

실리콘 비선형 Fabry-Perot 간섭계를 이용한 광펄스 변조와 축약*

김달현**·이재형·장준성
서울대학교 물리학과

(1990년 2월 10일 받음)

반도체 실리콘은 띠틈간격 근처의 에너지를 갖는 광자를 흡수하여 생성된 전자-정공쌍에 의해 굴절률이 비선형적으로 변하며 이에 따라 입사한 광펄스를 변조시킨다. Finesse가 큰 실리콘 Fabry-Perot 간섭계를 형성할 때, 이를 투과하는 광펄스가 실리콘의 굴절률을 변화시켜 스스로 간섭계의 보강간섭조건을 만족시킴으로써 반치폭이 1/5까지 축약되는 현상을 관측하였다. 그리고 관측된 결과는 수치해석으로 구한 결과와 잘 일치하였다.

I. 서 론

레이저 광펄스 축약방법에는 지금까지 자체 유도 투과성⁽¹⁾과 pulse-chirping,^(2,3) free induction decay⁽⁴⁾ 등의 방법이 이용되어 왔다. 비선형 반도체로 이루어진 Fabry-Perot 간섭계의 광학계에서도 광펄스의 변조현상이 관측되어, 이 현상을 광·쌍안정 소자^(5,6)와 광학적 변조⁽⁷⁾ 등에 이용하여 왔고 광펄스의 축약에 대한 가능성도 제기되었다.⁽⁸⁾

이러한 가능성을 토대로 비선형 매질인 실리콘으로 Fabry-Perot 간섭계를 형성하여 광펄스의 축약현상에 대한 특성을 얻기 위한 실험을 시도하였다. 광펄스가 실리콘으로 이루어진 비선형 Fabry-Perot 간섭계를 지날 때, 실리콘이 광자를 흡수함으로써 생성된 전자-정공쌍의 작용으로 실리콘의 굴절률이 변한다. 이러한 굴절률의 변화는 간섭계의 투과율을 변화시켜 입사광을 변조시킨다. 만약 간섭계의 finesse가 커지면, 투과율의 변화폭이 커진다. 광펄스가 적절한 크기의 에너지를 가져서 펄스가 간섭계를 통과하는 동안에 간섭계의 보강간섭조건을 일회 만족시키게 하면 축약된 단일 광펄스가 나타난다. 본 실험에서는 finesse를 크게하기 위하여 간섭계의 표면을 연마한 후 양면에 알루미늄을 증착하여 반사율이 0.94되게 하였다.

그리고 실리콘에 입사하는 입력광의 최대세기를 변화시키며 축약 변조된 출력광의 파형을 관측하고 수치해석으로 구한 파형과 비교 분석하였다.

II. 이론적 배경

비선형 간섭계에서 광 펄스의 변조가 일어날 수 있는 물리적 조건들은, Fabry-Perot 간섭계에 대한 Airy 식으로부터 알 수 있다. 연속된 입사광에서의 일반적인 Airy 식은 다음과 같이 주어진다.⁽⁹⁾

$$I_T = I_{in} \times \frac{(1-R)^2 A}{[(1-RA)^2 + 4RA \sin^2 \phi]} \quad (1)$$

여기에서 I_T 및 I_{in} 은 투과광의 세기와 입력광의 세기이며, R 은 간섭계 표면에서의 반사율, A 는 Fabry-Perot 안에서 간섭계의 두께 d 를 광이 한 번 지날 때 흡수되지 않고 투과하는 투과비율(net transmission)이다. 그리고 2ϕ 는 Fabry-Perot 간섭계 안에서 다중반사를 한 후 투과광을 구성하는 인접한 두 빛의 위상차를 나타낸다. 이 위상차 ϕ 는 간섭계 매질의 굴절률에 관계되므로, 굴절률 변화가 위상차 ϕ 를 변화시키게 된다.

