

УДК 621.382

ФОРМИРОВАНИЕ СОЛИТОНОВ С ПОМОЩЬЮ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

І. П. Панфілов

Лауреат Державної премії України
Академік Міжнародної академії інформатизації
Академік Академії зв'язку України, доктор технічних наук,
професор, завідувач кафедри*
Контактний тел.: 050-316-55-75

М. І. Панфілов

Кандидат технічних наук, доцент*

Ю. В. Флейта

Кандидат технічних наук, доцент*
Контактний тел.: 050-333-89-33

*Кафедра Основ схемотехніки

Одеська національна академія зв'язку ім. О. С. Попова
вул. Ковальська, 1, м. Одеса, 65029

Наведено аналіз впливу вільних електронів на формування солітонів. Розглядається вплив вільних електронів на різних частотах і нелінійності в умовах дисперсії третього порядку.
Ключові слова: солітон, дисперсія, нелінійний процес, оптика.

Приведен анализ влияния свободных электронов на формирование солитонов. Рассматривается влияние свободных электронов на разных частотах и нелинейности в условиях дисперсии третьего порядка.
Ключевые слова: солитон, дисперсия, нелинейный процесс, оптика.

The analysis of influence free electrons on shaping solitons is resulted. Influence free electrons on different frequencies and non-linearity in conditions of a dispersion of the third order are examined.
Keywords: Soliton, dispersion, nonlinear process, optics.

Постановка проблеми

Известно, что образование солитона возможно, когда нелинейные процессы компенсируются дисперсией [1, 2]. Однако до настоящего времени не рассмотрен вопрос влияния свободных электронов на формирование солитонов.

Цель исследования

Задачей настоящей статьи является изучение влияния свободных электронов на формирование солитонов.

Анализ исследуемой проблемы

В случае солитона нелинейные эффекты, связанные с кристаллической решеткой, не управляются внешними воздействиями. В дисперсию же вносят вклад и свободные электроны, управляя которыми можно компенсировать оптическое затухание и нелинейные эффекты. Несмотря на сравнительно малую величину этого эффекта, он весьма значителен для создания солитонного импульса, ибо на большой длине световода этот эффект накапливается. Естественно, что такое управление не может быть создано в протяженных линиях связи, но весьма эффективно в счетно-решающей технике.

На низких частотах влияние свободных электронов сводится к затуханию электромагнитной волны из-за проводимости материала направляющего устройства. На высоких частотах дисперсия влияет на действительную величину показателя преломления за счет плазменного эффекта. Этот эффект проявляется в генерации последо-

вательных импульсов в сверхскоростных информационных системах.

Изложение основного материала

Как известно, выражение для диэлектрической проницаемости в сильных электрических полях имеет вид

$$\epsilon(\omega) = n^2(\omega) = \frac{i\epsilon_0\sigma}{\omega} \tag{1}$$

В этом выражении под σ понимается проводимость в сильных электрических полях.

На высоких частотах (при $\omega \rightarrow \infty$) $\epsilon(\omega) \rightarrow 1$, что очевидно из простых физических соображений: при достаточно быстром изменении поля процессы поляризации вообще не успевают происходить.

Возможно, установить справедливый для любых тел предельный вид функции $\epsilon(\omega)$ при больших частотах. Если принять во внимание, что скорость и движение электронов в атомах малы по сравнению со скоростью света, то расстояние $\frac{v}{\omega}$, проходимое электронами в течение периода волны, мало по сравнению с длиной волны. Ввиду этого при определении скорости, приобретенной электроном в поле электромагнитной волны, можно считать последнее однородным. Это приводит к значению диэлектрической проницаемости [1]

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_0 \left[1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \right], \tag{2}$$

где $\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 N}{\epsilon_0 m}}$ — плазменная частота, а N — концентрация свободных электронов.

В работе [2] рассматривалось влияние дисперсии третьего порядка на генерацию последовательности пикосекундных импульсов в волоконных световодах за счет автомодуляционной неустойчивости (АМН). Использование эффекта автомодуляционной неустойчивости монохроматической волны в волоконном световоде позволило получить близкие к солитонам импульсы длительностью 0,5 пс и частотой повторения 0,3 ГГц. Увеличение скорости повторения импульсов возможно за счет уменьшения дисперсии, т. е. приближения длины волны излучения к длине волны нулевой квадратичной дисперсии. В этом случае встает вопрос о влиянии дисперсии третьего порядка, что и рассматривалось в [2] для АМН.

В данном случае обращается внимание на то, что подобные эффекты могут возникать и при дисперсии вследствие плазменного эффекта. Действительно как следует из (2),

$$k''_{\omega} = \frac{-2 \omega_p^2}{c \omega^2} < 0, \quad k'''_{\omega} = \frac{3 \omega_p^2}{c \omega^2}, \quad (3)$$

что совпадает с требованиями получения отрицательной дисперсии.

Формула (1) предполагает, что диэлектрическая проницаемость носит изотропный характер. Следует подчеркнуть, что ω_p определяется через N степень легирования материала и может меняться в широких пределах.

