

будет участвовать несколько меньшая ее часть. Последнее мало скажется на вероятности $P_{ЛТ_m}$, но приведет к некоторому увеличению β и соответственно к понижению $P_{обн_m}$.

Возможность практического использования зависит от технических характеристик цифрового вычислителя – от способа запоминания реализации $\pi_{t_k}^{(0)(i)}$, $i = \overline{1, L}$, за время длительности цикла.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сколник М. Справочник по радиолокации: в 4 т. / пер. с англ. М.: Сов. радио, 1976. Т. 1. 456 с.
2. Розов А. К. Оптимальные статистические решения. СПб.: Политехника, 2015. 247 с.
3. Ширяев А. Н. Статистический последовательный анализ. М.: Наука, 1976. 272 с.
4. Липцер Р. Ш., Ширяев А. Н. Статистика случайных процессов. М.: Наука, 1974. 696 с.
5. Лось А. П., Розов А. К., Царапкин А. Н. Оптимальное правило обнаружения сигналов, возникающих в случайные моменты времени // Изв. вузов. России. Радиоэлектроника. 2014. Вып. 5. С. 21–28.
6. Вентцель Е. С. Теория вероятностей. М.: Физматгиз, 1962. 564 с.
7. Kalman R. T., Bucy R. New results in linear filtering and prediction theory // Trans. of ASME: J. of Basic Eng. 1961. Vol. 83D, № 3. P. 95–108.

A. P. Los'

Scientific and Research Institute of Shipbuilding and Armament of the RF Navy (Saint Petersburg)

A. K. Rozov

RF Naval Academy (Saint Petersburg)

Method of Non-Coherent Detection of Repeated Signals

Algorithms to detect of repeated signals based on the theory of optimal rules of observation stopping are developed. Analytical expressions for probabilities of correct detection and false alarm are obtained when the signal is detected in a separate bundle and detected packets of signal among the other packs without the signal. The effectiveness of the proposed procedures for making decisions about the detection of signals in continuous and discrete time is evaluated on a number of examples.

Signal detection, non-coherent accumulation, the a posteriori distribution, observations stopping

Статья поступила в редакцию 10 декабря 2015 г.

УДК 535.2:621.391.26

С. А. Баруздин

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ" им. В. И. Ульянова (Ленина)

Перестраиваемый согласованный фильтр светового диапазона

Проведено моделирование работы фотонного процессора в режиме согласованной фильтрации. В основе моделирования лежат оптические уравнения Блоха. С использованием аппарата переходных матриц состояния системы определены комплексные огибающие двух- и трехимпульсного эха. Показано, что в двухимпульсном режиме возбуждения форма эха соответствует импульсной характеристике фильтра. В трехимпульсном режиме стимулированное эхо соответствует выходному сигналу согласованного фильтра. Изменяя форму сигналов возбуждения можно перестраивать фильтр, согласовывая его с различными по форме и параметрам сигналами.

Фотонное эхо, согласованный фильтр, электронная перестройка, импульсы возбуждения, форма эха

Использование светового диапазона электромагнитных волн позволяет существенно увеличить скорость передачи данных, организовывать большое количество каналов передачи информации, так как ширина светового диапазона при-

мерно в 10 000 раз шире радиодиапазона. При этом возникает необходимость разработки методов обработки сигналов светового диапазона, в том числе когерентной обработки.

Фотонное эхо широко используется в оптической спектроскопии, а также в работе оптических запоминающих устройств и процессоров [1]–[3]. Интерес к разработке подобных приборов на основе когерентных переходных и кооперативных оптических явлений связан прежде всего с широкими возможностями для обработки информации. Оптические эхопроцессоры обладают быстродействием свыше 10 Гбит/с [4]. Кроме того, их функционирование носит когерентный характер, что позволяет запоминать, восстанавливать и преобразовывать не только амплитудные, но и фазовые характеристики сигналов. В частности, фотонные эхопроцессоры могут осуществлять согласованную фильтрацию сигналов светового диапазона в реальном масштабе времени. Настоящая статья посвящена моделированию работы управляемого согласованного фильтра для сигналов светового диапазона.

