

增益噪声对光孤子通信系统码率 距离积的限制*

杨祥林 陈 健

东南大学电子学系, 南京 210018

1992 年 1 月 29 日收到

在采用周期性能量补偿的全光孤子通讯系统中, 比特率距离积受到孤子脉冲到达时间的 Gordon-Haus 效应的限制. 本文讨论有损光纤中微扰对孤子群速度偏移的影响, 分析集中式和分布式能量补偿方式下, 增益噪声引起的孤子到达时间抖动, 并由此得出系统的极限比特率距离积的大小. 分析结果表明: 在实际系统中, 分布式能量补偿方式下系统极限比特率距离积一般要比集中式能量补偿方式下的高出一倍以上.

PACC: 4280W; 4280S; 4280; 4265

一、引 言

采用周期能量补偿的全光孤子通讯系统已被公认为最有前途的通讯方式之一^[1,2]. 近年来, 在理论^[3,4]和实验^[5,6]研究上均已取得了重大进展. 研究发现, 由于在能量相干放大过程中自发发射噪声的出现, 限制了系统比特率距离积的大小. Gordon 和 Haus 对这一限制进行过研究^[7]. 然而, 他们的分析是以无损光纤中标准孤子传输为出发点, 同时也没有具体讨论补偿方式的不同而产生的影响. 本文将讨论有损光纤中微扰机制的引入对孤子群速度偏移产生的影响为出发点, 分析集中式和分布式两种能量补偿方式下孤子到达时间的抖动, 求出系统的极限通讯容量, 并且采用了与 Mollenauer^[8]不同的误码率判据, 所得的结果比 Gordon-Haus 的结果更为完善, 更符合实际.

二、有损光纤中微扰机制引起的孤子群速偏移

在有损单模光纤中, 准单色电磁波可采用与复电场幅度成正比的无尺度标量函数 $u(z, t)$ 来表示, 其功率 P 可由

$$P = P_c |u|^2 \quad (1)$$

来表示, 式中 P_c 为功率单位量. 无尺度标量函数 $u(z, t)$ 由色散关系:

$$K = K_0 + K'Q + \frac{1}{2} K''Q^2 + K_2P + i\gamma \quad (2)$$

* 国家自然科学基金资助的课题.

所决定的非线性薛定谔方程^[1,7]

$$i \frac{\partial u}{\partial z} + iK' \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{2} K'' \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + K_2 |u|^2 u + i\gamma u = 0 \quad (3)$$

求得,式中系数 K_2 和 γ 分别用来描述非线性项和损耗项的大小,假定 $\Omega = \omega - \omega_0$ 为频率偏离量, ω_0 为中心频率。利用

$$s = \frac{t - k'_0 z}{t_c}, \quad (4a)$$

$$\xi = \frac{z}{z_c}, \quad (4b)$$

对(3)式进行归一化,且使时间单位量 t_c 、长度单位量 z_c 和 k_2 满足:

$$k'' = -t_c^2/z_c, \quad (5a)$$

$$k_2 = (z_c \rho_c)^{-1} \quad (5b)$$

的关系,可得的归一化形式:

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial s^2} + |u|^2 u = -i\Gamma u, \quad (6)$$

式中 $\Gamma = \gamma z_c$ 表示在单位归一化长度上光纤损耗的大小。小损耗情形下这一方程的微扰解为^[8,9]

$$u_i(s, \xi) = \eta \operatorname{sech}(\eta s - q) \exp(-i\Omega s + i\phi), \quad (7)$$

