

Зависимость амплитуды спектральных компонент от формы импульса при параметрическом нестационарном взаимодействии волн.

А. В. Закарлюка (vepom@kgtu.runnet.ru)

Красноярский государственный технический университет.

Рассмотрена параметрическая генерация частот, отличных от комбинационных, в поле импульсного излучения при различных временных формах импульса в отсутствие фазового синхронизма, в условии резонансного взаимодействия. Получены выражения для амплитуд генерируемого излучения.

Non Raman frequencies resonant parametric generation in the supershort light various temporary forms pulses under phase mismatching is discussed. The expressions for amplitudes of generated radiation are obtained.

Введение.

Процессы четырехволнового параметрического смешения частот не линейно взаимодействующих волн идут наиболее эффективно при выполнении соотношений на частоты и условий синхронизма, соответственно:

$$\omega = \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3 \pm \dots, \quad (1)$$

$$k = k_1 \pm k_2 \pm k_3 \pm \dots, \quad (2)$$

здесь ω , k – частота и волновой вектор генерируемой волны; ω_i, k_i – частоты и волновые вектора волн, участвующих в процессе [1], [2], [3]. В диспергирующих средах эти соотношения не всегда выполняются одновременно. Однако, всегда предполагается что соотношения на частоты (1) выполняются, а соотношения (2) могут не выполняться, что приводит к резкому уменьшению эффективности преобразования. В работах [4], [5], [6] было показано, что в нестационарных условиях, в отсутствие синхронизма могут нарушаться оба соотношения (1) и (2). Последнее означает, что может генерироваться излучение с частотой, отличной от комбинационной: $\omega \neq \omega_1 \pm \omega_2 \pm \dots$. Для процессов смещения частот на нелинейности второго порядка выражение для частоты генерируемого поля, полученное в [4] [5], имеет вид:

$$\omega_{as}^* = (\omega_m + \omega) - \Delta k v_m = \frac{(\omega_m + \omega) - (k_m + k)v_m}{1 - n(\omega_{as}^*)v_m/c}, \quad (3)$$

здесь ω_{as}^* – некомбинационная частота генерируемого излучения, ω_m и ω – частоты импульсов накачки, $\Delta k = k_m + k - k_{as}^*$, k_m и k – волновые вектора импульсов накачки, k_{as}^* – волновой вектор генерируемого излучения, v_m – групповая скорость распространения импульса накачки в среде, $n(\omega_{as}^*)$ – показатель преломления среды на некомбинационной частоте, c – скорость света.

В цитируемых выше работах [4], [5], [6] предполагалось, что нелинейный отклик среды локален по времени. Локальность нелинейного отклика связана, как правило, с отсутствием резонансных переходов в среде с комбинацией частот излучения накачки. В работе [7] рассмотрена генерация некомбинационных частот в резонансных условиях на примере схемы активного комбинационного рассеяния. В работах [6], [7] предполагалось, что поле излучения накачки представляет собой импульс прямоугольной формы. Влияние формы импульса на эффективность генерации некомбинационных частот в нерезонансных условиях рассматривалось в работе [8].

В данной работе рассмотрено влияние формы импульса на процессы генерации некобинационных частот в резонансных условиях, так же как и в работе [7] выбрана схема активного комбинационного рассеяния.

Основные уравнения.

Рассмотрим процесс параметрического смешения частот на резонансной нелинейности третьего порядка, схема которого изображена на рис. 1. Пусть в среду, состоящую из молекул с частотой колебательного перехода ω_0 , входит импульс $E_m(z,t) = A_m(z,t)\exp[i(\omega_m t - k_m z)]$ с частотой ω_m и амплитудой $A_m(z,t)$. В среде распространяется так же непрерывное излучение $E_s(z,t) = A_s(z,t)\exp[i(\omega_s t - k_s z)]$ с частотой ω_s , удовлетворяющей условию [7]:

$$\omega_m - \omega_s = \omega_0. \tag{4}$$

Поля на частотах ω_m и ω_s приводят к когерентному возбуждению молекулярных колебаний $q(z,t) = Q(z,t)e^{i\omega_0 t}$, модулирующих восприимчивость среды, здесь q – обобщенная координата, связанная с изменением либо угловых, либо линейных параметров молекулы, Q – амплитуда колебаний. Волна накачки с частотой ω_m и среда, восприимчивость которой модулирована с частотой ω_0 , создают поляризацию на частоте антистоксовой компоненты:

$$\omega_{as} = \omega_m + \omega_0 = 2\omega_m - \omega_s, \tag{5}$$

являющуюся источником излучения, амплитуда которого $A_{as}(z,t)$ меняется при распространении через среду.