Фотонное эхо, как и спиновое, описывается в терминах динамики углового момента [5]. Если в случае спинового эха происходит магнитодипольное взаимодействие электромагнитного поля с магнитными моментами частиц, то в случае фотонного эха оно заменяется электродипольным взаимодействием. При этом поглощение и излучение энергии наблюдается не в радио-, а в световом диапазоне. Несмотря на это, механизм формирования фотонного эха имеет много общего с механизмом формирования спинового эха.

При анализе явлений, связанных с фотонным эхом, часто используют векторную модель, аналогичную модели формирования спинового эха [5]. При этом вводят понятие псевдоэлектрического поля \mathbf{E} и псевдоэлектрического диполя \mathbf{P} . Псевдоэлектрическое поле помимо реальных поперечных компонент электрического поля содержит продольную составляющую, равную ω/γ , где ω – частота резонансного перехода; $\gamma = 2p/\hbar$ – гироэлектрическое отношение (p – модуль дипольного момента резонансного перехода; $\hbar = h/(2\pi)$ (h – постоянная Планка)). Псевдоэлектрический диполь кроме поперечных составляющих P_x и P_y включает в себя продольную псевдосоставляющую $P_z = (\gamma\hbar/2)(N_1 - N_2)$, где N_1 и N_2 – населенности уровней двухуровневой системы.

Поведение псевдоэлектрического диполя в псевдоэлектрическом поле описывается оптическими уравнениями Блоха, представленными в векторной форме:

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = \gamma[\mathbf{P} \times \mathbf{E}] - \frac{P_x}{T_2} \mathbf{x} - \frac{P_y}{T_2} \mathbf{y} - \frac{P_z - P_0}{T_1} \mathbf{z},$$

где T_2 , T_1 – времена поперечной и продольной релаксаций соответственно; \mathbf{x} , \mathbf{y} , \mathbf{z} – орты декартовой системы координат; N – активное число излучающих частиц в единице объема; $P_0 = (\gamma\hbar/2)N$ – равновесное значение вектора псевдополяризации. По внешнему виду эти уравнения совпадают с уравнениями Блоха в магнитном резонансе, что позволяет рассматривать оба вида эха с общих позиций.

Анализ эхооткликов будем проводить с использованием оптических уравнений Блоха [6], которые удобно представить в системе координат, вращающейся вокруг продольной оси z с частотой, равной несущей частоте импульса возбуждения ω_0 :

$$\begin{cases} \frac{d\tilde{P}}{dt} = \left(i\Omega - \frac{1}{T_2}\right)\tilde{P} - i\tilde{R}(t)P_z; \\ \frac{d\tilde{P}^*}{dt} = -\left(i\Omega + \frac{1}{T_2}\right)\tilde{P}^* + i\tilde{R}^*(t)P_z; \\ \frac{dP_z}{dt} = -i\frac{\tilde{R}^*(t)\tilde{P}}{2} + i\frac{\tilde{R}(t)\tilde{P}^*}{2} - \frac{P_z}{T_1} + \frac{P_0}{T_1}, \end{cases} \quad (1)$$

где \tilde{P} , P_z – комплексные поперечная и продольная компоненты вектора псевдополяризации соответственно; $\tilde{R}(t) = \gamma\tilde{E}(t)$ – комплексная огибающая импульса возбуждения длительностью τ , заданного на симметричном интервале, выраженная через гироэлектрическое отношение γ и комплексную огибающую электрического поля $\tilde{E}(t)$; $\Omega = \omega - \omega_0$ – расстройка частоты; "*" – символ комплексного сопряжения, причем центральная частота неоднородно уширенной линии поглощения совпадает с несущей частотой импульсов возбуждения.