式中

$$\eta = u_0 \exp(-2\Gamma\xi), \quad (8a)$$

$$\phi = \phi_0 - \frac{\Omega^2}{2} \xi + \sigma, \quad (8b)$$

$$q = q_0 - \eta\Omega\xi, \quad (8c)$$

$$\sigma = \frac{u_0^2}{8\Gamma} (1 - \exp(-4\Gamma\xi)), \quad (8d)$$

参数 u_0, ϕ_0 和 q_0 均为常数。

当孤子场 u_i 上叠加上一个微扰电场 δu 时,由(6)式所决定的电场能量 w 和动量 w_v 分别为

$$w = \int |u|^2 ds = 2\eta + 2\operatorname{Re} \int u_i^* \delta u ds + \int |\delta u|^2 ds, \quad (9a)$$

$$w_v = \operatorname{Im} \int \frac{\partial u^*}{\partial s} u ds = 2\eta\Omega + 2\operatorname{Im} \int \frac{\partial u_i^*}{\partial s} \delta u ds + \operatorname{Im} \int \left(\frac{\partial}{\partial s} \delta u^* \right) \delta u ds, \quad (9b)$$

式中 $u = u_i + \delta u$ 为孤子场和微扰场的合成场。(9)式中 δu 的一阶项出现的唯一可能是由于孤子本身发生了变更,因为 δu 的非孤子成分是不可能一直对守恒量 w 和 w_v 产生持续一阶作用的。对(9)式进行一阶近似可得

$$\delta\eta = \operatorname{Re} \int u_i^* \delta u ds, \quad (10a)$$

$$\delta(\eta\Omega) = \operatorname{Im} \int \frac{\partial u_i^*}{\partial s} \delta u ds. \quad (10b)$$

由(2)和(4)式可知,归一化群速的倒数

$$\nu_g^{-1} = -Q. \quad (11)$$

综合(7),(10)和(11)式,可得

$$\delta \nu_g^{-1} = -\delta Q = \text{Im} \int \tanh(\eta s - q) u_s^* \delta u ds. \quad (12)$$

从(12)式可见,噪声 δu 的引入必将引起群速 ν_g 的抖动,导致脉冲中心位置或到达探测端时间的抖动,在脉冲检测中出现误码。

三、噪声引起的脉冲中心的抖动

在孤子通讯系统中,为了实现信息的高速长距离传输,必须在系统中每隔一定距离插入一孤子脉冲的放大整形机构(即中继器)。在引入放大机制的同时也伴随引入了包含放大自发辐射噪声在内的各种噪声。若放大器的带宽比孤子的谱宽大得多,则可认为这种噪声具有白噪声特性,且其统计特性满足高斯分布。一般来说,一个功率增益为 G 的宽带放大器的输出端每一模态上增加的最小平均噪声光子数为 $G - 1$ ^[7]。这一噪声的出现将使脉冲的中心产生抖动。

由(12)式可以推断出:当噪声场 δu 的某一个分量 δu_1 的形式满足

$$\delta u_1 = i a u_s \tanh(\eta s - q) \quad (13)$$

时,它才可能对 Q 产生扰动,这里 a 表示噪声幅度(实数)大小的参数。得出这一结论的根据在于:如果(13)式所示的函数可作为一组正交完备模式中的一个分量来看待,所有其它分量均与之正交,因而对(12)式的结果并不产生影响。将(13)式代入到(12)式中,并注意经过放大器后脉冲得到了功率增益为 G 的放大,则

$$\delta Q = a G \int \tanh^2(\eta s - q) |u_s|^2 ds = \frac{2}{3} a \eta G. \quad (14)$$

另外,由于对 Q 产生扰动的 δu 中所含的平均噪声光子数为 $(G - 1)/2$,则

$$(G - 1)/2 = \left\langle \int |\delta u|^2 ds \right\rangle N_0 = \frac{2\eta}{3} N_0 G \langle a^2 \rangle, \quad (15)$$

式中 N_0 表示单位能量所含的光子数,且

$$N_0 = \frac{\rho_e \epsilon_c}{\hbar \omega}. \quad (16)$$

将(15)式代入(14)式,可得

$$\langle \delta Q^2 \rangle = \frac{(G - 1) G \eta}{3 N_0}. \quad (17)$$

可见,孤子脉冲经过光放大器后所产生的群速偏移决定于光纤损耗、放大器增益和光子密度的大小,由孤子的群速偏移可以计算出脉冲中心的抖动。对于不同的能量补偿方式而言, Γ , G 和 N_0 对群速漂移的影响是不同的:

