

광무선통신시 광신호의 부호간 간섭에 관한 연구

이창원¹ · 정진호^{2*}

Intersymbol Interference of Optical Signal in Wireless Optical Communication System

Chang-Won Lee¹ and Jin-Ho Jung^{2*}

요 약 광 펄스가 대기 채널을 통해 전송될 때, 대기 교란은 광 펄스를 감쇠시키고 퍼지게 한다. 이러한 감쇠와 펄스 퍼짐은 광 수신단에서 펄스 도착시간의 요동에 의해 발생된다. 이러한 펄스 퍼짐이 인접 펄스간의 부호 간 간섭을 일으킨다. 결국, 부호 간 간섭에 의해 인접한 펄스들은 중첩이 되고 비트 전송률 및 무중계 전송거리를 제한하게 된다. 따라서, 디지털 통신시스템에서는 감쇠보다 펄스 퍼짐이 더 중요한 인자가 된다. 이에, 본 논문에서는 시간적 모멘트 함수를 이용하여 대기 교란상태에서 교란 상태를 나타내는 굴절을 구조 함수로 부호 간 간섭을 구하고, 수치 해석을 통해 교란 상태에 따른 부호 간 간섭을 나타내고자 한다.

Abstract When an optical pulse propagates through the atmospheric channel, the atmospheric turbulence attenuates and spreads this pulse. This attenuation and broadening of pulse are occurred by the fluctuation in the arrival time of pulse at the optical receiver. This pulse broadening induces the intersymbol interference (ISI) between the adjacent pulses. Finally, the adjacent pulses are overlapped and the bit rate and the repeaterless transmission length are limited by the ISI. In digital communication system, therefore, the pulse broadening is more important factor than the attenuation. In this paper, thus, we find the ISI in the atmospheric turbulence as the function of the structure constant for the refractive index fluctuation that presents the strength of turbulence using the temporal momentum function and present it by numerical analysis.

Key Words : optical wireless communication, intersymbol interference, pulse broadening, pulse propagation, atmospheric turbulence

1. 서 론

마이크로파를 사용하는 현재의 무선 통신시스템은 마이크로파 영역의 주파수 할당과 정보량의 증가로 인해 어느 정도 한계에 다다르고 있다. 이러한 한계를 극복하기 위한 해결책으로 요구되고 있는 것이 광파를 전송매체로 사용하는 광 무선통신시스템이다. 광 무선통신시스템은 반송파가 광이므로 넓은 주파수 대역과 초고속 통신이 가능하기 때문에 차세대 무선 통신시스템으로 연구 개발되고 있다[1, 2]. 그러나 광 무선통신시스템은 전송 채널이 대기 공간이며, 이러한 대기 공간

은 통신에 적합한 이상적인 전송 매체로 볼 수 없다[3]. 따라서, 광무선 통신시스템이 실용화되기 위해서는 먼저 대기의 불규칙적인 상태 변화로 인한 정보의 왜곡을 해결해야 하는 문제점을 가지고 있다.

이러한 광신호의 왜곡을 일으키는 중요한 인자는 감쇠와 퍼짐이다. 감쇠는 아날로그 통신에서 중요한 인자로 작용하며, 연구 결과 전송되는 광 파장의 적절한 선택에 의해 그 왜곡정도를 어느 정도 줄일 수 있다[4, 5]. 그러나, 퍼짐은 디지털 통신에서 시스템의 전송속도 및 전송거리를 제한하는 중요한 인자로 작용하며, 현재 이에 대한 연구가 활발히 진행되고 있는 실정이다. 이에, 본 논문에서는 수신단에서 광 펄스를 구함으로써 수신 광세기로부터 펄스 퍼짐을 구하는 방법[6, 7]과는 달리 시간 모멘트 함수를 이용하여 직접 펄스 퍼짐을 구하고, 그 결과로부터 대기 교란 상태를 나타내는 굴절을 구조 함수($C_n^2[m^{-2/3}]$)에 따른 인접한 부호들 간의 부호 간

이 논문은 2004년도 호서대학교 학술연구조성비에 의하여 연구되었음.