При моделировании и анализе эхооткликов целесообразно использовать формализм переходной матрицы состояния системы (вектора псевдополяризации) [7]. В этом случае определяют явный вид переходных матриц на свободных интервалах и формальный вид на интервалах действия импульсов возбуждения. Такой подход позволяет выделять в общем отклике системы, содержащем сигналы свободной индукции, первичные, стимулированные и другие эхо, нужный тип отклика, что в ряде случаев существенно облегчает решение задачи. В терминах формализма переходных матриц состояния проводится анализ двух- и трехимпульсных режимов возбуждения. Определяются комплексные огибающие первичного и стимулированного эхооткликов.

Будем считать, что длительность импульсов возбуждения удовлетворяет условию $\tau \ll T_1, T_2$. При этом в (1) можно не учитывать релаксацион-

ные члены. Формальное решение (1) в момент окончания импульса, заданного на симметричном интервале $-\tau/2, \tau/2$, можно представить в виде произведения переходной матрицы A на вектор начальных условий

$$\mathbf{P}(\tau/2, \Omega) = A(\tau/2, -\tau/2, \Omega) \mathbf{P}(-\tau/2, \Omega); \quad (2)$$

$$\mathbf{P} = \begin{bmatrix} \tilde{P} & \tilde{P}^* & P_z \end{bmatrix}^T,$$

где "Т" – символ транспонирования.

Уравнения (1) представляют собой систему линейных дифференциальных уравнений с переменными в общем случае коэффициентами $\tilde{R}(t)$ и $\tilde{R}^*(t)$. Точное аналитическое решение (1) удается получить только при $\tilde{R}(t) = \text{const}$, т. е. для простых импульсов с прямоугольной огибающей. Также точное аналитическое решение можно найти в случае кусочно-постоянных коэффициентов, например при возбуждении фазоманипулированными импульсами [6].

В настоящей статье промоделирована работа фотонного процессора в режиме перестраиваемого согласованного фильтра. При этом диапазон работы фильтра определяется частотой квантового перехода резонансной среды, в качестве которой могут выступать кристаллы, газы, органические соединения. Так для кристалла рубина длина волны составляет 0,635 мкм. Анализ работы согласованного фильтра проведен в терминах комплексных огибающих, что позволяет абстрагироваться от конкретной длины волны световых сигналов, определяемой видом резонансной среды. Длительности обрабатываемых сигналов в фотонных процессорах лежат в нано- и пикосекундных диапазонах.

В качестве импульсов, с которыми согласован фильтр, использованы фазоманипулированные 13-элементным кодом Баркера сигналы. Длительность элементарного импульса принята равной 1 нс. При этом длительность первого импульса $\tau_1 = 13$ нс. Для иллюстрации возможности перестройки согласованного фильтра также рассмотрены сигналы в виде реализаций шума.

Для определения переходной матрицы A в (2) выполнялась ступенчатая аппроксимация комплексной огибающей импульса $\tilde{R}(t)$ с шагом $\Delta t \leq f_B/2$, удовлетворяющим теореме отсчетов Котельникова, где f_B – граничная частота спектра функции $\tilde{R}(t)$. При этом длительность импульса возбуждения τ делится на $2N+1$ интервал, на каждом из которых задаются значения $\tilde{R}_n = \tilde{R}(n\Delta t)$, $n = -N, N$ [6].

Переходная матрица состояния в (2) определяется последовательным перемножением переходных матрицы элементарных импульсов с учетом законов изменения их параметров от импульса к импульсу

$$A = A_N \cdots A_n \cdots A_{-N}, \quad (3)$$

где A_n – переходная матрица, соответствующая элементарному импульсу.

