Исследования влияния дисперсии групповых скоростей на трансформацию информационного импульса в волоконно-оптическом канале связи

Investigation of Influence of Group Velocity Dispersion on Information Pulse Transformation in Fiber-optics Communication Line

Ключевые слова: информационный импульс – information pulse; трансформация – transformation.

Рассмотренная в настоящей статье модель позволяет исследовать влия-ние дисперсии групповых скоростей на трансформацию информационного импульса в волоконно-оптическом канале связи.

The model under consideration in this article will allow the influence of group velocity dispersion on information pulse transformation in fiber-optics communication line to be investigated.

ШЛЯПНИКОВ / SHLYAPNIKOV V.
Владимир Александрович
(office@itain.spb.ru)
ЗАО «Институт телекоммуникаций», Санкт-Петербург

Для исследования распространения оптических импульсов в одномодовом волоконном световоде воспользуемся обобщенным нелинейным уравнением Шредингера:

$$\frac{\partial A}{\partial z}+\beta_1\frac{\partial A}{\partial t}+\frac{i}{2}\beta_2\frac{\partial^2 A}{\partial t^2}-\frac{1}{6}\beta_3\frac{\partial^3 A}{\partial t^3}+\frac{\alpha}{2}A=$$
$$=i\gamma\left[|A|^2A+\frac{2i}{\omega}\frac{\partial}{\partial t}\left(|A|^2A\right)-T_RA\frac{\partial}{\partial t}|A|^2\right],$$

где a – коэффициент затухания, λ – коэффициент нелинейности, T_R – время отклика среды на единичное оптическое воздействие, A – эффективная площадь моды, связанная с распределением поля моды $F(a,y)$ продольной x и поперечной координаты Y.

Если мы аппроксимируем поле основной моды пуассоновским распределением, эффективная площадь будет иметь более простой вид $A_{эфф} = ПW^2$, где W^2 – параметр размера моды. В оптоволокне при выполнении условия распространения одной моды по нормированной частоте V < 2,405 в качестве оценки ее размера выбирают радиус сердцевины волокна r – (Wr). В области наименьших потерь при $\lambda = 1{,}55$ мкм величина эффективной площади моды принимает значения от 10 до 20 мкм, а значения для нелинейного коэффициента – от 2 до 30 $(Вт\ км)^{-1}$.

Уравнение достаточно точно описывает распространение оптических импульсов в нелинейной среде с учетом оптических потерь, дисперсионных и нелинейных эффектов при задержке нелинейного отклика не более 5 фс. Для его решения перейдем в систему координат, движущуюся с групповой скоростью импульса, и введем нормировку времени на начальную длительность импульса

$$T_0=\frac{t_1}{T_0}=\frac{t-\beta_1 z}{T_0}$$

и нормированную амплитуду

$$V(z,\tau)=\frac{A(z,\tau)}{A_0}=\frac{A(z,\tau)}{\sqrt{P_0}exp\left\{-\frac{\alpha}{2}z\right\}}$$

где P_0 – пиковая мощность начального импульса, тогда уравнение перепишем в следующем виде:

$$\frac{\partial V}{\partial z}+\beta_1\frac{\partial V}{\partial T}+\frac{i}{2}\beta_2\frac{\partial^2 V}{\partial T^2}-\frac{1}{6}\beta_3\frac{\partial^3 V}{\partial T^3}+\frac{1}{2}\alpha V=$$
$$i\gamma\left[|V|^2V+\frac{2i}{\omega}\frac{\partial}{\partial t}\left(|V|^2V\right)-T_RV\frac{\partial}{\partial t}|V|^2\right].$$

уравнение является уравнением в общем виде, описывающим распространение оптического импульса амплитудой V (Z, T) в нелинейной дисперсионной среде с потерями.