¹호서대학교 전자공학과

²호서대학교 전기정보통신공학부

*교신저자: 정진호(jhjung@office.hoseo.ac.kr)

간섭을 구하고자 한다.

2. 교란 대기 채널

광 무선통신시스템은 대기 공간을 전송 매체로 사용하며, 전송 매체인 대기 공간은 대기 상태의 불규칙한 변화로 인해 굴절률이 불규칙적으로 랜덤하게 변하게 된다[7-9]. 이러한 굴절률의 불규칙적이고 랜덤한 변화를 교란이라 하며, 이러한 교란으로 인해 광 신호는 전송되는 동안 흔들림, 즉 요동이 발생하게 된다. 결국 광 수신단에서 펄스 도착 시간의 요동으로 인한 신호 왜곡이 광 펄스 신호의 퍼짐을 일으키며, 그 결과 인접한 부호간의 간섭이 발생하게 된다.

대기 공간의 상태 변화는 대기 공간의 굴절률을 변화시키고, 이러한 굴절률의 변화는 대기 공간을 통해 전송되는 광 펄스에 교란을 일으키게 된다. 이러한 대기 교란효과로 인해 발생하는 굴절률의 공간적 요동은 다음 식과 같이 굴절률 구조 함수($Cn^2(h)$)와 굴절률 스펙트럼 밀도 함수($\Phi_n(k)$)로 표현될 수 있으며, 이를 Von Karman의 변형된 굴절률 밀도 함수라 한다[8-10].

$$\Phi_n(k) = 0.033 Cn^2(h) k^{-11/3} \frac{\exp[-(k/k_m)^2]}{(k_l^2 + k^2)^{-11/6}} \quad (1)$$

여기서, $Cn^2(h)$ 는 굴절률 구조 함수, $k_m=5.92/l_0$, $k_l=1/L_0$ 이며, h 는 대기의 고도, k 는 전파상수, l_0 는 수 [mm] 정도의 크기를 가지는 작은 교란 덩어리, L_0 는 수 [m] 정도의 크기를 가지는 큰 교란 덩어리를 나타낸다. 대기의 교란상태를 나타내는 굴절률 구조함수는 고도에 따라 그 값이 변하나, Tatarski에 의하면 일반적으로 약한 교란상태에서는 $10^{-17} [m^{-23}]$ 값을, 강한 교란상태에서는 $10^{-12} [m^{-23}]$ 정도의 값을 가진다[2, 10].

3. 부호 간 간섭

교란 대기를 통해 광 펄스가 전송될 때, 수신된 펄스는 교란 대기 효과로 인해 펄스 분산이 발생하며, 결국 이로 인해 부호 간 간섭이 발생하여 비트 오류율을 증가시켜 전송률을 감소시킨다. 따라서, 비트 오류율과 전송률 저하에 심각한 영향을 미치는 부호 간 간섭에 대해 고찰하기 위해 본 절에서는 시간적 모멘트 함수를 이용하여 광 펄스의 분산 정도를 유도하고, 그로부터 부호 간 간섭을 구하였다. 교란 대기 공간을 통해 광 펄스가 전송될 때 펄스 분산을 구하기 위해, 반송파 주파수 ω_0 로 변조된 입력 펄스는 다음 식으로 표현될 수 있다.

$$u_i(t) = a_i(t) \exp(j\omega_0 t) \quad (2)$$

여기서, $a_i(t)$ 는 입력 펄스 모양을 나타낸다. 만약 수신된 펄스의 복소 포락선이 $a_o(t)$ 라면, 수신단에서의 출력 펄스는 다음 식으로 표현될 수 있다.

$$v_o(t) = a_o(t) \exp(j\omega_0 t) \quad (3)$$

식 (2)의 입력 펄스 신호의 푸리에 변환은 다음 식으로 표현된다.

$$\begin{aligned} V_i(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} u_i(t) \exp(-j\omega t) dt \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} a_i(t) \exp[-j(\omega - \omega_0)t] dt \\ &= A_i(\omega - \omega_0) \end{aligned} \quad (4)$$

여기서, $A_i(\omega)$ 는 입력 신호의 진폭 $a_i(t)$ 의 푸리에 변환을 나타낸다. 동일한 방법에 의해 식 (3)의 출력신호에 대한 푸리에 변환은 다음 식으로 된다.

$$\begin{aligned} V_o(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} v_o(t) \exp(-j\omega t) dt \\ &= A_o(\omega - \omega_0) \end{aligned} \quad (5)$$

여기서, $A_o(\omega)$ 는 출력 펄스의 복소 포락선에 대한 푸리에 변환이다.

