

ставляются в настоящее время невозможными. Подробное обсуждение проблемы дано в работе [2].

Автор благодарен А. Дорну за обсуждение.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 97-02-17673) и программы «Университеты России — фундаментальные исследования» (грант 5340).

Литература

1. Balashov V.V. // J. de Physique. IV. 1993. 3, Coll C6. P. 59.
2. Balashov V.V. // Intern. Symp. on $(e, 2e)$ double photoionization and related topics. Frascati (Roma), July 31 — August 2 1997. Book of Abstracts. P. 11.

Поступила в редакцию
04.12.98

РАДИОФИЗИКА

УДК 621.3.09:621.373.1

СВЕТЛЫЕ И ТЕМНЫЕ КВАДРАТИЧНЫЕ СОЛИТОНЫ ОГИБАЮЩЕЙ ПРИ КРАТНОСТИ ЧАСТОТ

С. В. Дервянкин, А. П. Сухоруков

(кафедра радиофизики)

Рассмотрены случаи накачки на высокой ω_3 и низкой ω_2 частотах. Исследованы свойства кинка на частоте третьей гармоники и светлых солитонов на частотах первой и второй. Численными методами рассчитаны огибающие для случаев высокочастотного кинка при различных соотношениях групповых скоростей и коэффициентов нелинейности двух каналов трехчастотного параметрического взаимодействия. Предложен метод малых возмущений, с помощью которого можно описывать поведения амплитуд волн на бесконечности.

Введение

Нестационарное трехчастотное взаимодействие волновых пакетов, распространяющихся в диспергирующей квадратично-нелинейной среде, используется для формирования коротких импульсов. На больших расстояниях наблюдается образование огибающих неизменной формы: кинков, светлых и темных солитонов [1]. В параметрическом усилителе при наличии расстройки групповых скоростей на одной из частот возбуждается кинк (темный солитон интенсивности), а на двух других — светлый солитон [1–5].

Солитоны и кинки могут возбуждаться как при трехчастотном ($\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$), так и при вырожденном двухчастотном ($\omega_1 + \omega_1 = \omega_2$) взаимодействиях. Эти два случая объединяются при распространении волновых пакетов с кратными частотами $\omega_j = j\omega$, $j = 1, 2, 3$. При таком соотношении частот волны могут участвовать одновременно в двух типах взаимодействия: $\omega + 2\omega = 3\omega$ и $\omega + \omega = 2\omega$. Ранее были рассмотрены случаи взаимодействия при накачке на частоте ω_2 . В настоящей работе с помощью метода малых возмущений [2] найдены численные решения для огибающих кинка высокочастотной накачки на частоте ω_3 и светлых солитонов первой и второй гармоник. Анализ зависимости параметров солитонов от скорости их распространения выполнен при различных соотношениях коэффициентов нелинейности двух каналов трехчастотного параметрического взаимодействия.

Уравнения для огибающих и их численные решения

Пусть в квадратично-нелинейной среде распространяются три волновых пакета, взаимодействие

которых описывается следующей системой уравнений [1]:

$$\begin{aligned} v_{1c} \frac{\partial B_1}{\partial \tau} &= \beta_3 B_3 B_2 - \beta_2 B_2 B_1, \\ v_{2c} \frac{\partial B_2}{\partial \tau} &= 2\beta_3 B_3 B_1 - \beta_2 B_1^2, \\ v_{3c} \frac{\partial B_3}{\partial \tau} &= -3\beta_3 B_1 B_2, \end{aligned} \quad (1)$$

где B_1 , B_2 и B_3 — действительные амплитуды, u_j — групповые скорости, $\tau = t - z/u_c$ — время в сопровождающей солитоны системе координат, $v_{jc} = u_j^{-1} - u_c^{-1}$ — расстройки обратных групповых скоростей и β_2, β_3 — коэффициенты нелинейности двухчастотного и трехчастотного взаимодействий соответственно. Из (1) следует, что все гармоники участвуют в общем параметрическом взаимодействии (члены, содержащие β_3), а первая и вторая — в процессе удвоения и деления частоты (члены с β_2).