Математическую модель процесса распространения импульса можно построить, основываясь на представлении электрического поля световой волны $E(x, y, z, t)$ в виде:

$$E(x, y, z, t) = \frac{1}{2\bar{\epsilon}\chi(x, y)} [\psi(z, t) e^{i(\omega_0 t - kz)} + \text{к.с.}].$$

Здесь функция $\chi(x, y)$ описывает распределение поля в поперечном сечении волокна; $\psi(z, t)$ — комплексная амплитуда временной огибающей. В обычных приближениях метода медленно меняющихся амплитуд, с учетом в разложении $k(\omega)$ по степеням $(\omega - \omega_0)$ членов вплоть до третьего порядка малости, справедливо следующее уравнение:

$$\frac{i\partial\psi}{\partial z} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} + \frac{1}{2} \frac{i\partial^3\psi}{\partial t^3} + R(\psi\psi^*)\psi. \quad (4)$$

Здесь $\tau = \frac{1 - z/v_g}{\tau_0}$ — «бегущее» время, нормированное

на начальную длительность импульса; $v_g^{-1} = k_{\omega}$ — групповая скорость.

Расстояние z нормировано на дисперсионную длину $z_D = \frac{\tau_0^3}{|k'''_{\omega}|}$; функция $\psi(z, t)$ — на характерное начальное значение; δ — поглощение на расстоянии z_D . Параметр нелинейности $R = \frac{\alpha z_D}{z_{НЛ}}$, где нелинейная длина $z_{НЛ} = \frac{cn_0^2}{8\pi k n_0 I_0}$ обратно пропорциональна начальной интенсивности; $n^2 \approx 10^{-13}$ ед. СГС, $\beta = \frac{k''_{\omega_2} \tau_0}{k'''_{\omega_3}}$ характеризует относительную роль дисперсии второго и третьего порядка. Множитель $\alpha = \frac{\langle \chi^4 \rangle}{\langle \chi \rangle^2}$ учитывает пространственное распределение интенсивности; усреднение производится по поперечному сечению волокна. При мощностях входного излучения порядка единиц и десятков ватт нелиней-

ность показателя преломления практически не сказывается на поперечном распределении поля.

В реальных условиях параметр R изменяется от единиц до нескольких десятков, а характерное распределение z — от нуля до единицы.

Приближенные соотношения, позволяющие оценить дисперсионное расплывание импульса и добавку к групповой скорости в линейном случае ($R=0$), получены в предположении, когда дисперсионные эффекты третьего порядка проявляются как малые возмущения. В настоящей работе численными методами исследуются основные особенности решений уравнения (4), учитывающего влияние нелинейности в условиях существенного влияния дисперсии третьего порядка. Такая ситуация имеет место при расстройках относительно λ_0 порядка единиц нанометров.

Алгоритм численного решения основан на схеме с расщеплением по физическим факторам, т. е. последовательным учете дисперсии и нелинейности на участках трассы, много меньших как дисперсионной, так и нелинейной длины. На дисперсионном шаге использовалось быстрое преобразование Фурье.

На рис. 1 представлены временные профили интенсивности, вычисленные на расстоянии при десятикратном превышении мощности над критической. Начальные условия имели вид $\text{Re}\psi = e^{-\tau^2/2}$, $\text{Im}\psi = 0$.

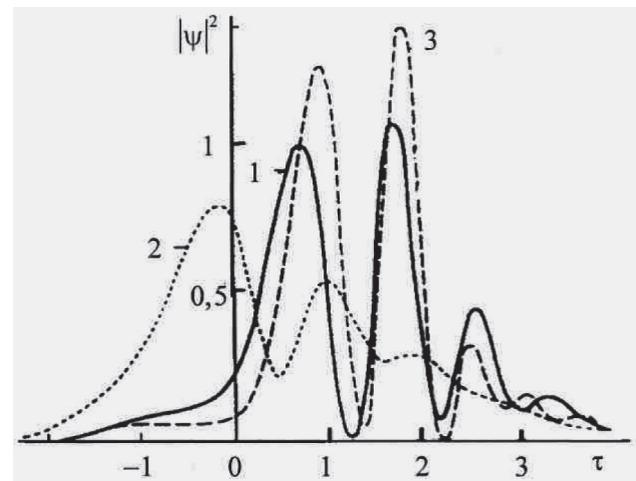


Рис. 1. Временные профили интенсивности

Сплошная кривая 1 получена при $\beta=0$, что соответствует наличию дисперсии только третьего порядка. Исходный импульс разбивается на последовательность субимпульсов и интегрально уширяется; кроме того, возникает дополнительное запаздывание энергетического центра волнового пакета.

Кривая 2 рассчитана при «добавлении» с коэффициентом $|\beta|=1$ нормальной дисперсии второго порядка, кривая 3 — аномальной дисперсии. При выбранных значениях параметров огибающие импульсов качественно подобны и отличаются, в основном, интегральными характеристиками.