교란 대기 공간을 통해 전송된 출력 신호의 복소 포락선은 대기 교란의 영향으로 다음 식과 같이 표현할 수 있다.

$$\begin{aligned} a_o(r, z; t) &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} A_i(\omega) U(r, z; \omega + \omega_0) \\ &\quad \times \exp(j\omega t) d\omega \end{aligned} \quad (6)$$

여기서, $U(r, z; \omega)$ 는 대기 교란 상태에서의 전자파의 복소 진폭을 나타내며, r 는 광원으로부터 전파 거리 z 지점의 횡단면에 존재하는 위치 벡터이다.

광 펄스의 분산을 구하기 위해, n 차 모멘트는 다음 식으로 표현된다[11].

$$\begin{aligned} \langle M^n(r, z) \rangle &= \int_{-\infty}^{\infty} \langle a_o(r, z; t) t^n a_o^*(r, z; t) \rangle dt \\ n &= 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \quad (7)$$

여기서, $\langle \rangle$ 와 $*$ 는 각각 앙상블 평균과 공액복소수를 나타낸다.

이제, 식 (6)을 식 (7)에 대입하고, 관계식

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} t^n \exp(j\omega t) dt &= 2\pi(-j)^n \delta(\omega)^{(n)}, \\ \int_{-\infty}^{\infty} \delta(\omega)^n f(\omega) d\omega &= (-1)^n \frac{\partial^n f(\omega)}{\partial \omega^n} \Big|_{\omega=0} \end{aligned} \quad (8)$$

을 이용하면(여기서, $\delta(\omega)^{(n)}$ 는 n 차 Dirac 델타 함수), n 차 모멘트는 다음 식으로 된다.

$$\langle M^{(n)}(r, z) \rangle = \frac{j^n}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\partial^n}{\partial \omega_d^n} A_i(\omega_c + \frac{\omega_d}{2}) A_i^*(\omega_c - \frac{\omega_d}{2}) \times \Gamma_2(\mathbf{r}, \omega_c + \omega_0, \omega_d) \right]_{\omega_d=0} d\omega_c, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (9)$$

여기서, $\Gamma_2(\mathbf{r}, \omega_c + \omega_0, \omega_d)$ 는 두 주파수 ω_1, ω_2 에 대한 상호 코히어런스 함수로 다음 식으로 정의된다[7, 12].

$$\Gamma_2(\mathbf{r}, z; \omega_c + \omega_0, \omega_d) \equiv \langle U(\mathbf{r}, z; \omega_1) U^*(\mathbf{r}, z; \omega_2) \rangle \quad (10)$$

여기서, $\omega_c = \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2)$ 이고 $\omega_d = \omega_1 - \omega_2$ 이다.

식(9)에서 1차($n=1$) 모멘트는 z (광원으로부터 전송된 거리) >0 인 지점에서 평균 도착 시간을 나타내고, 2차($n=2$) 모멘트는 펄스의 퍼짐을 나타내는 자승 평균 펄스폭과 관련이 있으므로, 수신단에서 광 펄스의 퍼짐을 나타내는 분산은 다음 식으로 주어진다[7, 11].

$$\sigma_b^2 = \frac{\langle M^{(2)} \rangle}{\langle M^{(0)} \rangle} - \left(\frac{\langle M^{(1)} \rangle}{\langle M^{(0)} \rangle} \right)^2 \quad (11)$$

만약 입력 펄스 파형이 가우시안 펄스라면, 가우시안 입력 펄스 파형은

$$a_i(t) = \exp(-t^2/T_0^2) \quad (12)$$

로 표현되고, 식 (12)의 푸리에 변환은 다음 식으로 된다.