Система (1) обладает двумя интегралами движения, величина которых сохраняется в процессе распространения волн. Первый из них представляет собой аналог закона сохранения энергии:

$$v_{1c} B_1^2 + v_{2c} B_2^2 + v_{3c} B_3^2 = W_0.$$

Второй интеграл движения можно привести к виду

$$2v_{1c}\beta_3 B_1^2 - v_{3c}\beta_2 B_1 B_3 + v_{3c}\beta_3 B_3^2 = C_j F_j,$$

где в правой части C_j — константа интегрирования, а функция F_j имеет различные формы записи в зависимости от соотношения между коэффициентами нелинейности и расстройками групповых скоростей.

В первом случае при соотношении $12v_{1c}/v_{3c} > (\beta_2/\beta_3)^2$ амплитуды взаимодействующих волн испытывают осцилляции и

$$F_1 = \exp \left[\frac{2\beta_2}{\sqrt{12(v_{1c}\beta_3^2/v_{3c}\beta_2^2) - 1}} \times \arccctg \left(\frac{v_{3c}\beta_3 B_3 \sqrt{12(v_{1c}\beta_3^2/v_{3c}\beta_2^2) - 1}}{6v_{1c}\beta_3 B_1 - v_{3c}\beta_2 B_3} \right) \right] \quad (2)$$

Во втором случае выполняется условие $12v_{1c}/v_{3c} < (\beta_2/\beta_3)^2$ и

$$F_2 = \exp \left[\frac{2}{\sqrt{1 - 12v_{1c}\beta_3^2/v_{3c}\beta_2^2}} \times \operatorname{arth} \left(\frac{v_{3c}\beta_2 B_3 \sqrt{1 - 12v_{1c}\beta_3^2/v_{3c}\beta_2^2}}{6v_{1c}\beta_3 B_1 - v_{3c}\beta_2 B_3} \right) \right] \quad (3)$$

Перед получением численных решений уравнений (1) можно вычислить ряд важных характеристик параметрических солитонов, воспользовавшись теорией малых возмущений. Полагая, что на заднем хвосте при $\tau \rightarrow \infty$ амплитуды слабых волн подчиняются условию $|B_{1,2}| \ll E_3$, можно найти решение (1) в виде $B_{1,2} = E_{1,2} \exp(-\Gamma\tau)$, где $\Gamma = \beta_3 E_3 \sqrt{2/(v_{1c}v_{3c})}$ характеризует временной масштаб убывания амплитуды солитона, а $E_2/E_1 = \sqrt{2v_{1c}/v_{2c}}$ — отношение амплитуд на хвосте.

Рассмотрим взаимодействие кинков на частотах ω_3 и ω_2 и светлого солитона на частоте ω_1 . Зададим групповые скорости волн в линейной среде $u_1 = 1,5u_2$, $u_3 = 0,5u_2$, отношение коэффициентов нелинейности $\beta_2/\beta_3 = 4,9$, а амплитуды волн $E_3 = 1$, $E_1 = 0,0001$. Будем искать огибающие, распространяющиеся со скоростью $u_c = 0,2u_2$. Из рис. 1, где изображено полученное численное решение, видно, что при заданных условиях формируются параметрически связанные обратные кинки огибающей второй и третьей гармоник и светлый солитон первой гармоники. Амплитуды первой и третьей гармоник на переднем хвосте связаны соотношением $B_3/B_1 = v_{3c} \left[(\beta_2/\beta_3) - \sqrt{(\beta_2/\beta_3)^2 - 12v_{1c}/v_{3c}} \right] / 6v_{1c}$. Таким образом, помимо рассмотренных ранее солитонов огибающей с накачкой на частоте ω_2 [2] получен новый тип параметрических солитонов.

Для рассматриваемого случая построены графики зависимости пиковой амплитуды солитона первой гармоники от скорости его распространения (рис. 2). Области существования солитонов определяются расстройками групповых скоростей. В области $1 < u_c/u_3 < u_1/u_3$ действительных решений для амплитуд солитонов не существует.