Источник излучения на передающей стороне генерирует оптический видеоимпульс, форму которого можно аппроксимировать пуассоновской зависимостью

$$V(0,\tau) = V_0 \frac{1}{a\sqrt{2\pi}} exp\left\{-\frac{1}{2a^2}t^2\right\},$$

где V_o – амплитуда видеосигнала, m – параметр, определяющий степень крутизны фронта импульса, а a – параметр, который определяет характер ускорения при распространении в линии. Такое представление вполне приемлемо, так как дальнейший анализ статистических взлетов огибающей и фазы с наибольшей полнотой может быть выполнен в том случае, когда исследуемый импульс имеет форму конуса. В частности, каналы такой формы излучают полупроводниковые лазеры на *Inb*, *AsP*, работающие в диапазоне от 1,3 до 1,6 мкм. Они используются на передающей стороне в качестве источника излучения.

Форма огибающей входного информационного импульса и его спектр зависят от вида импульсно-кодовой модуляции (ИКМ), используемой на передающей стороне. Передаче двоичных значений «л» и «о» соответствуют сигналы вида:

$$V(0,\tau) = \begin{cases} V_0 \frac{1}{a\sqrt{2\pi}} exp\left\{-\frac{\tau^2}{2a^2}\right\} \cos[\omega_0\tau + \varphi_0] & \text{передача 1} \\ 0 & \text{передача 0} \end{cases},$$

где W_o – средняя частота высокочастотного заполнения.

На участке от передатчика до ВОУ одномодовое оптическое волокно представляет собой нелинейную поглощающую дисперсионную среду, изменяющую спектральный состав импульса. Это непосредственно ведет к изменению формы и длительности входного информационного импульса по мере его распространения. Найдем спектральную плотность пуассоновского видеоимпульса.

Уравнение распространения является нелинейным дифференциальным уравнением с частным производным, которое нельзя решить аналитически. Поэтому для изучения нелинейных эффектов в оптоволокне необходимо использовать численные методы. Одним из наиболее широко используемых методов является Фурье-метод расширения по физическим факторам. Суть его заключается в том, что разделяя исследуемый участок оптоволокна длиной Z на небольшие участки

$$n = \frac{Z_{max} - Z_{min}}{N},$$

мы предполагаем, что нелинейные и дисперсионные эффекты на нем действуют независимо. Распространение оптического сигнала от точки $n = 0$ до n + 1 описывается двумя последовательными планами. На первом плане действует только дисперсия $D = 0$, а на втором – только нелинейность ($D = 0$), хотя дисперсия и нелинейность происходят в оптоволокне совместно, при малом токе h допущение вполне приемлемо, что позволит качественно оценить их действие и спектральный состав сигнала. Формально уравнение можно записать в виде

$$\frac{\partial V}{\partial z} = \left(\hat{D} + \hat{N}\right)V,$$

где $\hat{D}$ – дифференциальный оператор, усиливающий дисперсию и поглощение в среде.

$$\hat{D} = \beta_1\frac{\partial}{\partial T} + \frac{i}{2}\beta_2\frac{\partial^2}{\partial T^2} - \frac{1}{6}\beta_3\frac{\partial^3}{\partial T^3} + \frac{1}{2}\alpha,$$

$\hat{N}$ – нелинейный оператор, описывающий действие нелинейности в оптоволокне,

$$\hat{N} = i\gamma\left[|V|^2 + \frac{2i}{\omega V}\frac{\partial}{\partial T}\left(|A|^2 A\right) - T_R\frac{\partial}{\partial T}|V|^2\right],$$

где операторы являются не коммутирующими и описываются формулой Бейкера – Хаусдорфа. Временное представление сигнала на выходе оптоволокна получается путем последовательного суммирования частотных реакций от каждого сегмента длиной N. Используя обратное преобразование Фурье, получим выражение для выходного сигнала в общем виде:

$$\Delta\omega = \frac{\omega_2 - \omega_1}{H},$$

W_2 – W_1 – границы частотного участка дискретизации.