$$A_i(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-t^2/T_0^2) \exp(-j\omega t) dt = \sqrt{\pi} T_0 \exp\left(-\frac{1}{4}\omega^2 T_0^2\right) \quad (13)$$

이 신호는 $\exp(-1)$ 로 정의되는 반 스펙트럼 폭 $\Delta\omega/2=2/T_0$ 를 가진다. 수신기 평면에서의 시준 빔에 대한 두 주파수 상호 상관함수는 다음 식으로 구해진다[7].

$$\Gamma_2(\mathbf{r}, z, \omega_c + \omega_0, \omega_d) = \exp\left(-\frac{2r^2}{W_0^2}\right) \exp\left(-\alpha\omega_d^2 - j\frac{z}{c}\omega_d\right) \quad (14)$$

여기서, W_0 는 가우시안 빔의 초기 빔 반경이고, c 는 광속이고, α 는 다음 식으로 주어진다.

$$\alpha = \frac{0.3908 C_n^2 z L_0^{5/3}}{c^2} \quad (15)$$

식 (13)과 식 (14)를 식 (9)에 대입하면 0차, 1차, 2차 모멘트는 각각 다음 식으로 구해진다.

$$\langle M^{(0)} \rangle = \frac{1}{2\pi} (\sqrt{\pi} T_0)^2 \exp\left(-\frac{2r^2}{W_0^2}\right)$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{T_0^2 \omega_c^2}{2}\right) d\omega_c \quad (16)$$

$$\langle M^{(1)} \rangle = \frac{1}{2\pi} (\sqrt{\pi} T_0)^2 \left(\frac{z}{c}\right) \exp\left(-\frac{2r^2}{W_0^2}\right) \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{T_0^2 \omega_c^2}{2}\right) d\omega_c \quad (17)$$

$$\langle M^{(2)} \rangle = \frac{1}{2\pi} (\sqrt{\pi} T_0)^2 \exp\left(-\frac{2r^2}{W_0^2}\right) \times \left(\frac{T_0^2}{4} + \left(\frac{z}{c}\right)^2 + 2\alpha\right) \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{T_0^2 \omega_c^2}{2}\right) d\omega_c \quad (18)$$

이제, 식 (16)-(18)을 식 (11)에 대입하면 분산은 다음 식으로 구해진다.

$$\sigma_b^2 = \frac{T_0^2}{4} + 2\alpha \quad (19)$$

따라서, 펄스 퍼짐은 입력 펄스의 폭으로부터 퍼지므로 다음 식과 같이 된다.

$$T_w = \sqrt{4\sigma^2} = (T_0^2 + 8\alpha)^{1/2} \quad (20)$$

즉, 식 (20)으로부터 교란 대기 채널을 통해 전송되는 광 가우시안 펄스의 폭 퍼짐 정도를 알 수 있으므로 부호 간 간섭은 다음 식과 같이 구해진다.

$$ISI = \exp\left[-\left(\frac{\sqrt{2}t}{(T_0^2 + 8\alpha)^{1/2}}\right)^2\right]_{t=T_0} \quad (21)$$

4. 수치해석 및 결과 고찰

본 절에서는 교란 대기를 통해 전송되는 가우시안 펄스의 교란 대기상태라 따른 부호 간 간섭에 대해 수치 해석하고 그 결과를 고찰한다. 수치해석을 위해 본 논문에서는 현재 일반적인 광통신용 파장인 1.55[μm]를 사용하였으며, 작은 교란 덩어리의 크기(l_0)는 1[mm], 큰 교란 덩어리 크기(L_0)는 1[m]로 하였다. 그리고, 대기 교란 상태를 나타내는 굴절률 구조 상수(C_n^2)의 값은 약한 교란 상태인 $10^{-17}[\text{m}^{-2/3}]$ 부터 강한 교란 상태인 $10^{-12}[\text{m}^{-2/3}]$ 까지 하였으며, 전송속도는 10[Gbps](즉, 펄스폭은 100[psec])로 전송거리는 5[km], 10[km], 20[km], 및 40[km]에 대해 수치해석하였다. 그 결과가 그림 1, 2에 나타나있다.