레이저광의 흡수로 생성된 전자-정공쌍에 의한 매질의 비선형 굴절률 변화 Δn 은 다음과 같은 Drude 식(SI 단위)으로 구할 수 있다.⁽¹⁰⁾

$$\Delta n = - \frac{e^2}{2n_o m_{eh}^* \epsilon_o \omega^2} N \quad (2)$$

*본 연구는 1987, 1988년도 문교부 자유공모과제 학술연구조성비에 의하여 연구되었음.

**현주소 : 한국표준연구소, 대덕단지 우체국 사서함3호, 대전 302-340

여기에서 N 과 m_{eh}^* 는 전자-정공쌍의 밀도와 유효환산 질량이며, n_0 는 매질의 선형 굴절률, ϵ_0 는 진공에서의 유전상수이다. 그런데 실리콘의 경우 전자-정공쌍의 수명은 $20 \mu s^{(11)}$ 로서 본 실험에 사용된 레이저 광의 반치폭 $400 ns$ 에 비해 매우 길다. 또 실리콘에서는 빛에너지가 흡수되어 전자-정공쌍이 생성되는 이외에, 생성된 자유전달자에 흡수되기도 한다. 그리고 이러한 광자의 자유전달자에 의한 흡수계수는 전자-정공쌍의 밀도에 비례한다.⁽¹²⁾ 그러므로 흡수되는 광자 중 전자-정공쌍을 생성하는 광자의 비인 양자수율(quantum yield)⁽¹³⁾과 전자-정공쌍의 수명을 고려한 시간에 따른 전자-정공쌍의 밀도는 아래와 같이 시간에 대한 적분식으로 표시된다.

$$N(t) = \frac{1}{d\hbar\omega} \int_{-\infty}^t \eta I_A dt' \quad (3)$$

$$\eta = \frac{\alpha}{\alpha + \alpha_N}$$

여기에서 η 는 양자수율을 I_A 는 흡수되는 레이저 광의 세기를 나타낸다. 또 α 는 선형흡수계수, α_N 은 자유전달자에 의한 흡수계수를 나타낸다. 따라서 이 경우의 Airy 식은 다음과 같이 변형된다.⁽⁶⁾

$$I = I_{in} \times \frac{(1-R)^2 A}{(1-RA)^2} \times \frac{1}{1 + \frac{4RA}{(1-RA)^2} \sin^2(\phi_0 - \int_{-\infty}^t \beta \eta I_T dt')}$$

$$\beta = \frac{e^2(1+RA)(1-A)}{2n_0 m_{eh}^* \epsilon_0 \omega^2 \hbar c (1-R) A} \quad (4)$$

따라서 위상차 ϕ 는 입사광의 세기에 관련을 갖게 되고 이에 따라 입사광을 변조시킨다.

그런데 논의의 출발점인 Airy 식은 광의 변조 혹은 측약에 대한 물리적 해석을 쉽게 하는 장점이 있으나 입사광의 세기가 일정한 경우에 대한 것이므로 본 연구의 실험에 사용한 광 펄스에 그대로 적용하면 오차가 발생한다. 따라서 펄스 형태의 입사광의 보다 정확한 파형변화를 예측하기 위해서 T. Bischofberger 와 Y. R. Shen의 비선형 Fabry-Perot 간섭계에 관한 식을 사용한다. 이들 논문에서 투과광의 전기장의 세기 $E_{out}(t)$ 는 다음과 같이 주어진다.^(14,15)

$$E_{out}(t) = \sqrt{T(t)} \sum_{m=0}^{\infty} \{ \sqrt{T(t - (m+1/2)t_R)} E_i(t - (m+1/2)t_R) \times R_{\alpha}^m(t, t - (m+1/2)t_R) \times e^{i\phi(t, t - (m+1/2)t_R)} \}$$

$$R_{\alpha}^m(t, t - (m+1/2)t_R) = \prod_{l=1}^m \sqrt{R(t - lt_R)} \exp \{-1/2(\alpha d + \int_0^d \beta N(t - (l+1/2)t_R + (c/n)z, z) dz)\}$$