1) 集中式补偿放大 对于集中式放大器,它仅对脉冲的幅度进行放大,而脉冲的宽度在放大前后并不发生变化,放大器的功率增益一般取 $G \approx \exp(2\Gamma \xi_1)$,则由(17)式可得

$$\langle \delta Q^2 \rangle = \frac{u_0 [\exp(2\Gamma\xi_1) - 1]}{3N_0}, \quad (18)$$

式中 ξ_1 为中继器之间的归一化距离。若在整个孤子通讯系统中有 N 个中继段, 则孤子到达接收端时间的总偏移为

$$\delta s = - \sum_n \delta Q_n (L_\xi - n\xi_1),$$

其中 $-\delta Q_n$ 为第 n 个中继器上孤子群速度倒数的偏移量, 整个系统的归一化长度 $L_\xi = (N+1)\xi_1$ 。因为在各段上孤子速度偏移量均为独立无关随机变量, 则利用(18)式可得

$$\langle \delta s^2 \rangle = \frac{u_0 (e^{2\Gamma\xi_1} - 1)}{18\xi_1 N_0} L_\xi (L_\xi - \xi_1) (L_\xi + 2 - \xi_1). \quad (19)$$

因为 $L_\xi \gg \xi_1$, 则

$$\langle \delta s^2 \rangle \approx \frac{u_0 L_\xi^3}{9N_0 \xi_1} (e^{2\Gamma\xi_1} - 1). \quad (20)$$

上式指出了在集中式放大补偿条件下, 孤子脉冲到达接收端时, 脉冲中心位置的漂移量。

2) 分布式补偿放大 对于分布式放大器, 脉冲在幅度得到放大的同时, 脉宽也得到了压缩, 而且在能量补偿过程中脉冲是绝热缓变的。这种系统中, 噪声也是分布地引入的, 它在系统中的某一点 ξ 和 $\xi + d\xi$ 之间对孤子脉冲的群速倒数产生的偏移为

$$d\langle Q^2 \rangle = \frac{u_0 g_{\text{eff}}}{3N_0} d\xi, \quad (21)$$

式中 g_{eff} 为系统中 ξ 处单位长度上的功率增益因子。对于具有 N 个中继段的系统来说, 在输出端脉冲中心位置的偏移为

$$\langle \delta s^2 \rangle = \int_0^{L_\xi} (L_\xi - \xi)^2 \cdot \frac{u_0 g_{\text{eff}}}{3N_0} d\xi, \quad (22)$$

式中 $L_\xi (=N\xi_1)$ 为系统的归一化长度。因为对处于各中继段上某一相同位置来说, 其 g_{eff} 的值应相等, 即 g_{eff} 是周期为 ξ_1 的周期函数, 则

$$\langle \delta s^2 \rangle = \frac{u_0}{3N_0} \int_0^{\xi_1} g_{\text{eff}} \left(\sum_{i=1}^N (\xi_0 - \xi + (N-i)\xi_0)^2 \right) d\xi. \quad (23)$$

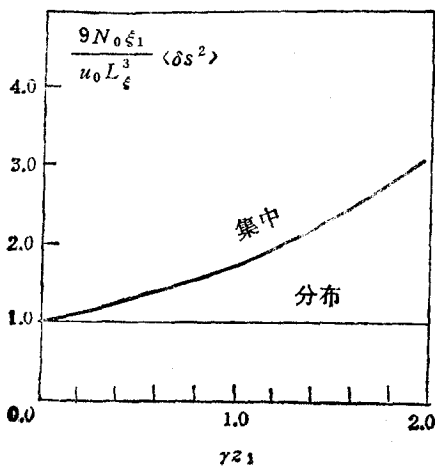


图 1

显然, 要对(23)式进行精确求解是困难的, 但在 $L_\xi \gg \xi_1$ 时, 可作如下的近似估计:

$$\langle \delta s^2 \rangle \approx \frac{u_0 L_\xi^3}{9N_0 \xi_1} \int_0^{\xi_1} g_{\text{eff}} d\xi. \quad (24)$$