그림 1은 교란 대기의 상태에 따른 부호 간 간섭 정도를 나타낸다. 그림 1로부터 교란 정도가 심할수록, 그리고 전송거리가 길어질수록 부호 간 간섭이 점차적으로 증가함을 알 수 있다. 특히, 그림 1에서 알 수 있듯이 $10^{-15}[\text{m}^{-2/3}]$ 이하의 교란 대기 상태에서는 부호 간

간섭이 거의 일어나지 않아 광 가우시안 펄스가 원만히 전송될 수 있음을 알 수 있다. 그러나, 중간 교란 상태인 $10^{-14} [m^{-2/3}]$ 에서는 적은 부호 간 간섭이 일어나기 시작하여 $10^{-13} [m^{-2/3}]$ 에서 전송에 영향을 줄만큼 부호 간 간섭이 일어나고, 강한 교란 상태인 $10^{-12} [m^{-2/3}]$ 에서는 신호가 제대로 전송되기 힘들만큼 대단히 큰 부호 간 간섭이 발생함을 알 수 있다. 이러한 교란상태 하에서의 부호 간 간섭 정도를 퍼센트 값으로 표 1에 나타내었다. 이 표로부터 알 수 있듯이 $10^{-15} [m^{-2/3}]$ 이하의 대기 교란 상태에서는 부호 간 간섭 정도가 14[%] 이하로 초기의 입력 펄스의 부호 간 간섭인 13.5[%]와 거의 유사하여 전송이 가능하지만 중간 교란 상태인 $10^{-14} [m^{-2/3}]$ 에서는 10[km] 정도의 짧은 전송거리에서는 전송이 가능할 정도의 부호 간 간섭이 발생하나, $10^{-13} [m^{-2/3}]$ 일때 40[km] 이상의 전송거리에서는 약 50[%]의 부호 간 간섭이 발생하여 전송이 어려움을 알 수 있다. 강한 교란 상태인 $10^{-12} [m^{-2/3}]$ 에서는 10[km]이상의 전송거리에서 70[%] 이상의 부호 간 간섭으로 제대로 정보가 전송되기 불가능함을 알 수 있다.

그림 2는 교란 대기 공간을 통해 각각 5[km], 20[km] 전송되었을 때, 전송된 펄스의 정규화 강도를 나타내어 $t=T_0$ 에서 대기 교란 상태에 따른 부호 간 간섭의 정도를 나타낸다. 그림 2 (a)와 (b)에서 보듯이 교란 상태가 $10^{-14} [m^{-2/3}]$ 경우에서는 부호 간 간섭 정도가 각각 14.1[%](초기 입력 펄스의 1.04배), 16.0[%](초기 입력 펄스의 1.19배)로 초기 입력 펄스와 거의 같은 정도의 부호 간 간섭을 가지므로 거의 펄스 퍼짐이 없어 정보 전송이 가능함을 알 수 있다. 교란 상태가 $10^{-13} [m^{-2/3}]$ 일 경우, 그림 2 (a)의 5[km] 전송거리에서는 부호 간 간섭이 19.5[%]로 입력 펄스의 부호 간 간섭 13.5[%]에 비해 약 1.44배 증가하였지만, 그림 2(b)의 20[km] 전송거리에서는 부호 간 간섭이 34.9[%]로 입력 펄스

의 부호 간 간섭 13.5[%]에 비해 약 2.6배 정도 부호 간 간섭이 심하여 펄스 퍼짐이 확연히 있음을 알 수 있다. 특히, $10^{-12} [m^{-2/3}]$ 인 강한 교란 상태에서는 그림 2 (a)로부터 5[km]의 전송거리에서도 54[%](초기 입력 펄스의 4배)의 비교적 강한 부호 간 간섭이 발생하며, 그림 2 (b)로부터 20[km] 이상의 전송거리에서는 82[%](초기 입력 펄스의 6.07배)의 부호 간 간섭으로 인해 아주 넓은 펄스 퍼짐이 발생함을 알 수 있다.