$$\times \prod_{l=1}^m \sqrt{R(t - (l-1/2)t_R)} \exp \{-1/2(\alpha d - \int_d^0 \beta N(t - lt_R + (c/n)(d-z), z) dz)\}$$

$$\times \exp \{-1/2(\alpha d - \int_0^d \beta N(t - t_R/2 + (c/n)z, z) dz)\}$$

$$\Phi(t, t - (m+1/2)t_R) = \sum_{l=0}^m (\omega/c) \{ \int_0^d (n_0 + \Delta n(t - (l+1/2)t_R + (c/n)z, z)) dz \} - \sum_{l=1}^m (\omega/c) \times \{ \int_d^0 (n_0 + \Delta n(t - lt_R + (c/n)(d-z), z)) dz \} \quad (5)$$

여기서 t_R 는 광이 간섭계를 왕복할 때 걸리는 시간이며, d 는 간섭계의 두께이다. 입사광이 펄스이기 때문에 입사광의 세기가 시간에 따라 변하므로 시간 t 일 때, 간섭계를 m 번 왕복하고 투과한 광이 이 간섭계에 처음 입사할 때의 전기장의 세기는 $E_i(t - (m+1/2)t_R)$ 로 표시된다. 또 이 광은 간섭계 내부를 왕복할 때 반사와 흡수를 통해서 R 만큼 전기장의 크기가 변하며, ϕ 만큼 위상차가 나타나게 된다. $T(t)$ 는 간섭계를 이루는 한 면의 시간 t 일 때의 투과율이다. R 과 ϕ 의 식에서 알 수 있듯이 위 식은 광자를 추적하여 그 변화의 양상을 그대로 수식화한 것이다.

앞의 식은 매우 복잡하게 보이거나 변수 N , Δn 이 정로적분되어 나타나기 때문에, 간섭계의 두께가 얇은 실험조건에서는 공간의존성을 무시할 수 있으므로 다음과 같이 변형된다.

$$R_{\alpha}^m(t, t - (m+1/2)t_R) = \prod_{l=1}^m \sqrt{R(t - lt_R)} \exp(-d/2(\alpha + \beta N(t - (l+1/4)t_R))) \times \prod_{l=1}^m (\sqrt{R(t - (l-1/2)t_R)} \times \exp \{-d/2(\alpha + \beta N(t - (l-1/4)t_R))\} \times \exp \{-d/2(\alpha - \beta N(t - (l-1/4)t_R))\}$$

$$\Phi(t, t - (m+1/2)t_R) = \sum_{l=0}^m (\omega d/c) (n_0 + \Delta n(t - (l+1/4)t_R)) + \sum_{l=1}^m (\omega d/c) (n_0 + \Delta n(t - (l-1/4)t_R)) \quad (6)$$

이 식 (6)을 이용하여 입력광의 최대세기에 따른 출력광의 파형을, 왕복시간 t_R 을 단위로 하는 stepwise integration 방법으로 구한 결과와 실험결과를 비교하였다.

III. 실험 및 결과

실험장치도는 그림 1과 같으며, LiNbO_3 결정의 Pockels cell을 사용하여 Q 스위칭한 반치폭 400 ns 인 단일펄스의 Nd: Glass($\lambda=1.06 \mu\text{m}$) 레이저를 광원으로 사용하였다. 광 펄스의 파형은 그림 2(i)에서와 같이 Gaussian 펄스라고 근사할 수 있었고 펄스의 에너지는 40 mJ 이었다. 투과율이 96%인 광분리기(Beam Splitter)에서 반사된 레이저 광의 일부로 입사광의 파형을 측정하였다. 이 입사광의 파형과 투과광의 파형은 반응시간이 1 ns 인 광 다이오드(HP 582 planer 형)와 대폭이 400 MHz 인 Storage oscilloscope(Tektronix 7834)로 관측하였다. 그리고 Fabry-Perot 간섭계에 입사하는 광의 세기는 초점거리 20 cm 의 렌즈를 사용하여 조절하였다. 실험에 사용된 실리콘은 비저항이 20 $\Omega\text{-cm}$, 면방향은 (100)이었으며, 두께는 0.052 cm 인 P 형 실리콘 단결정이었다. 이 시료의 양면을 연마하고 알루미늄을 증착하여 반사율이 0.94되게 하였으므로 간섭계의 finesse 는 9.4가 된다.