При этом взаимодействие гармоник не сопровождается быстрыми осцилляциями амплитуд во времени, так как этот случай относится к типу (3). Другой

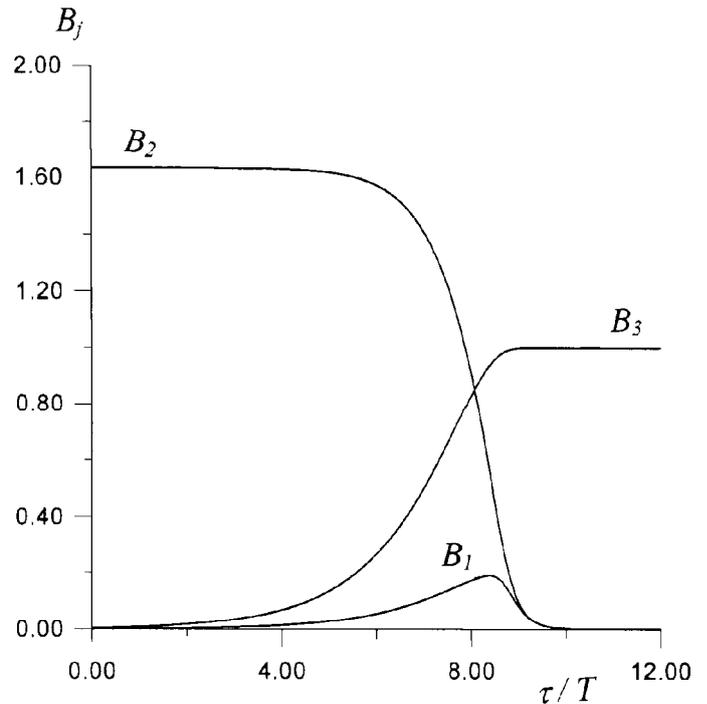


Рис. 1. Огибающие кинка и светлых солитонов при высокочастотной накачке в среде с $\beta_2 = 4,9\beta_3$, $u_1 = 1,5u_2$, $u_3 = 0,5u_2$, $u_2/u_c = 5$, $E_3 = 1$

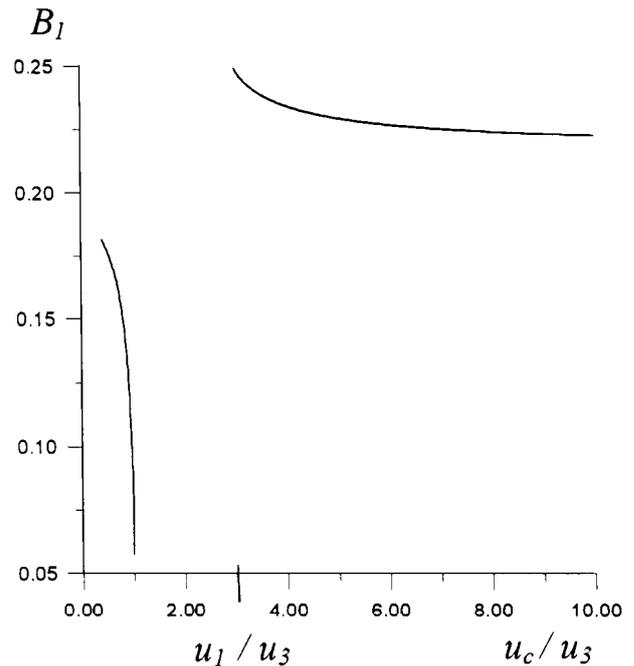


Рис. 2. Зависимости пиковой амплитуды солитона первой гармоники от скорости его распространения при $E_3 = 1$, $E_1 = 0,0001$ и $\beta_2/\beta_3 = 4$

тип, (2), рассмотрен нами при $u_c = 0,2u_2$ и $\beta_2/\beta_3 = 0,1$ (рис. 3). При уменьшении влияния второго канала трехчастотного параметрического взаимодействия наблюдается колебательный процесс, характеризующий перекачку энергии третьей гармоники во вторую. Видно, что как кинки, так и солитон приобретают мелкомасштабную модуляцию.