适当选择 g_{eff} 的值, 使各中继段上的损耗刚好得到补偿, 即

$$\int_0^{\xi_1} g_{\text{eff}} d\xi = 2\Gamma\xi_1, \quad (25)$$

则(24)式变为

$$\langle \delta s^2 \rangle = \frac{2\Gamma u_0 L_\xi^3}{9N_0}. \quad (26)$$

上式表明在分布式补偿情形下, 在接收端脉冲中心位置产生的抖动的大小, 图 1 示出参数 Γ ,

u_0 , L_s 和 N_0 相同条件下, 分布式补偿和集中式补偿系统中增益噪声所产生的脉冲中心的抖动. 由图 1 可见, 分布式补偿方式下脉冲中心的抖动较小, 且与中继距离长短无关. 集中式补偿方式下脉冲中心的抖动较大, 且与中继距离与损耗大小有着密切的关系.

四、增益噪声对比特率距离积的限制

从上面的讨论可知, 无论是集中式能量补偿系统还是分布式能量补偿系统, 均会由于增益噪声的存在而导致孤子到达接收端的时间抖动, 从而有可能出现误码, 限制了系统的比特率距离积. 下面分析这一问题.

1. 误码率问题

在孤子通讯系统中, 接收端脉冲的幅度检测属于强信号检测范畴, 不会出现由噪声而引起的幅度抖动误码, 误码的唯一来源是脉冲到达时间的抖动. Mollenauer 的误码率公式^[4]是讨论不含信息的孤子序列中脉冲落在接收端与之相应的探测窗外而探测不到的情形. 在载荷信息的孤子序列中, 信息是通过孤子脉冲的有无来表示的, 每一定位置上脉冲的有无是等概率的. 接收端的某一定时刻上, 误码出现的根本原因是, 本该有脉冲时而脉冲却落在探测窗外, 以及本该无脉冲时而却有其它孤子脉冲落在该探测窗内. 假设脉冲的到达时间的抖动满足高斯分布特性, 则接收端检测到脉冲的误码率大小应为

$$P_e = \frac{1}{2} \cdot \frac{2}{\sqrt{2\pi\langle\delta s^2\rangle}} \int_{s_w}^{\infty} \exp\left(-\frac{y^2}{2\langle\delta s^2\rangle}\right) dy + \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{2}{\sqrt{2\pi\langle\delta s^2\rangle}} \sum_{i=1}^{\infty} \int_{iT-s_w}^{iT+s_w} \exp\left(-\frac{y^2}{2\langle\delta s^2\rangle}\right) dy, \quad (27)$$

式中 $2s_w$ 为检测窗的宽度, T 为相邻脉冲中心之间的时间间隔. 由(27)式可见, 接收到的脉冲误码率的最大值为

$$P_e = \frac{3}{2\sqrt{2\pi}} \int_a^{\infty} \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) dx, \quad (28)$$

式中 $a^2 = S_w^2/\langle\delta s^2\rangle$ 一般来说, 在有效的通讯系统中, 要求误码率要低于 10^{-9} . 根据(28)式可知, a 应当大于 6.05, 也就是说, $S_w^2 > 6.05^2\langle\delta s^2\rangle$.

2. 比特率距离积的上限

孤子通讯系统的比特率距离积的大小受限于系统能量补偿过程中增益噪声所引起的脉冲到达时间抖动的大小, 但是, 由于能量补偿方式的不同, 集中式补偿与分布式补偿所引起的限制是不相同的, 由上述的推导结果可得比特率距离积分别为

$$(RL)^3 = 0.06973 \frac{t_s t_w^2 R^3 A_{\text{eff}}}{h\gamma n_2 D} \frac{2\gamma z_1}{e^{2\gamma z_1} - 1} \quad (29a)$$

和

$$(RL)^3 = 0.06973 \frac{t_s t_w^2 R^3 A_{\text{eff}}}{h\gamma n_2 D}, \quad (29b)$$