Рассмотрим изменение A_{as} вдоль оси Z в первом приближении теории дисперсии, используя метод медленно меняющихся амплитуд [3] считая амплитуды полей на частотах ω_m и ω_s заданными. В этом приближении $A_m(z,t) = A_m(z - v_m t)$. Тогда система нестационарных уравнений, описывающих изменение A_{as} со временем, и вдоль оси Z , а так же амплитуду молекулярных колебаний $Q(z,t)$ будет иметь вид [1], [3]:

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{Q}{T_2} \right) e^{i\omega_0 t} = \gamma_q A_m A_s^* e^{i[(\omega_m - \omega_s)t - (k_m - k_s)z]}, \tag{6}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_{as}} \frac{\partial}{\partial t} \right) A_{as} e^{i[\omega_{as}t - k_{as}z]} = \gamma_{as} A_m Q e^{i(\omega_m t - k_m z)} e^{i\omega_0 t}, \tag{7}$$

с условиями заданными на границе импульса накачки $A_m(z - v_m t) A_{as} = 0$ и $Q = 0$ (задача Коши). Здесь T_2 – время дефазировки, оно служит мерой скорости затухания когерентной амплитуды Q , обусловленного столкновениями. Но так как колебания, в рамках рассматриваемой модели, рассматриваются только когерентные, будем считать его временем релаксации молекулярных колебаний, $\gamma_q = \frac{\alpha'}{4iM\omega_0}$, α' – коэффициент нелинейной поляризации, M – эффективная масса молекул, v_{as} – групповая скорость инициируемого поля, $\gamma_{as} = \frac{\pi N \alpha' \omega_{as}}{in_{as} c}$, N – концентрация молекул, n_{as} – показатель преломления

электромагнитной волны на антистоксовой частоте, c – скорость света. Уравнения (6), (7) также удобнее решать в подвижной системе координат [4], [5] [6], где нет зависимости от времени и, согласно преобразованию $\xi = z - v_m t, t' = t$, запишем их в следующем виде:

$$\left(-v_m \frac{\partial Q}{\partial \xi} + \frac{Q}{T_2} \right) e^{i\omega_0 t'} = \gamma_q A_m A_s^* e^{i[(\omega_m - \omega_s) - (k_m - k_s)v_m]t' - (k_m - k_s)\xi}, \tag{8}$$

$$\frac{\partial A_{as}}{\partial \xi} e^{i[(\omega_{as}-k_{as}v_m)t'-k_{as}\xi]} = \frac{v_{as}}{v_{as}-v_m} \gamma_{as} A_m Q e^{i[(\omega_m-k_m v_m)t'-k_m \xi]} e^{i\omega_0 t}, \quad (9)$$

При переходе в подвижную систему координат задача Коши превращается в задачу с граничными условиями ($A_{as}(\xi=0) \equiv 0$ при $v_{as} > v_m$, $A_{as}(\xi=L) \equiv 0$ при $v_{as} < v_m$, здесь $L = \tau v_m$ – длина импульса, τ – длительность импульса), решение для которой в случае $v_{as} > v_m$ будет выглядеть следующим образом:

$$A_{as}(\xi) = \frac{v_{as}}{v_{as}-v_m} \gamma_q \gamma_{as} T_2 A_m^2 A_s^* \left(\frac{1}{i\Delta k} (1 - \exp(-i\Delta k \xi)) - \frac{\exp(-L/v_m T_2)}{i\Delta k - 1/v_m T_2} \left(1 - \exp\left(\frac{\xi}{v_m T_2} - i\Delta k \xi\right) \right) \right) \cdot e^{-i\Delta k \xi}. \quad (10)$$

Для случая $v_{as} < v_m$ решение имеет вид:

$$A_{as}(\xi) = \frac{v_{as}}{v_{as}-v_m} \gamma_q \gamma_{as} T_2 A_m^2 A_s^* \left(\frac{1}{i\Delta k} (1 - \exp(-i\Delta k \xi)) - \frac{1}{i\Delta k - 1/v_m T_2} \left(1 - \exp\left(\frac{\xi-L}{v_m T_2} - i\Delta k(\xi-L)\right) \right) \right) \cdot e^{-i\Delta k \xi}. \quad (11)$$

