모드 전송선로 해석법," *대한전자공학회지*, 제35권, D편, 제7호, pp. 25-31, 1998.

Design of optical directional couplers using Nano-Scale MQWs

Kwang-Chun Ho[†]

Department of IC Eng., Hansung University, Seoul 136-792, Korea

[†]*E-mail: kwnagho@hansung.ac.kr*

(Received July 30, 2004, Revised manuscript January 6, 2005)

An optical directional coupler, which consists of quantum wells with nanothickness, is designed by using Modal Transmission Line Theory (MTLT). To demonstrate the validity and usefulness, the propagation characteristics and the coupling efficiencies are rigorously evaluated at nanoscale couplers, which consist of double quantum wells with different effective masses. The numerical result reveals that the coupling efficiency of nanoscale couplers is maximized at a coupling length 2052.3 nm, if the total electron energy is 83.9 meV. Furthermore, the coupler operates as a filter with narrower band as the barrier thickness increases.

OCIS Codes : 230.5590, 130.3120, 060.1810.