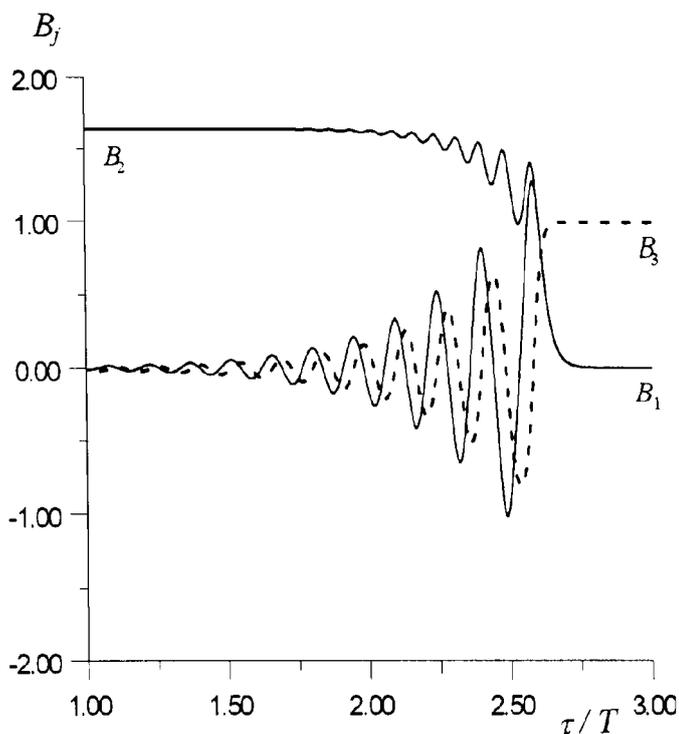


Рис. 3. Осцилляции амплитуд волн при $u_2/u_c = 5$, $\beta_2/\beta_3 = 0,1$

Появление осцилляций соответствует движению по интегральной кривой с функцией (2).

Отметим, что если соотношение амплитуд слабых волн не соответствует рассчитанному по теории возмущений, то локализованные состояния переходят в режим пространственных биений.

Работа выполнена при поддержке программ «Ведущие научные школы» (грант 96-15-97247), «Университеты России» (грант 5218) и INTAS 97-0581.

Литература

1. Сухоруков А.П. Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике. М., 1988.
2. Деревянкин С.В., Сухоруков А.П. // Изв. РАН, сер. физ. 1998. **62**. С. 12.
3. Данеллюс Р., Пискарская А., Сируткайтис В.И. и др. Параметрические генераторы света и пикосекундная спектроскопия. Вильнюс, 1983.
4. Akhmanov S.A., Chirkin A.S., Drabovich K.N. и др. // IEEE J. Quant. Electron. 1968. **QE-4**. P. 598.
5. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. 2-е изд. М., 1990.

Поступила в редакцию
15.12.98

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.37

СПЕКТРЫ КРОССЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ПРИБЛИЖЕНИИ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ

А. Н. Васильев, О. И. Баум

(кафедра оптики и спектроскопии)

Исследуются теоретические модели, описывающие спектры кросслюминесценции в приближении сильной связи, в частности модель свободной и локализованной остовой дырки. В последнем случае изучаются одноузловая и двухузловая локализации. Анализируются изменения спектров кросслюминесценции в зависимости от параметров предлагаемых моделей.

Для ряда ионных кристаллов, состоящих из тяжелых катионов и легких анионов, оже-распад является запрещенным, поэтому остовные дырки переходят в валентное состояние путем испускания ультрафиолетового излучения с характерным временем затухания порядка 1 нс (обыкновенный оже-распад имеет характерное время порядка 1 фс). Этот излучательный процесс и называется кросслюминесценцией (Auger-free luminescence) [1].

В предшествующих работах по кросслюминесценции, например в [2–4], были представлены различные методы расчета спектров, однако они не позволяют проанализировать на качественном уровне влияние параметров зонной структуры и влияние локализации на изменение характеристик кросслюминесценции в широком диапазоне параметров. Такой анализ был проделан в настоящей работе. Спектры бы-

ли рассчитаны на основании приближения сильной связи для BaF_2 в приближении одноэлектронных переходов.

В работах [5–7] показано, что решение секулярного уравнения в приближении сильной связи с учетом трехкратного вырождения для p -орбиталей двух разных атомов одного типа (обозначенных как a и a') зависит только от двух параметров, являющихся энергиями σ - и π -взаимодействий p -орбиталей атомов: $W_\sigma = \langle \psi_\sigma^a | \hat{H} | \psi_\sigma^{a'} \rangle$ и $W_\pi = \langle \psi_\pi^a | \hat{H} | \psi_\pi^{a'} \rangle$. При подборе этих параметров использовалась связь между ними: $W_\pi = W_\sigma/8$ [5], и справедливость этого соотношения была подтверждена численными расчетами авторов, основанными на сравнении интегралов перекрытия волновых функций, которые были построены на водородоподобных функциях, локализованных на разных атомах.