그림 3에는 교란 대기 공간을 통해 전송되는 1011 가우시안 펄스가 나타나있다. 그림 3 (a)는 송신기에 송출되는 1101 가우시안 펄스를 나타내며, 여기서 펄스의 폭(T_0)은 100[psec]이다. 그리고, 그림 3 (b), (c)는 각각 전송거리 5[km], 20[km]에서 교란 대기 상태가 $10^{-14} [m^{-2/3}]$, $10^{-13} [m^{-2/3}]$, $10^{-12} [m^{-2/3}]$ 일 때, 전송된 가우시안 1011 펄스를 나타낸다. 그림 3 (b), (c)로부터 $10^{-13} [m^{-2/3}]$ 이하의 교란 상태에서도 1011 가우시안 펄스가 비교적 정확히 전송됨을 알 수 있다. 그러나, $10^{-12} [m^{-2/3}]$ 의 강한 교란 상태에서는 펄스폭이 넓어져 1101이 아니라 거의 1111의 정보가 수신단에 수신되어, 결국 원래의 정보가 아닌 다른 정보가 수신됨으로써 정확한 통신

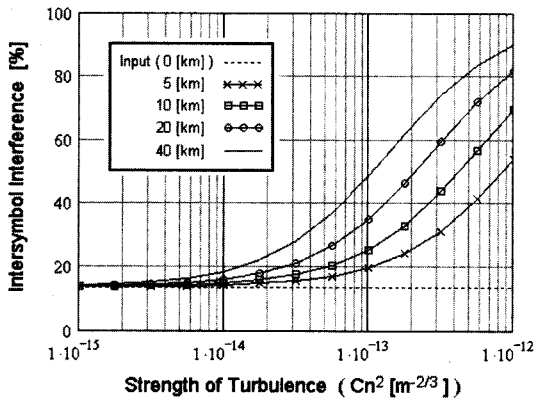
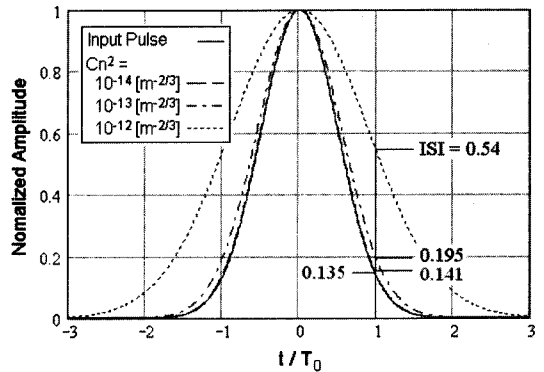
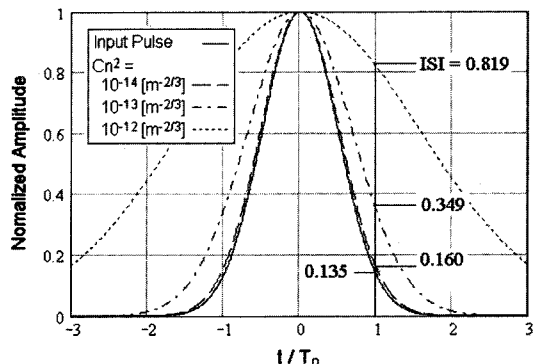


그림 1. 교란 대기 상태에 따른 부호 간 간섭

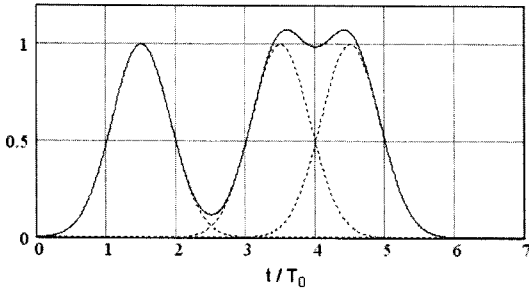


(a) 5 [km]

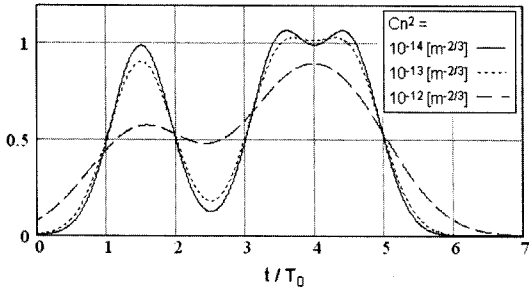


(b) 20 [km]