레이저 광 펄스가 간섭계에 입사하여 매질의 굴절률이 변하여 간섭계의 보강간섭조건($\phi=m\pi$)에 가까워질 때 입사광의 세기에 대한 투과광의 세기의 비율인 투과율이 증가하게 된다. 또한 간섭계 내부의 광의 세기도 증가함에 따라 매질에 흡수되는 광의 세기가 증가하여 굴절률과 위상차의 변화는 가속되고 위상차가 보강간섭조건값에서 멀어짐에 따라 투과광의 세기는 다시 감소한다. 입사광의 에너지에 따라 위와 같은 광변조의 횟수가 결정된다. 그리고 입사광의 에너지가 보강간섭조건을 한 번 만족시킬 정도일 경우 광 펄스는 반치폭이 줄어드는 형태로 변조된다. 그리고 입사광의 세기가 증가하는 과정에서 보강간섭이 만족되는 경우에는 투과광의 세기가 더 빨리 증가하게 되어 감소하는 과정에서보다 더 짧은 광 펄스의 축약을 관찰할 수 있다. 그리고 식 (3) 혹은 (4)에 의하면 간섭계의 finesse 가 큰 경우에 위상변화에 따르는 투과광의 투과율의 변화폭이 커지므로 더 짧은 광 펄스를 관찰할 수 있을 것이 예측된다. 따라서 알루미늄을 증착하여 간섭계의 반사율을 0.94로 크게 하였다.

앞의 이론적 고찰을 토대로 하여 펄스가 이 간섭계를 지나는 동안 적어도 1번의 보강간섭조건을 만족시켜서

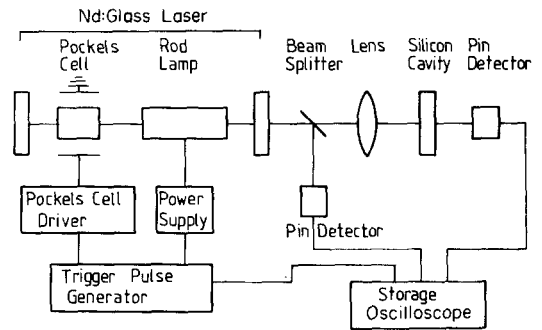


그림 1. 실험 장치도.

광 펄스를 축약시킬 정도가 될 수 있는 입사광 펄스의 에너지를 근사하면 다음과 같다.

$$E \approx \frac{\hbar \epsilon \omega^3 \lambda m_{eh} n_o}{e^2 a} \quad (7)$$

한 번의 보강간섭조건을 만족시키기 위한 위상 ϕ 의 변화를 π 로 볼 때, 이러한 위상변화를 유발하는 굴절률 변화와 전자-정공쌍의 밀도는 앞의 이론적 고찰에서 유도한 식으로 계산된다. 그리고 필요한 전자-정공쌍의 밀도를 만들기 위해 간섭계에 흡수되어야 하는 빛 에너지의 크기를 구할 수 있다. Airy 식을 이용하면 실리콘에 흡수되는 빛의 세기와 입사광의 세기와의 관계는 아래 식과 같다.

$$I_A = \frac{(1-A)(1+RA)}{(1-R)A} \quad I_T = \frac{(1-A)(1-R)(1+RA)}{(1-RA)^2} \times \frac{1}{1+F\sin^2 \phi} \times I_{in} \approx a I_{in} \quad (8)$$