Элементы матрицы A_n определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} a_{22}^* = a_{11} &= \frac{R_n^2 + (R_n^2 + 2\Omega^2) \cos \beta_n \Delta t}{2\beta_n^2} + i \frac{\Omega \sin \beta_n \Delta t}{\beta_n}; \\ a_{21}^* = a_{12} &= \frac{\tilde{R}_n^2}{\beta_n^2} \sin^2 \left(\frac{\beta_n \Delta t}{2} \right); \\ a_{23}^* = a_{13} &= \frac{2\tilde{R}_n \Omega}{\beta_n^2} \sin^2 \left(\frac{\beta_n \Delta t}{2} \right) - i \frac{\tilde{R}_n \sin \beta_n \Delta t}{\beta_n}; \\ a_{32}^* = a_{31} &= \frac{\tilde{R}_n^* \Omega}{\beta_n^2} \sin^2 \left(\frac{\beta_n \Delta t}{2} \right) - i \frac{\tilde{R}_n^* \sin \beta_n \Delta t}{2\beta_n}; \\ a_{33} &= \frac{\Omega^2 + R_n^2 \cos \beta_n \Delta t}{\beta_n^2}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\beta_n = \sqrt{R_n^2 + \Omega^2}$; $\tilde{R}_n = R_n \exp(i\varphi_n)$, причем φ_n – начальная фаза элементарного радиоимпульса.

Моделирование импульсной характеристики согласованного фильтра проводилось в двухимпульсном режиме возбуждения фотонного эха. На рис. 1, a представлена временная диаграмма импульсов возбуждения. Первый импульс является управляющим и с точностью до константы совпадает с сигналом, с которым согласован фильтр. В рассмотренном случае это сигнал, фазоманипулированный 13-элементным кодом Баркера. Второй – короткий импульс, считывающий сигнал.

Комплексная огибающая двухимпульсного эха определяется интегрированием всех изохромат с весом, определяемым функцией низкочастотного эквивалента неоднородно уширенной линии поглощения $g(\Omega)$ с шириной $\Delta\omega_L$ [6]:

$$\begin{aligned} \tilde{P}_e(t) &= P_0 \int_{-\infty}^{\infty} g(\Omega) a_{12}^{(2)}(\Omega) a_{23}^{(1)}(\Omega) \times \\ &\times \exp \left[i\Omega \left(t - 2t_2 + \frac{\tau_1}{2} \right) \right] d\Omega, \end{aligned} \quad (5)$$

где $a_{kl}^{(j)}(\Omega)$ – элемент переходной матрицы; t_j , τ_j – задержка и длительность импульса соответственно; j – номер импульса возбуждения.

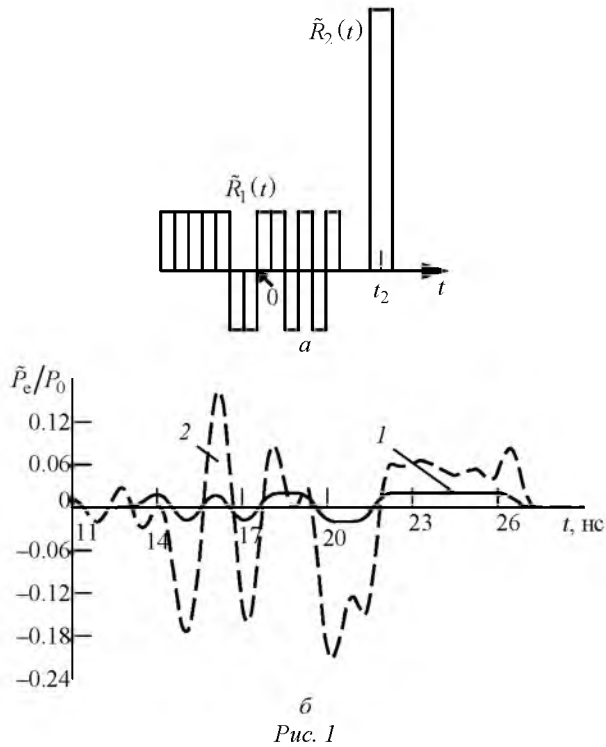


Рис. 1

Будем считать, что низкочастотный эквивалент неоднородно уширенной линии поглощения $g(\Omega)$ имеет гауссовскую форму со среднеквадратическим значением ширины

