Е. З. С а в и н, И. Р. С а й ф у т д и н о в (Хабаровск, ДВГУПС)**. Математическая модель распространения видеоимпульсов в линейной среде.**

Классическим подходом получения уравнений, приближенно описывающих распространение короткого волнового пакета, является метод медленно меняющихся амплитуд. Решение представляется в виде произведения функций, зависящих либо от координаты, либо от времени и исследуются с помощью преобразования Фурье.

Закономерные трудности возникают при попытке применить данный подход к изучению распространения сверхкоротких видеоимпульсов, структура которых существенно отличается от квазимонохроматических сигналов. В работе, представленной данным сообщением, предлагается новый подход к решению уравнений Максвелла, позволяющий получить точные аналитические решения, не связанные со стандартным разделением переменных и вне рамок разложений Фурье. Такие решения образуют математическую основу описания быстропеременных непериодических полей и коротких импульсов в различных средах, в том числе, и в волоконных световодах.

Модель дисперсионной эволюции сверхкороткого оптического импульса, распространяющегося в линейной поглощающей среде, может быть построена на основе следующих решений уравнения Клейна-Гордона [1], [2]: $F = \sum_q a_q F_q$, где

$$F_q = \frac{1}{2}[\varphi_{q-1} - \varphi_{q+1}], \quad \varphi_q = \left(\frac{\eta-\theta}{\eta+\theta}\right)^{q/2} J_q\Big(\sqrt{\eta^2-\theta^2}\Big).$$

Решение, полученное в работах [1], [2], было уточнено с учетом вторых производных электрической составляющей поля и поляризации по t и z:

$$\theta = \sqrt{\frac{4k\omega^2}{2k + A\omega^2\tau_0} + \frac{A_\nu^2}{4} - \frac{A_m^2}{4}\nu}, \quad \eta = \sqrt{\frac{4k\omega^2}{2k + A\omega^2\tau_0} + \frac{A_\nu^2}{4} - \frac{A_m^2}{4}\mu},$$

$$\mu = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{2k + A\omega^2\tau_0}{-2k + A\omega^2\tau_0}}\left(\xi + z\sqrt{\frac{2k}{i\omega c}}\right), \quad \nu = \frac{1}{2}\left(z\sqrt{\frac{2k}{i\omega c}} - \xi\right), \quad A = \sqrt{\frac{2}{i\omega c}}\left(\frac{i}{\omega\tau_0} + 1\right),$$

$$A_\nu = \frac{\omega^2\tau_0}{2k + A\omega^2\tau_0}\left(\sqrt{\frac{2}{i\omega c}}\frac{2}{\tau_0} - \frac{4ki}{\omega\tau_0}\right), \quad A_m = \sqrt{\frac{\omega^4\tau_0^2}{-4k^2 + A^2\omega^4\tau_0^2}}\left(-\sqrt{\frac{2}{i\omega c}}\frac{2}{\tau_0} - \frac{4ki}{\omega\tau_0}\right),$$

где k — коэффициент поглощения среды; ω — частота оптической несущей; τ_0 — характерный промежуток времени, пропорциональный времени релаксации.

Коэффициенты a_q определяются из начальных и граничных условий. Исходя из прямоугольного фронта падающего импульса, можно определить $\lim_{t\to+0,\, z\to+0} E(\xi, z) = (1/2)E_0 a_1 J_0(0)$, где E_0 — начальная амплитуда электрической составляющей поля.

Вкладом гармоник, порядок которых выше 1-го, в суммарный сигнал можно пренебречь [2].

Таким образом, аналитическим методом получена математическая модель распространения коротких видеоимпульсов в линейной оптической среде. Она свободна от недостатков, присущих моделям, в основе которых лежит метод разделения переменных или разложение Фурье, и в меньшей степени связана с допущениями о медленности изменения параметров среды или поля, чем классический метод медленно меняющихся амплитуд.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Савин Е. З., Гостюшкин В. В.* Распространение оптических импульсов в нелинейной диспергирующей среде. — Обозрение прикл. и промышл. матем., 2006, т. 13, в. 4, с. 716–717.
2. *Сайфутдинов И. Р.* Математическая модель распространения сигналов в нелинейных средах. — В сб.: Научно-техническое и экономическое сотрудничество стран АТР в XXI веке. Хабаровск: ДВГУПС, 2007, т. 4, с. 11–15.