흡수되는 빛과 입사광의 세기의 비를 나타내는 a 는 우리가 사용한 간섭계의 경우 약 0.06의 값을 갖는다. 여기서 ϕ 는 시간에 따라 변하므로 평균값을 취하였다. 실리콘의 선형굴절률($n_o=3.56$), 전자-정공쌍의 유효환산질량($m_{eh}=0.16 m_o$; m_o 는 자유전자의 질량)을 대입하면 한 번의 보강간섭조건을 만족시켜 광 펄스를 축약시킬 수 있는 입사광 펄스의 에너지 E 는 약 0.2 J/cm^2 의 값을 갖게 된다. 광 펄스의 반치폭이 400 ns 인 경우에는 입력광의 최대세기가 0.2 MW/cm^2 근처일 때 광 펄스의 축약현상을 관찰할 수 있을 것이라고 예측할 수 있다. 이러한 예측을 토대로 입력광의 세기를 조절하며 실험하였고, 그 결과들을 그림 2에 나타내었다. 입력광의 최대세기가 0.1 MW/cm^2 일 때 입력광의 반치폭의 1/4에 해당하는 100 ns로 축약된 출력광이(그림 2

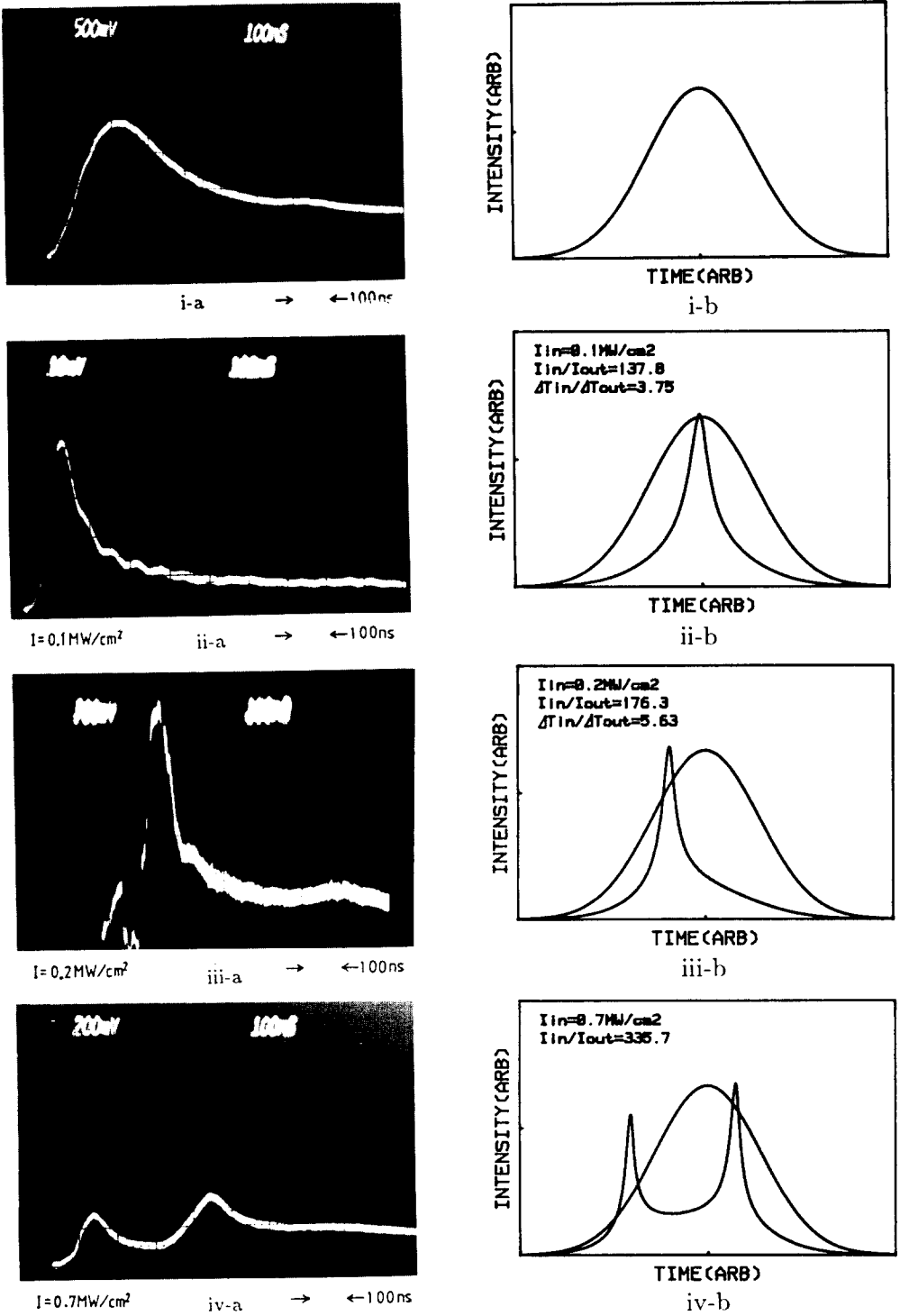


그림 2. 입력광의 최대세기에 따른 광펄스 축약의 실험결과 (a)와 이론결과 (b)의 비교.

iii-a), 최대세기가 0.2MW/cm²일 때 1/5인 80ns로 축약된 출력광이 관측되었다(그림 2ii-a). 그리고 입사광의 세기를 이 보다 더 크게하면 단일펄스의 축약보다는 펄스 변조현상이 나타나기 시작하여 결국은 두 개의 부펄스로 관측되었다. 그림 2iv-a는 출력광이 두 개의 부펄스로 확연히 갈라져서 나타남을 보이고 있고, 이 때의 입사광의 세기는 0.7MW/cm²이다. 