Действие спектрального Фурье – оператора $\hat{F}$ заключается в том, что он переводит дисперсионный $\hat{D}$ и нелинейный $\hat{N}$ операторы в частотную область путем замены d на $i\omega$. Если входной сигнал (0,T) связан со своей спектральной плотностью (0,10) преобразователем Фурье, переписав уравнение Шредитера в части, касающейся дисперсии:

$$\frac{\partial V}{\partial z}+\beta_1\frac{\partial V}{\partial T}+\frac{i}{2}\beta_2\frac{\partial^2 V}{\partial T^2}-\frac{1}{6}\beta_3\frac{\partial^3 V}{\partial T^3}+\frac{1}{2}\alpha=0,$$

и проведя интегрирование левой и правой части, можно найти решение. Аналогичные действия спектрального оператора $\widehat{F}$ производятся по отношению перевода в частотную область $\widehat{N}$. Проведем анализ правой части уравнения, учитывающей нелинейность:

$$\frac{\partial V}{\partial z}-i\gamma\left[|V|^2V+\frac{2i}{\omega}\frac{\partial}{\partial T}\left(|V|^2V\right)-T_RV\frac{\partial}{\partial T}|V|^2\right]=0,$$

где T_R – временная задержка отклика среды порядка 2–5 фс.

Необходимо отметить, что данное уравнение описывает эффекты задержанного нелинейного отклика среды приближенно. В более общем случае нелинейная сеть Δn показателя преломления рассматривается как функция от времени с учетом формировки.

Тогда заменяем это уравнение на уравнение

$$\frac{\partial V}{\partial z}-\frac{i\gamma}{n_2}\left[\Delta n(T)V+\frac{2i}{\omega}\frac{\partial}{\partial T}\Delta n(T)V-T_RV\frac{\partial}{\partial T}\Delta n(T)\right]=0,$$

где Δn удовлетворяет дифференциальному уравнению

$$T_R\frac{\partial}{\partial T}\Delta n+\Delta n=n_2|V|^2,$$

решение которого имеет следующий вид:

$$\Delta n(T)=\frac{n_2}{T_R}\int_0^{\infty}exp\left\{-\frac{T'}{T_R}\right\}\left|V\left(T-T'\right)\right|^2dT',$$

Проведя интегрирование, получим нелинейный отклик оптоволокна для Гауссова импульса

$$\Delta n(T)=\frac{1}{4\pi}V_0^2\frac{n_2}{a^2}exp\left\{-\frac{t-t_R}{a^2}\right\}\cos 2\left(\omega_0\left(t-t_R\right)\right),$$

$$\Delta n(T)=V_0^2\frac{n_2}{2\pi a^2}exp\left\{-\frac{t-t_R}{a^2}\right\},$$

который характеризуется экспоненциальным спадом во времени. Используя преобразование Фурье

$$\Delta n(\omega)=\frac{1}{4\pi}V_0^2\frac{n_2}{a^2}\int_{-\infty}^{\infty}exp\left\{-\frac{t-t_R}{a^2}\right\}\cos 2\left(\omega_0\left(t-t_R\right)\right)\left\{-i\omega\left(T-T_R\right)\right\}d\left(T-T_R\right),$$

найдем частотное представление нелинейного отклика от высокочастотного сигнала:

$$\Delta n(\omega)-V_0^2\frac{1}{2}\frac{n_2}{2\pi a^2}\left[\frac{1}{\frac{1}{a^2}+i(\omega-\omega_0)}+\frac{1}{\frac{1}{a^2}+i(\omega+\omega_0)}\right]-V_0^2\frac{1}{4\pi}\frac{n_2}{a^2}\frac{\frac{1}{a^2}+i\omega}{\left(\frac{1}{a^2}+i\omega\right)^2+4\omega_0^2}$$

Учитывая экспоненциальный характер Δn (T), представим уравнение в частотной области, проведя интегрирование левой и правой части с использованием табличных значений. Полученные выражения для коэффициентов передачи определяют характер действия дисперсии в третьем приближении нелинейности на частотные составляющие Гауссова оптического сигнала. Значение оптического сигнала на выходе оптоволокна, в котором в равной степени действует как дисперсия, так и нелинейность через свои операторы $\widehat{D}$ и $\widehat{N}$, будет определяться суммой частотных преобразований $C_{кр}$ { ih$^{\Delta\omega}$ t} по всем n.

Наличие данной модели позволяет исследовать влияние дисперсии групповых скоростей на трансформацию информационного импульса в волоконно-оптическом канале связи.