В зависимости от соотношений $v_{as} > v_m$ или $v_{as} < v_m$ рост амплитуды A_{as} будет несколько отличаться, но отметим тот факт, что на выходе из области занятой импульсом амплитуда генерируемого излучения имеет одно и то же значение, не зависимо от того, отстает генерируемая волна от волны модуляции или опережает ее (см. рис. 2). Процесс генерации идет наиболее эффективно при $\Delta k = 0$, что соответствует генерации комбинационных частот. График $A_{as}(\Delta k L / 2\pi)$ представляет собой гладкую кривую (см. рис. 3) благодаря наличию в экспоненте члена $1/v_m T_2$, ответственного за релаксацию молекулярных колебаний. В случае $T_2 \ll \tau$ выражение (11) принимает вид аналогичный выражению, приведенному в работе [6], что соответствует нерезонансному случаю.

Резонансное взаимодействие с импульсом косинусоидальной формы.

При переходе от импульса прямоугольной формы к импульсу косинусоидальной формы:

$$A_m(\xi) = \frac{A_{m0}}{2} \cdot \left(1 - \cos\left(\frac{2\pi\xi}{L}\right) \right), \quad 0 < \xi < L, \quad (12)$$

мы получаем следующее решение уравнения (9) для случая $v_{as} > v_m$:

$$\begin{aligned} A_s(\xi) = & K \left[\frac{1}{i\Delta k} (1 - e^{-i\Delta k \xi}) + \frac{M}{1+M^2} N_2 (\beta + e^{-i\Delta k \xi} (-i\Delta k \sin \beta \xi - \beta \cos \beta \xi)) - \right. \\ & \left. - \frac{1}{1+M^2} N_2 (i\Delta k + e^{-i\Delta k \xi} (\beta \sin \beta \xi - i\Delta k \cos \beta \xi)) + \right. \\ & \left. + \frac{M^2}{1+M^2} \frac{e^{-L/v_m T_2}}{N_1} \left(1 - e^{\frac{\xi}{v_m T_2} - i\Delta k \xi} \right) - N_2 (i\Delta k + e^{-i\Delta k \xi} (\beta \sin \beta \xi - i\Delta k \cos \beta \xi)) + \right. \\ & \left. - \frac{M/2}{1+M^2} N_3 (2\beta - e^{-i\Delta k \xi} (2\beta \cos 2\beta \xi + i\Delta k \sin 2\beta \xi)) + \right. \\ & \left. + \frac{1}{1+M^2} N_3 \left(\left(-i\Delta k \cos^2 \beta \xi + \beta \sin \beta \xi - \frac{2\beta^2}{i\Delta k} \right) e^{-i\Delta k \xi} + \left(i\Delta k + \frac{2\beta^2}{i\Delta k} \right) \right) + \right. \end{aligned}$$

$$+ \frac{M^2}{1+M^2} N_4 e^{\frac{-L}{v_m T_2}} \left(-N_1 + e^{\frac{-\xi}{v_m T_2} - i\Delta k \xi} (N_1 \cos \beta \xi + \beta \sin \beta \xi) \right) \Bigg], \quad (13)$$

где $K = \frac{v_s \gamma_q \gamma_s T_2}{v_s - v_m} \frac{A_m^2}{4} A^*$, $N_1 = \frac{1}{v_m T_2} - i\Delta k$, $N_2 = \frac{1}{\beta^2 - \Delta k^2}$, $N_3 = \frac{1}{4\beta^2 - \Delta k^2}$,

$$N_4 = \frac{1}{\beta^2 + N_1^2}.$$

Приведем формулу зависимости амплитуды новой волны от длины импульса $A_s(L)$:

$$A_s(L) = K \left[\frac{1}{i\Delta k(1+M^2)} (1 - e^{-i\Delta k L}) \times \right. \\ \times \left((1+M^2)(1+N_2\Delta k^2) + 2N_2\Delta k^2 + i\Delta k M \beta (N_2 - N_3) + N_3(2\beta^2 - \Delta k^2) \right) + \\ \left. + \left(e^{\frac{-L}{v_m T_2}} - e^{-i\Delta k L} \right) \frac{M^2(1 - N_4 N_1^2)}{N_1(1+M^2)} \right]. \quad (14)$$

В результате перехода от импульса накачки прямоугольной формы к импульсу накачки косинусоидальной формы эффективность генерации снизилась приблизительно на пол порядка. В случае $T_2 \ll \tau$ колебания молекул можно не учитывать и о генерации говорить как о локальном взаимодействии [6]. С ростом длительности импульса эффективность генерации значительно снижается для резонансного и нерезонансного взаимодействия, и максимальное значение амплитуды генерируемого излучения наблюдается при длительности импульса не более одной пикосекунды.