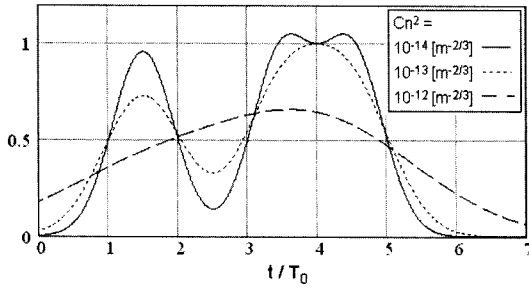
그림 2. 교란 대기 상태에 따른 정규화 강도



(a) 초기 전송 펄스



(b) 5 [km]



(c) 20 [km]

그림 3. 교란 대기를 통해 전송된 광 가우시안 1011 펄스

이 불가능함을 알 수 있다.

5. 결 론

디지털 펄스 신호가 통신 채널을 통해 전송될 때 펄스는 여러 가지 원인으로 인해 찌그러짐이 발생하며, 이러한 찌그러짐으로 인해 비트 오류가 발생하여 정보가 제대로 전송되지 못하게 된다. 이러한 펄스의 찌그러짐을 일으키는 중요한 인자는 감쇠와 퍼짐이다. 감쇠는 아날로그 통신에, 퍼짐은 디지털 통신에서 중요한 인자로 작용한다. 현재의 통신시스템은 디지털 통신이 주도하므로 본 논문에서는 디지털 정보 신호가 광 무선 채널인 대기 공간을 통해 전송될 때, 교란 대기의 영향으로 인해 전송률과 비트오류률이 가장 영향을 미치는 인자인 펄스의 분산을 구함으로써 인접 부호 간 간섭을

표 1. 전송거리와 대기 교란 상태에 따른 부호 간 간섭[%]

전송거리	10^{-17} [m ^{-2/3}]	10^{-16} [m ^{-2/3}]	10^{-15} [m ^{-2/3}]	10^{-14} [m ^{-2/3}]	10^{-13} [m ^{-2/3}]	10^{-12} [m ^{-2/3}]
5[km]	13.5	13.5	13.6	14.1	19.5	54.0
10[km]	13.5	13.5	13.7	14.8	25.2	69.5
20[km]	13.5	13.6	13.8	16.0	34.9	81.9
40[km]	13.5	13.6	14.0	18.4	49.0	90.0

구하고, 교란상태와 전송거리에 대해 수치해석함으로써 인접 신호간의 부호 간 간섭 정도를 분석하였다. 그 결과, 비교적 중간 교란 상태 (10^{-14} [m^{-2/3}]이하)에서는 부호 간 간섭 정도가 전송거리 5[km]에서는 14.1[%](초기 입력 펄스의 1.04배), 20[km]에서는 16.0 [%](초기 입력 펄스의 1.19배)로 초기 입력 펄스와 거의 같은 정도의 부호 간 간섭을 가지므로 거의 펄스 퍼짐이 없어 정보 전송이 가능함을 알 수 있었다. 그러나, 강한 교란 상태가 10^{-13} [m^{-2/3}]일 경우, 5[km] 전송거리에서는 부호 간 간섭이 19.5[%]로 입력 펄스의 부호 간 간섭 13.5[%]에 비해 약 1.44배 증가하였지만 20[km] 전송거리에서는 부호 간 간섭이 34.9[%]로 입력 펄스의 부호 간 간섭 13.5[%]에 비해 약 2.6배 정도 부호 간 간섭이 심하여 펄스 퍼짐이 확연히 있음을 알 수 있어 정확한 정보 전송이 쉽지 않음을 알 수 있다. 특히, 10^{-12} [m^{-2/3}]인 아주 강한 교란 상태에서는 5[km]의 전송거리에서도 54[%](초기 입력 펄스의 4배)의 비교적 강한 부호 간 간섭이 발생하며, 20[km] 이상의 전송거리에서는 82[%](초기 입력 펄스의 6.07배)의 부호 간 간섭으로 인해 아주 넓은 펄스 퍼짐이 발생함으로써 10[Gbps]대의 초고속 무선 광통신이 불가능함을 보여준다. 이상의 결과들은 미래 무선 광통신시스템의 설계 데이터로 유용하게 활용될 수 있을 것이며, 앞으로 이러한 문제를 해결할 수 있는 교란 보상방법에 대한 연구가 진행되어야 할 것이다.