На рис. 2 приведена зависимость среднеквадратической длительности импульса $\tau_c = \langle (\tau - \tau_n)^2 \psi \psi^* \rangle^{1/2}$ от z при различных мощностях входного излучения (параметр R) и отсечка длины волны λ_0 . Сплошная кривая — $\beta=0$, штриховая — $\beta=-1$, пунктирная — $\beta=1$. Видно, что

среднеквадратичная длительность быстро растет с увеличением z по сравнению с линейным случаем. При наличии аномальной дисперсии второго порядка импульс на начальных участках трассы сжимается, а затем быстро уширяется, в остальных случаях интегральное расплывание монотонно по z .

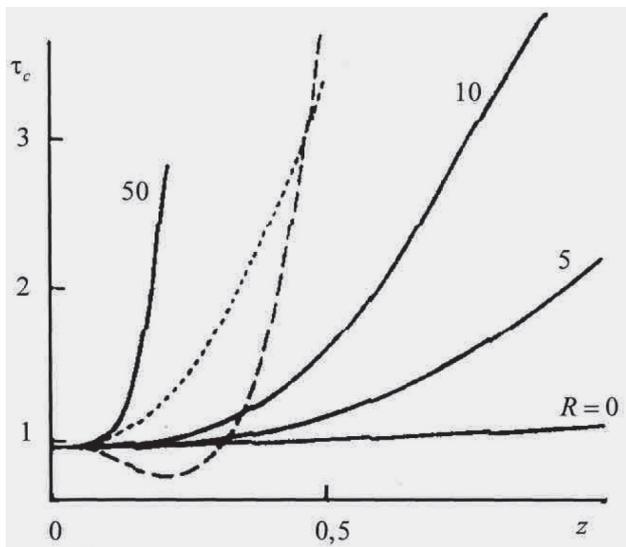


Рис. 2. Зависимость среднеквадратичной длительности импульса от расстояния

Физика процесса здесь такова: на начальном участке распространения нелинейность приводит к возникновению фазовой модуляции, т. е. нелинейного свипирования по частоте, и соответствующему уширению частотного спектра. Далее дисперсия существенно трансформирует форму огибающей.

Известно, что в случае чисто квадратичной дисперсии в одномодовых волокнах формируются солитоны с огибающей вида $\psi = \text{sech}(\tau)$. Оказывается, что наличие дисперсии третьего порядка сравнительно слабо возмущает их форму на расстояниях вплоть до нескольких дисперсионных длин, даже в том случае, когда вторая и третья производные входят в уравнение (4) с одинаковыми весами, т. е. $\beta = -1$. Это иллюстрируется на рис. 3 профилем интенсивности при $z=1$ и $z=2$, параметр $R=1$, начальные условия $\text{Re}\psi = \text{sech}(\tau)$, $\text{Im}\psi = 0$.

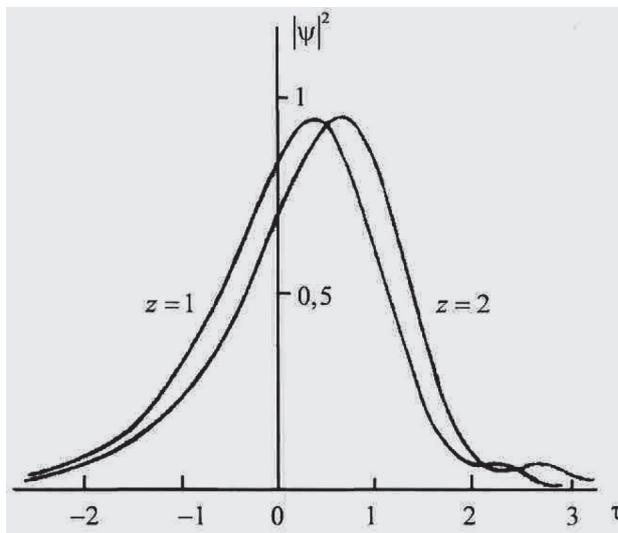


Рис. 3. Влияние дисперсии третьего порядка на солитон огибающей

В результате численного исследования обнаружены следующие закономерности: если входная мощность существенно превышает критическую, то в области минимума дисперсии входной импульс разбивается на последовательность субимпульсов; его интегральное уширение и дополнительное групповое запаздывание существенно больше, чем в линейном случае. Солитонный режим позволяет передавать пикосекундные импульсы на практически достижимые расстояния без существенных искажений формы. Указанные явления следует принимать во внимание при проектировании сверхскоростных информационных систем.

Вывод

Таким образом, как и при АМН, при плазменной дисперсии приближение длины волны излучения на входе в волоконный светодиод к длине волны нулевой дисперсии при формировании мощности излучения может существенно повысить частоту повторения импульсов. При плазменной дисперсии эта частота будет на порядок выше, чем при АМН.

Литература

1. Управление световыми потоками свободными электронами. [Текст] / М. И. Панфилов. — Одесса : Фотосинтетика, 2002. — 148 с.
2. Выслоух В. А. Влияние дисперсии третьего порядка на генерацию последовательности пикосекундных импульсов в волоконных световодах за счет автомодуляционной неустойчивости [Текст] / В. А. Выслоух, Н. А. Сухотскова // Квантовая электроника. — 1987. — Т. 14, № 11. — С. 2371—2374.