Заключение.

В работе показана возможность генерации частот, отличных от комбинационных, при взаимодействии с веществом пикосекундных импульсов лазерного излучения, в резонансных условиях.

При переходе от прямоугольной формы импульса накачки к гладкой (косинусоидальной) происходит снижение эффективности преобразования приблизительно на пол порядка, и уменьшение амплитуды генерируемой волны с увеличением длительности импульса.

При резонансном взаимодействии значение амплитуды на выходе из импульса накачки одинаково для случаев $v_{as} > v_m$ и $v_{as} < v_m$.

Некомбинационные частоты, полученные для резонансного взаимодействия, совпадают с частотами, полученными для локального взаимодействия [6].

Список литературы

- [1]. Ахманов С.А. и др. // ЖЭТФ, 8, 485 (1970).
- [2]. N. Blombergen, Am. J. Phys. Rev. Lett., 9, 455 (1967).
- [3]. Сверхкороткие световые импульсы. / Под редакцией С. Шапиро. М.: "Мир". 1981.
- [4]. Слабко В.В. Генерация некомбинационных частот при когерентном нестационарном параметрическом взаимодействии волн (часть 1). Электронный журнал «Исследовано в России». 62, 2001 г. С. 688-695.

- [5]. Слабко В.В. Генерация некобинационных частот при когерентном нестационарном параметрическом взаимодействии волн (часть 2). Электронный журнал «Исследовано в России». 63, 2001 г. С. 696-704.
- [6]. Слабко В.В. Влияние граничных и начальных условий на спектр частот генерации в нестационарных задачах нелинейной оптики. Математические модели и методы их исследования. Том 2, 2001 г. С 195-201.
- [7]. Закарлюка А.В., Слабко В.В. Спектр частот генерации при четырехфотонном нелинейнооптическом резонансном взаимодействии волновых пакетов. Математические модели и методы их исследования. Том 1, 2001 г. С 243-247.
- [8]. Поликарпов И.Н., Слабко В.В. Влияние формы импульса накачки на амплитуды некобинационных компонент в задачах нелинейной оптики. Математические модели и методы их исследования. Том 1, 2001 г. С 243-247.

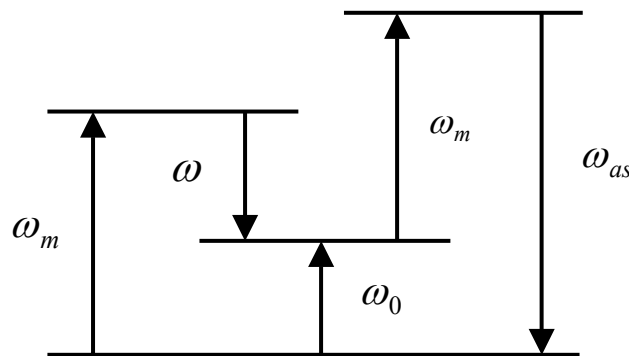


Рис. 1. Схема четырехволнового параметрического взаимодействия.