$$\sigma_L = \Delta\omega_L = 2\pi \cdot 10^9 \text{ рад/с.}$$

Элемент переходной матрицы $a_{12}^{(2)}(\Omega)$ для второго импульса определяется соответствующим элементом (4) матрицы A с подстановкой $\Delta t = \tau_2 = 0.5 \text{ нс}$ и амплитудой $R_2 = \pi/\tau_2$ (в радианах в секунду). Задержка второго импульса $t_2 = 10 \text{ нс}$. Указанные значения являются оптимальными для второго импульса, обеспечивающими максимум амплитуды двухимпульсного эха. Фаза второго импульса $\varphi_2 = -\pi/4$ определяет вещественный характер комплексной огибающей двухимпульсного эха.

На рис. 1, б представлена нормированная на P_0 комплексная огибающая двухимпульсного эха $\tilde{P}_c(t)$ (5) (кривая 1), в рассмотренном случае представляющая собой вещественную знакопеременную функцию. Амплитуда первого управляющего импульса $R_1 = 5 \cdot 10^7 \text{ рад/с}$. Как видно из рисунка, $\tilde{P}_c(t)$ является зеркальным отображением исходного сигнала (рис. 1, а, $\tilde{R}_1(t)$), что характерно для импульсной характеристики согласованного фильтра. Задержка $\tilde{P}_c(t)$ относительно центра $\tilde{R}_1(t)$ составляет $2t_2 = 20 \text{ нс}$. Сглаженный

характер импульсной характеристики по сравнению с исходным сигналом обусловлен фильтрующим действием функции $g(\Omega)$ в (5).

Для расширения динамического диапазона фильтра значение R_1 можно увеличить. Импульсная характеристика 2 на рис. 1, б соответствует $R_1 = 7.5 \cdot 10^8 \text{ рад/с}$. Однако при этом уже заметны искажения, обусловленные выходом фотонного процессора за границу линейного режима из-за насыщения.

Трехимпульсный режим возбуждения фотонного эха позволяет осуществлять согласованную фильтрацию сигналов. На рис. 2, а представлена временная диаграмма импульсов возбуждения. На ней первый импульс возбуждения является управляющим и совпадает по форме с сигналом, с которым согласован фильтр (в данном случае это фазоманипулированный 13-элементным кодом Баркера импульс). Второй – короткий импульс с прямоугольной огибающей, третий импульс является информационным, содержащим сумму сигнала и полосового белого шума: $\tilde{R}_3(t) = R_s(t) + R_n(t)$.

Комплексная огибающая трехимпульсного (стимулированного) эха определяется выражением [6]

$$\begin{aligned} \tilde{P}_{st}(t) = P_0 \int_{-\infty}^{\infty} g(\Omega) a_{13}^{(3)}(\Omega) a_{32}^{(2)}(\Omega) a_{23}^{(1)}(\Omega) \times \\ \times \exp \left[i\Omega \left(t - t_3 - t_2 + \frac{\tau_1 + \tau_2 - \tau_3}{2} \right) \right] d\Omega. \end{aligned} \quad (6)$$

После подстановки вычисленных на основе (3) и (4) элементов матриц $a_{23}^{(1)}(\Omega)$ и $a_{13}^{(3)}(\Omega)$ в их явном виде в выражение (6) получим комплексную огибающую эхосигнала. При этом элемент $a_{32}^{(2)}(\Omega)$ переходной матрицы второго импульса определяется соответствующим элементом (4) с подстановкой $\Delta t = \tau_2 = 0.5 \text{ нс}$, а амплитуда этого импульса $R_2 = \pi/(2\tau_2)$, что соответствует оптимальным параметрам второго импульса, обеспечивающим максимум амплитуды трехимпульсного эха. Фаза второго импульса $\varphi_2 = -\pi/2$ обеспечивает вещественный характер комплексной огибающей трехимпульсного эха. Задержки импульсов относительно первого составляют $t_2 = 30 \text{ нс}$, $t_3 = 40 \text{ нс}$. Длительность шумового импульса принята $\tau_n = \tau_3 = 18 \text{ нс}$, что превосходит длительность сигнала $\tau_s = 13 \text{ нс}$. Интервал корреляции шумовой гауссовской реализации равен 1 нс, что обеспечивает согласование ширины спектра сигнала и шума.