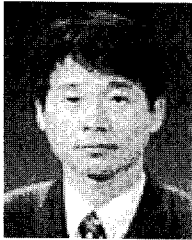
참고문헌

- [1] J. Lesh, "Free space laser communications", The IEEE conference on Lasers and Electro Optics(CLEO) '99, pp. 316, 1999.
- [2] M. A. Al-Habash, L. C. Andrews, and R. L. Phillips, "Mean Fade Time of an Optical Communication Channel Under Moderate-To-Strong Atmospheric Turbulence", Proc. of SPIE The Int. Soc. for Opt. Eng., Vol. 3914, pp. 468-476, 2000.
- [3] Christopher C. Davis, and Igor I. Smolyaninov, "The Effect of Atmospheric turbulence on Bit-Error-Rate in

- an On-Off-Keyed Optical Wireless System”, Proc. of SPIE The Int. Soc. for Opt. Eng., Vol. 4489, pp. 126-137, 2002.
- [4] William K. Pratt, Laser Communication Systems, John Wiley & Sons, Inc., 1969.
- [5] Timothy L. Grotzinger, “The effects of atmospheric conditions on the performance of free-space infrared communications”, Proc. of SPIE Free-Space Laser Communication Technologies III, Vol. 1417, pp. 484-495, 1991.
- [6] C. Y. Young, A. Ishimaru, and L. C. Andrews, “Two-frequency mutual coherence function of a Gaussian beam pulse in weak optical turbulence: an analytic solution”, Appl. Opt., Vol. 35, No. 33, pp. 6522-6526, 1996.
- [7] Cynthia Y. Young, Larry C. Andrews, and Akira Ishimaru, “Time-of-arrival fluctuations of a space-time Gaussian pulse in weak optical turbulence: an analytic solution”, Appl. Opt., Vol. 37, No. 33, pp. 7655-7660, 1998.
- [8] Sherman Karp, Robert M. Gagliardi, Steven E. Moran, and Larry B. Stotts, Optical Channels, Plenum Press, New York, 1988.
- [9] Akira Ishimaru, Wave Propagation and Scattering in Random Media, Vol. 1-2, Academic Press, Inc., 1978.
- [10] V. I. Tatarski, Wave Propagation in a Turbulent Medium, McGraw-Hill, New York, 1961.
- [11] C. H. Liu and K. C. Yeh, “Propagation of pulsed beam waves through turbulence, cloud, rain, or fog”, J. Opt. Soc. Am., Vol. 67, No. 9, pp. 1261-1266, 1977.
- [12] Shin Tsy Hong, I. Sreenivasiah, and Akira Ishimaru, “Plane Wave Pulse Propagation Through Random Media”, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. AP-25, No. 6, pp. 822-828, 1977.

이 창 원(Chang-Won Lee)

[정회원]



- 1984년 2월 : 단국대학교 전자공학과 (공학사)
- 1997년 8월 : 호서대학교 전자공학과 (공학석사)
- 1998년 3월~현재 : 호서대학교 전자공학과 박사과정
- 1995년 3월~2000년 2월 : 안성여자기능대학 전자과 조교수
- 2000년 3월~2005년 현재 : 청주기능대학 전자과 부교수

<관심분야>

광무선통신, WDM 광통신, 광전자공학

정 진 호(Jin-Ho Jung)

[정회원]



- 1980년 2월 : 건국대학교 전자공학과 (공학사)
- 1982년 2월 : 건국대학교 전자공학과 (공학석사)
- 1989년 2월 : 건국대학교 전자공학과 (공학박사)
- 2003년 1월~2004년 1월 : 미 테네시주립대학교 방문교수
- 1987년 3월~현재 : 호서대학교 전기정보통신공학부 전자공학과 교수

<관심분야>

광무선통신, WDM 광통신, 광전자공학, 집적광학, 광센서공학