이들 펄스 변조현상은 간섭계내에서 보강조건을 일회 이상 만족시킬 수 있을 만큼의 입사광의 세기가 크다는 것을 의미한다. 그림 2(ii-b)~(iv-b)는 식 (6)을 사용한 컴퓨터 시뮬레이션의 결과들이고, I_{in}/I_{out} 은 입력광과 출력광의 세기의 비를, $\Delta T_{in}/\Delta T_{out}$ 은 반치폭 너비의 비를 나타내며 실험결과들과 잘 일치함을 보이고 있다. 파형의 계산을 위하여 사용된 상수들은 다음과 같다. 전자-정공쌍을 생성하는 띠간 전이(interband transition)의 흡수계수는 온도에 따라 변하며⁽¹⁶⁾ 300 K에서 흡수계수는 11cm⁻¹이다.⁽¹⁷⁾ 따라서 두께가 0.052cm인 경우 투과비율 A 는 처음에 0.56의 값을 갖게 된다. 반면 자유전달자의 흡수계수는 자유전달자의 밀도에 비례하며 일반적으로 전자와 정공의 경우 서로 다르다. 실리콘의 경우 정공의 흡수계수 α_p 는 $2.7 \times 10^{-18} \lambda^2 p$, 전자의 흡수계수 α_n 은 $1.8 \times 10^{-18} \lambda^2 n$ 으로 주어지며 p 와 n 은 각각 정공과 전자의 밀도이다. 따라서 본 실험에 사용된 1.06 μ m 파장의 레이저 광에 대해서는 자유전달자의 흡수계수 α_n ($\alpha_p + \alpha_n$)은 $5 \times 10^{-18} N$ 으로 주어진다.⁽¹⁷⁾ 그리고 식 (2)의 굴절률 변화 Δn 의 전자-정공쌍의 밀도 N 에 대한 비례상수는 $8.8 \times 10^{-22} \text{cm}^3$ 이다.