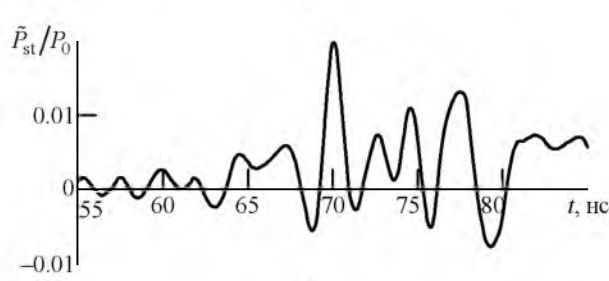
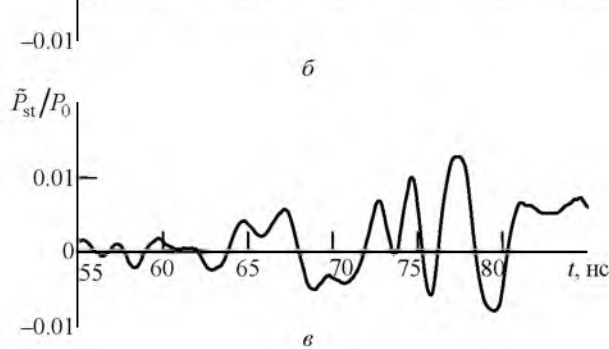
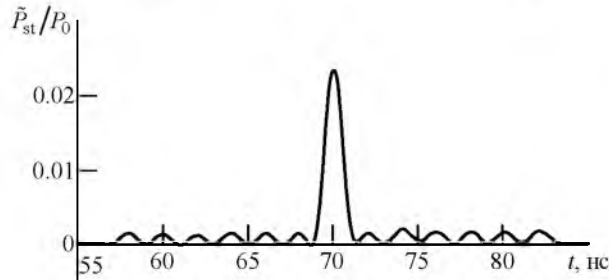
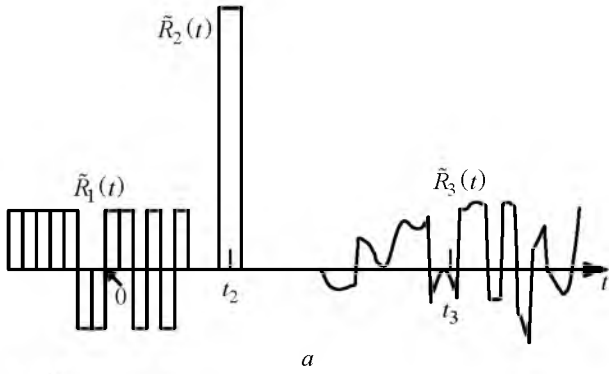


Рис. 2

На рис. 2, б представлена нормированная на P_0 комплексная огибающая стимулированного эха P_{st} (б) в отсутствие шума в составе информационного импульса. Зависимость получена при $R_1 = 2.5 \cdot 10^8$ рад/с, $R_3 = R_s = 5 \cdot 10^7$ рад/с. Полученная зависимость соответствует автокорреляционной функции 13-элементного кода Баркера с задержкой $t_2 + t_3 = 70$ нс.

На рис. 2, в показана эта же величина в отсутствие сигнала в составе информационного импульса. Среднеквадратичное значение шума $\sigma_n = 5 \cdot 10^7$ рад/с.

Выходной сигнал при одновременном воздействии сигнала и шума в составе информационного импульса представлен на рис. 2, г при условии $R_s = \sigma_n = 5 \cdot 10^7$ рад/с (т. е. при отношении "сигнал/шум" на входе, равном 1).