式中所有的参量均为实际单位量, z_1 为相邻两中继器间的距离, R 为系统的比特率, t_w 为探测窗的半宽, $t_r = t_c \cdot \frac{1.763}{u_0}$ 为脉冲的 FWHM, A_{eff} 为光纤的有效芯截面积, h 为普

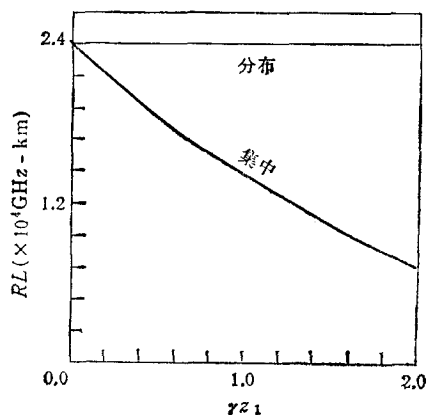


图 2

$\lambda = 1.56 \mu\text{m}$; $A_{\text{eff}} = 25 \mu\text{m}^2$; $r = 0.023 \text{km}^{-1}$;
 $D = 3 \text{ps/km/nm}$; $t_c R = 0.1$; $t_w R = 1/3$;

朗克常数, n_2 为 Kerr 系数, D 为群色散参数. 图 2 示出在文献[7]所示的参数下, 两者之间的差异. 由图 2 可见, 在分布式补偿方式下, 我们的计算结果与文献[7]的基本上相同, 而集中式补偿方式下比特率距离积将有所降低, 且随着中继段上损耗的增大而减小, 当 $rz_1 \geq 0.64$ (即当 $z_1 \geq 28 \text{km}$) 时, 分布式补偿方式下极限比特率距离积比之高出一倍以上.

五、结 论

本文讨论了采用集中式和分布式能量补偿方式的全光孤子通讯系统中增益噪声所引起的脉冲中心的抖动, 以及随之而产生的对系统比特率距离积的限制. 结果表明: 分布式补偿方式下比特率距离积的上限与文献[7]讨论的结果类似, 而集中式补偿方式下它随着中继段上的损耗增大而减小. 在实际系统中, 前者一般要比后者高出一倍以上.

- [1] L. F. Mollenauer *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-22**(1986), 157.
- [2] 杨祥林、赵阳, *电子科学学刊*, **11**(1989), 400.
- [3] H. Rubota *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-26**(1990), 262.
- [4] L. F. Mollenauer *et al.*, *J. Lightwave Technol.*, **9**(1991), 194.
- [5] L. F. Mollenauer *et al.*, *Opt. Lett.*, **13**(1988), 675.
- [6] N. A. Olsson *et al.*, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **2**(1990), 358.
- [7] J. P. Gordon and H. A. Haus, *Opt. Lett.*, **11**(1986), 665.
- [8] A. Hasegawa, Y. Kodama, *Proc. IEEE*, **69**(1981), 1145.
- [9] Yang Xiang-Lin, Zhao Yang, and Shan Xue-kang, *Scientia Sinica, Series A*, **33**(1990), 374.

LENGTH-BIT-RATE PRODUCT LIMIT DUE TO GAIN NOISE IN OPTICAL SOLITON COMMUNICATION SYSTEMS

YANG XIANG-LIN CHEN JIAN

Department of Radio-Electronics Southeast University, Nanjing 210018

(Received 29 January 1992)

ABSTRACT

The system's product of length with bit rate is limited by the Gordon-Haus effect of pulse arrival time in the all-optical soliton communication systems with energy compensated periodically. We analyze effect of perturbation on the group velocity shift in a lossy fiber, and jitter of the soliton arrival time caused by gain noise in a lumped or distributed energy compensated system. The maximum length-bit-rate product is thus estimated. The result shows that in a practical system the maximum length-bit-rate product in a distributed energy compensated system is generally over twice as much as that in a lumped one.

PACC:4280W; 4280S; 4280; 4265