IV. 결론 및 논의

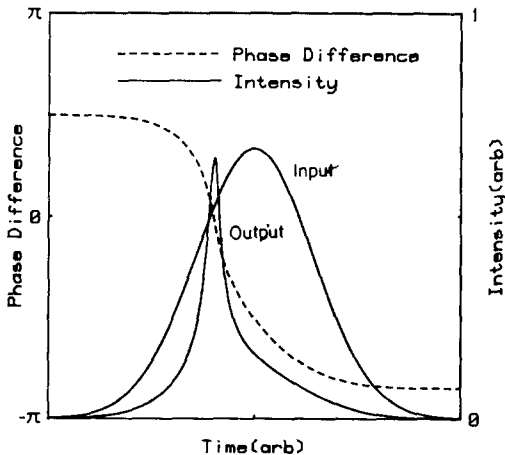


그림 3. 위상차의 변화.

본 실험으로 실리콘으로 만든 비선형 Fabry-Perot 간섭계로부터 펄스의 반치폭이 1/5로 축약되는 것을 관측하였으며, 입사광의 세기가 최적 조건보다 커질 때 2개의 부펄스가 발생됨을 관측하였다. 그림 2들의 결과에서 얻은 변수와 식 (6)을 사용한 수치해석 프로그램을 이용하여 본 실험에서 펄스 축약이 가장 많이 된 입력광의 최대세기가 0.2MW/cm²일 때의 시간에 따른 위상차의 변화를 계산하여 그림 3에 나타내었다. 그림에서 세로축의 위상차(phase difference)는 간섭계를 빔이 왕복할 때 발생하는 위상변화를 의미하며, 이 위상차는 투과광이 최대세기일 때 간섭계의 보강간섭조건을 만족시키며 출력광의 최대세기점을 지남에 따라 빠르게 감소함을 볼 수 있다. 또한 같은 조건에서, 시간에 따른 투과비율의 변화는 그림 4에서 보는 것과 같이 전체적으로 감소하며 투과광의 최대세기일 때의 이 변화의 폭이 가장 큰 것을 볼 수 있다. 이는 실리콘이 빛을 흡수함에 따라 전자-정공쌍의 밀도가 시간에 따라 증가하여 이들에 의한 비선형 재흡수에 의해 투과비율이 감소하게 되며, 전자-정공쌍의 밀도는 간섭계 내부의 빛의 세기에 비례하므로 출력광의 세기가 최대일 때(이 때 간섭계 내부의 빛의 세기도 최대가 됨) 투과비율의 감소폭이 최대가 됨을 의미한다.

그림 2의 결과와 위의 결과를 통해서 T. Bischofberger와 Y.R. Shen의 식이 본 실험을 잘 설명할 수 있음을 알았다. 따라서 이 식을 다른 Fabry-Perot 간섭계에서의 광 펄스의 시간에 따른 변화를 예측하거나 실험 결과의 분석에 사용할 수 있을 것으로 본다.

본 실험에서 사용한 간섭계의 두께가 적정한 두께보다 너무 크고 투과비율이 작아서 펄스폭이 1/5로 축약되는

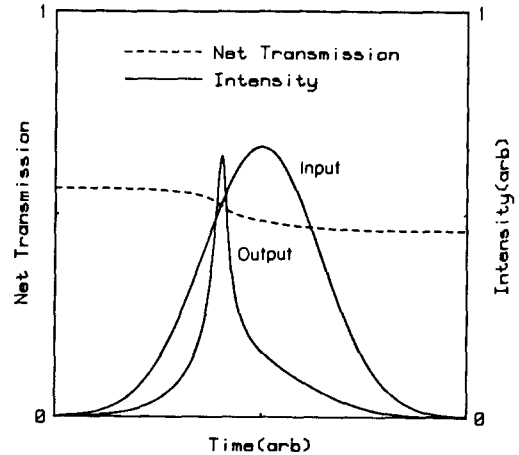


그림 4. 투과비율의 변화.