Как видно из представленных зависимостей (рис. 2, б-г), при указанных амплитудах сигнальной и шумовой составляющих фотонный процессор работает в линейном режиме и в нем соблюдается принцип суперпозиции.

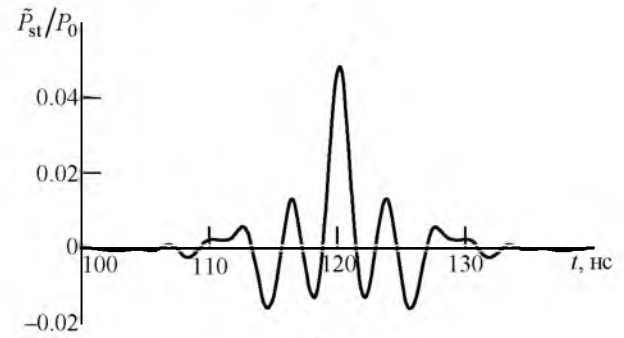
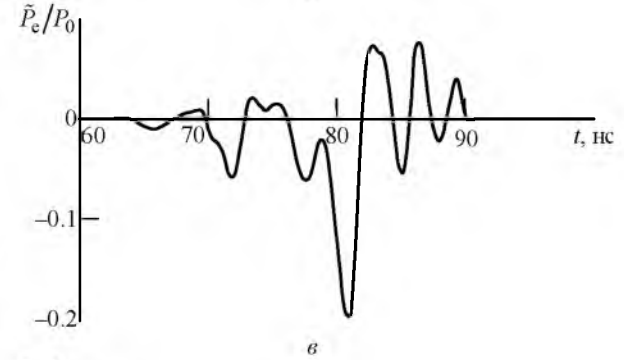
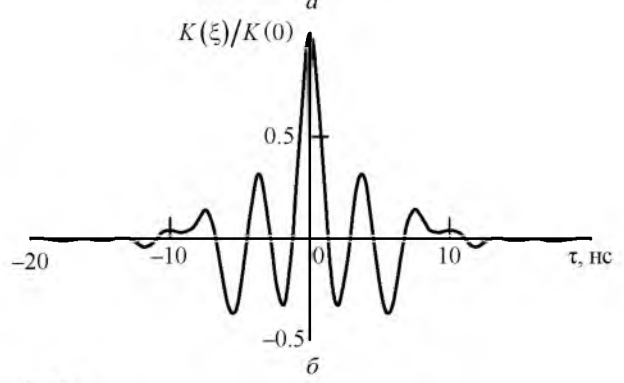
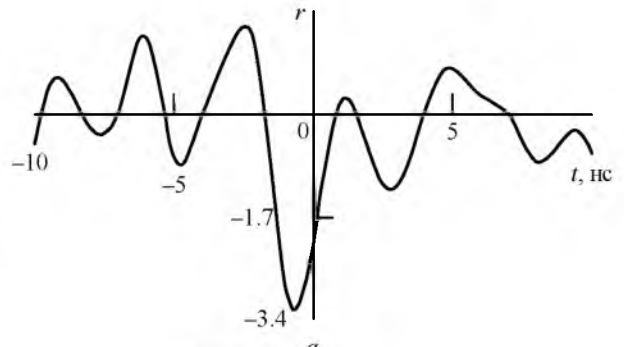


Рис. 3

Для демонстрации возможности перестройки фильтра на другой сигнал рассмотрим согласованный фильтр для шумовой реализации.

На рис. 3, а представлена реализация нормированной комплексной огибающей первого импульса $r_1(t) = \tilde{R}_1(t)/\sigma_1$, являющегося шумовым процессом, в виде вещественной знакопеременной функции, нормированной на среднеквадратическое отклонение σ_1 . Процесс полагался гауссовским с нулевым математическим ожиданием и $\sigma_1 = 2.5 \cdot 10^8$ рад/с. Длительность шумового импульса $\tau_1 = 20$ с, интервал корреляции процесса $\tau_k = 1$ нс. Модуляция несущей шумовым процессом обеспечивает ширину спектра этого импульса $\sigma_L = \Delta\omega_1 = 2\pi/\tau_1 = 2\pi \cdot 10^9$ рад/с. При вычислении переходной матрицы состояния системы для этого импульса его длительность τ_1 была разбита на $2N + 1$ интервала ($N = 100$), после чего вычисления проводились в соответствии с (3) и (4). В результате определялся элемент переходной матрицы $a_{23}^{(1)}(\Omega)$ (5).