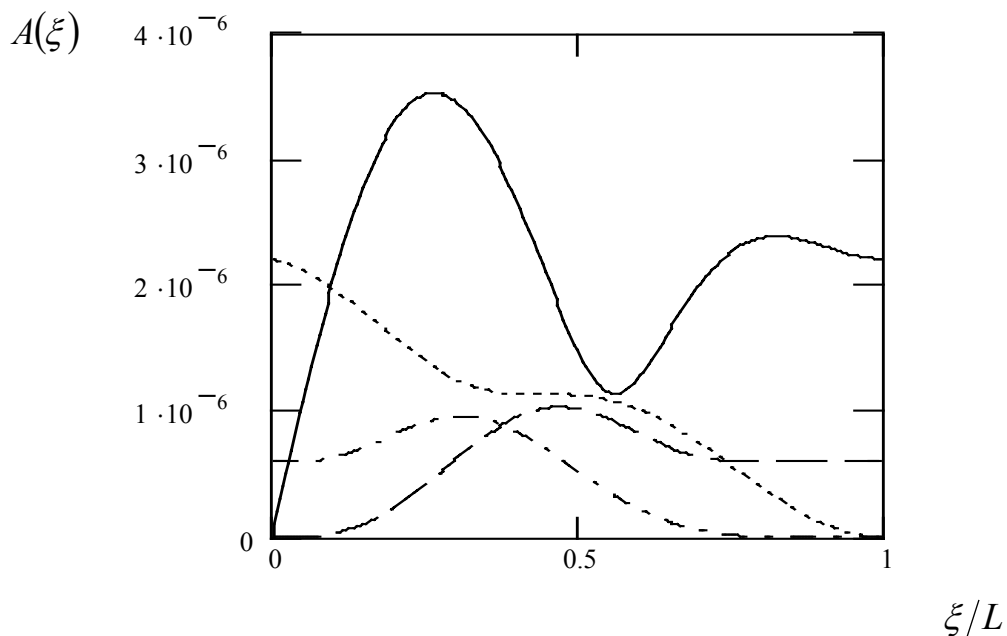


Рис. 2. Графики зависимости отношения амплитуды генерируемой волны к амплитуде волны накачки от расстояния в импульсе накачки, построенные для следующих значений: $\omega_m = 3.557 \times 10^{15}$ Гц, $n = 1.33$, $T_2 = 10^{-9}$ с, $\tau = 10^{-12}$ с, $L = 0.022$ см, $\Delta k = -500$ см⁻¹,

$\frac{\nu_{as}}{\nu_{as} - \nu_m} \gamma_q \gamma_{as} T_2 A_m^2 A_s^* = 1$. Прямоугольная форма импульса: (—) — случай $\nu_{as} > \nu_m$, (⋂) —

случай $v_{as} < v_m$. Косинусоидальная форма импульса: (---) – случай $v_{as} > v_m$, (---) – случай $v_{as} < v_m$.

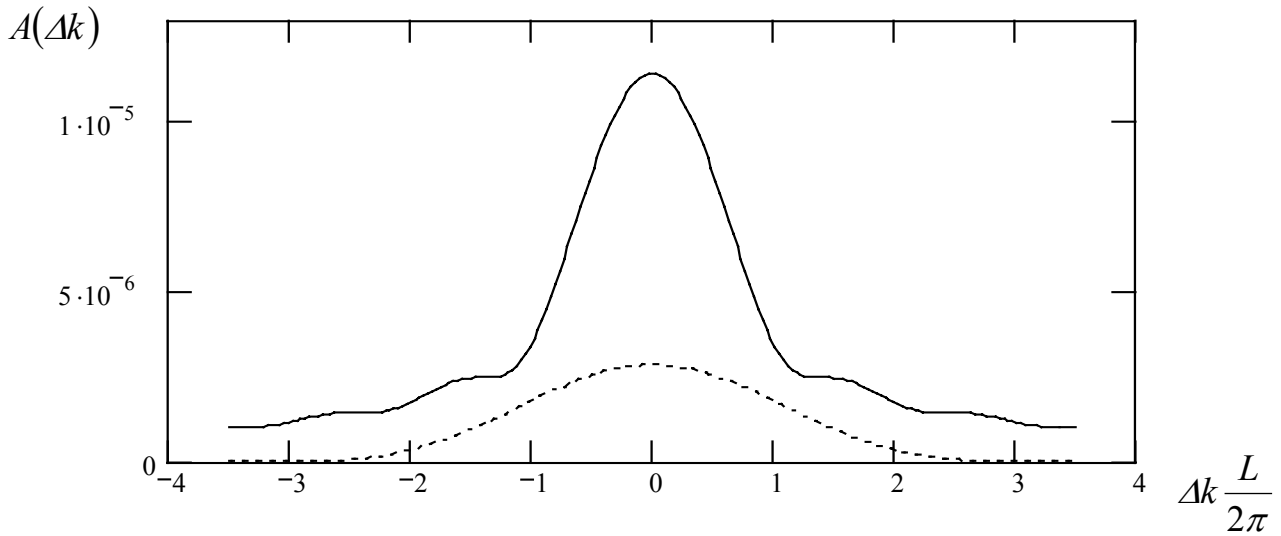


Рис. 3. Графики зависимости отношения амплитуды генерируемой волны к амплитуде волны накачки от Δk , построенные для следующих значений: $\omega_m = 3.557 \times 10^{15}$ Гц, $n = 1.3349$, $T_2 = 10^{-9}$ с, $\tau = 10^{-12}$ с, $L = 0.022$ см, $\Delta k = -500$ см⁻¹, $\frac{v_{as}}{v_{as} - v_m} \gamma_q \gamma_{as} T_2 A_m^2 A_s^* = 1$. (—) – прямоугольная форма импульса. (---) – косинусоидальная форма импульса.