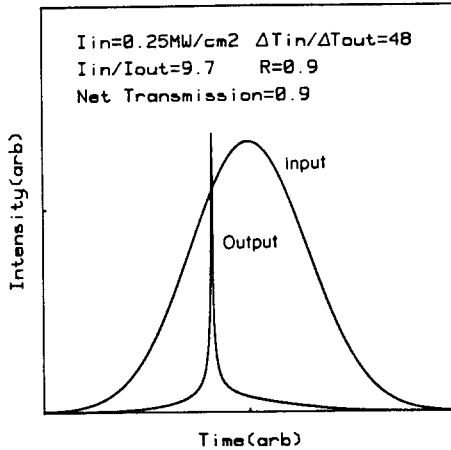


그림 5. Finesse 가 매우 큰 경우의 광 펄스의 축약.

대신 출력광의 최대세기가 입력광의 약 1/200로 감소하였다. 식 (6)의 이론에 따르면, 실리콘 비선형 간섭계인 경우 반사율 0.9, 투과비율이 0.9가 되게 한다면 그림 6에서 보는 것과 같이 최대세기가 1/10로만 감소하면 펄스폭은 1/50로 축약된 광 펄스를 얻을 수 있을 것이 예측된다. 따라서 비선형 Fabry-Perot 간섭계를 사용하면 상대적으로 쉽게 짧은 펄스폭의 광원을 얻을 수 있을 것으로 기대된다.

참 고 문 헌

[1] H. M. Gibbs, R. E. Slusher, Appl. Phys. Lett. 18, 505 (1971).

[2] D. Grischowski, Appl. Phys. Lett. 25, 566 (1974).
 [3] M. M. Loy, Appl. Phys. Lett. 26, 96 (1975).
 [4] H. S. Kwok, Eli Yablonovitch, Appl. Phys. Lett. 30, 158 (1977).
 [5] H. M. Gibbs, S. L. McCall, T. N. C. Venkatesan, A. C. Gossard, A. Passner, and W. Wiegmann, Appl. Phys. Lett. 35, 451 (1979).
 [6] D. A. B. Miller, S. D. Smith, A. Johnston, Appl. Phys. Lett. 35, 658 (1979).
 [7] H. M. Gibbs, T. N. C. Venkatesan, S. L. McCall, A. Passner, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, Appl. Phys. Lett. 34, 511 (1979).
 [8] H. J. Eichler, F. Massman, Ch. Zaki, Opt. Commun. 40, 302 (1982).
 [9] A. Yariv, Introduction to Optical Electronics (Holt Saunders, New York, 1985) pp. 88-92.
 [10] O. H. Auston, S. McAfee, C. V. Shank, E. P. Ippen, O. Teschke, Solid-State Electron. 21, 147 (1978).
 [11] G. Mourou, W. Knox, Appl. Phys. Lett. 35, 492 (1979).
 [12] D. K. Schroder, R. N. Thomas, J. C. Swartz, IEEE J. Solid-State Circuits. SC-13, 180 (1978).
 [13] J. Geist, E. F. Zalewski, Appl. Phys. Lett. 35, 503 (1979).
 [14] T. Bischofberger, Y. R. Shen, Appl. Phys. Lett. 32, 156 (1979).
 [15] T. Bischofberger, Y. R. Shen, Phys. Rev. A19, 1169 (1979).
 [16] W. C. Dash, R. Newman, Phys. Rev. 99, 1151 (1955).
 [17] H. J. Eichler, J. P. Heritage, F. A. Beisser, IEEE J. Quant. Electron. QE-17, 2351 (1978).

Pulse Compression by the Nonlinear Silicon Fabry-Perot Interferometer

Dal-Hyun Kim, Jai-Hyung Lee, Joon-Sung Chang
 Department of Physics, Seoul National University

(Received; February 10, 1990)

Optical pulse compression in a high finesse nonlinear Fabry-Perot interferometer made by a silicon is observed. The optical pulse compression and modulation in a such nonlinear Fabry-Perot interferometer is due to the refractive index change of the silicon by absorbing the incident pulse and generating electron-hole pairs. The pulse is compressed to 1/5 of width of the incident pulse. And the experimental results are consistent with the results of computer simulation.