На рис. 3, б представлена нормированная корреляционная функция реализации комплексной огибающей шумового импульса (рис. 3, а):

$$K(\xi)/K(0) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{R}(t)R^*(t-\xi)dt / K(0).$$

На рис 3, в показана комплексная огибающая двухимпульсного эха, соответствующая импульсной характеристике согласованного с шумовой реализацией (рис. 3, а) фильтра. Она является зеркальной по отношению к исходной реализации с задержкой $2t_2 = 80$ нс.

На рис. 3, г представлена нормированная на значение P_0 комплексная огибающая трехимпульсного эха для интенсивностей шумовых импульсов $\sigma_1 = \sigma_3 = 1.25 \cdot 10^8$ рад/с. Она совпадает с автокорреляционной функцией реализации шума, представленной на рис. 3, б, и имеет задержку $t_2 + t_3 = 40 + 80 = 120$ нс.

Таким образом, проведенное моделирование показало возможность реализации согласованного фильтра светового диапазона, основанного на фотонном эхе. При этом можно перестраивать характеристики фильтра, согласовывая его с сигналами различной формы. При выходе интенсивностей сигналов за пределы линейного режима в фильтре возникают искажения, обусловленные эффектом насыщения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rassvetalov L. A., Samartsev V. V. Optical data processing based on long-lived photon echo // *Proceedings SPIE*. 2001. Vol. 4605. P. 111–118.
2. Самарцев В. В., Рассветалов Л. А. От долгоживущего фотонного эха и триггерного сверхизлучения к оптическим фазовым процессорам // *Изв. РАН. Сер. Физическая*. 2002. Т. 66, № 3. С. 234–236.
3. Баруздин С. А. Стимулированное фотонное эхо при возбуждении некогерентными и когерентными импульсами // *Оптика и спектроскопия*. 2001. Т. 91, № 2. С. 276–282.
4. Многоканальная обработка информации в оптических эхо-процессорах ван-флековских парамаг-

- нетиков / В. А. Зуйков, А. А. Калачев, К. Р. Каримуллин, Т. Г. Митрофанова, В. В. Самарцев, А. Д. Тиранов, А. М. Шегада // *Изв. РАН. Сер. Физическая*. 2012. Т. 76, № 3. С. 326–332.

5. Баруздин С. А. Возбуждение фотонного эха импульсами, модулированными кодами Баркера // *Оптика и спектроскопия*. 2005. Т. 99, № 4. С. 620–626.

6. Баруздин С. А. Моделирование возбуждения спинового эха импульсами с произвольным законом модуляции // *Изв. вузов России. Радиоэлектроника*. 2015. Вып. 1. С. 39–43.

7. Баруздин С. А. Нелинейное эхо и обработка сигналов. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ "ЛЭТИ", 2011. 187 с.

S. A. Baruzdin

Saint Petersburg Electrotechnical University "LETI"

Tunable Matched Filter of Light Range

The simulation of the operation of a photonic controller at matched filtering mode is performed. The basis for the simulations are the optical Bloch equations. Using the apparatus of the transition matrices of the system state complex envelopes of two - and three-pulse echo are defined. It is shown that in two-pulse excitation mode the echo corresponds to the pulse characteristic of the filter. In the three-pulse mode stimulated echo corresponds to the output signal of the matched filter. Changing the shape of the excitation signals the filter may be adjustment for it accommodating to signals with various form and parameters.

Photon echo, the matched filter, electronic adjustment, the excitation pulses, echo form

Статья поступила в редакцию 29 марта 2016 г.