

Амплитудные характеристики возбуждения стимулированного фотонного эха шумовыми и когерентными импульсами

С.А.Баруздин

Исследован алгоритм возбуждения стимулированного фотонного эха двумя некогерентными импульсами белого гауссова шума и дельтаобразными световыми импульсами. На основе решения уравнений Блоха определена средняя комплексная огибающая эха. Полученные результаты могут использоваться в спектроскопии, а также при анализе нелинейных характеристик возбуждения в фотонных процессорах, основанных на эффекте насыщения. Результаты также могут быть распространены на случай аналогичного режима возбуждения спинового эха.

Ключевые слова: фотонное эхо, стохастические уравнения Блоха, нелинейные системы, корреляционная обработка, спиновое эхо.

1. Введение

Исследования в области фотонного эха вступили в фазу создания первых оптических процессоров, решающих задачи обработки информации в световом диапазоне [1]. Процессоры, основанные на фотонном эхе, могут использоваться в качестве быстродействующих запоминающих устройств с возможностью многократного считывания информации [2], могут работать в качестве накопителя (кумулятивный режим) [3], а также осуществлять задержку сигналов с инверсией во времени и автовертку сигналов светового диапазона [4]. Наряду с перечисленными алгоритмами такие процессоры могут осуществлять и другие интегральные преобразования сигналов светового диапазона, в частности корреляционную обработку детерминированных сигналов [5, 6].

Значительный интерес представляет также обработка случайных сигналов, основанная на возбуждении фотонного эха с использованием некогерентных шумовых импульсов [7]. В спектроскопии это позволяет заменить мощные короткие когерентные импульсы возбуждения более длинными некогерентными импульсами меньшей мощности. Для сигнальных процессоров светового диапазона открывается возможность осуществления корреляционного анализа случайных сигналов. Следует также отметить, что белый гауссов шум является удобной моделью, позволяющей анализировать нелинейные свойства систем [8].

Первое наблюдение фотонного эха с использованием некогерентных источников светового излучения вместо традиционных когерентных световых импульсов, генерируемых лазерами, относится к 1984 г. [9]. Сформированное двумя некогерентными импульсами фотонное эхо было названо некогерентным. В отличие от когерентных источников, которые формируют импульсы длительно-

стью τ с шириной спектра $\Delta f = 1/\tau$, ширина спектра некогерентных импульсов не зависит от длительности импульса.

В [7] описан алгоритм возбуждения аккумулированного фотонного эха двумя некогерентными импульсами, полученными от одного источника, и одним коротким когерентным импульсом. Было показано, что форма аккумулированного эха соответствует корреляционной функции электрического поля некогерентного источника. При этом интервал корреляции электрического поля обратно пропорционален ширине спектра источника и определяет разрешающую способность по времени в экспериментах по фотонному эху. Этот параметр играет важную роль при измерении времен релаксации. Первоначально достигнутое разрешение составляло 220 фс. Позднее [10] за счет использования светодиода в качестве источника светового излучения было достигнуто более высокое разрешение – 80 фс.

2. Алгоритм возбуждения стимулированного эха

Целью настоящей работы является исследование алгоритма возбуждения стимулированного фотонного эха с использованием двух шумовых некогерентных импульсов и одного короткого когерентного импульса. На рис. 1 представлена временная диаграмма огибающих импульсов возбуждения и стимулированного фотонного эха. При этом первый импульс возбуждения $\sigma_1 s(t)$, а также

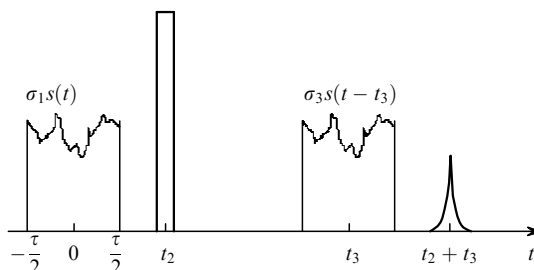


Рис. 1. Временная диаграмма огибающих импульсов возбуждения и стимулированного фотонного эха.

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», Россия, 197376 С.-Петербург, ул. Проф. Попова, 5; e-mail: bars@bars.etu.spb.ru

третий импульс возбуждения $\sigma_3 s(t - t_3)$ являются реализациями белого гауссова шума длительностью τ , полученными от одного источника путем задержки на время t_3 . Отметим, что размерность функции $\sigma_1 s(t) = \gamma E(t)$ составляет радиан в секунду (γ – гироэлектрическое отношение, E – напряженность электрического поля).

Второй импульс возбуждения представляет собой когерентный импульс с частотой ω_0 , совпадающей с центральной частотой неоднородно уширенной линии поглощения $g(\omega)$. Длительность этого импульса удовлетворяет условию $\tau_\delta \ll 1/(2\Delta\omega_g)$, где $2\Delta\omega_g$ – ширина неоднородно уширенной линии. Импульс, удовлетворяющий этому условию, будем называть дельтаобразным в том смысле, что его спектральная плотность почти постоянна на интервале частот, занимаемом неоднородно уширенной линией, и его свойства схожи со свойствами δ -функции Дирака. Амплитуда E_δ и длительность τ_δ этого импульса определяют площадь его огибающей $\alpha = E_\delta \tau_\delta$.

При анализе эха можно воспользоваться оптическими уравнениями Блоха [11]. Формально решение этих уравнений в системе координат, которая вращается вокруг продольной оси с частотой ω_0 , совпадающей с центральной частотой неоднородно уширенной линии поглощения $g(\omega)$, может быть представлено в виде [5, 6]

$$\begin{aligned} \mathbf{P}(t, \Omega) &= \mathbf{A}(t, t_0, \Omega) \mathbf{P}(t_0, \Omega) + \mathbf{P}_1(t, t_0, \Omega), \\ \mathbf{P} &= \begin{pmatrix} \tilde{p} \\ \tilde{p}^* \\ p_z \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (1)$$

где \mathbf{P} – вектор псевдополяризации с комплексными поперечными компонентами \tilde{p} , \tilde{p}^* и продольной компонентой p_z ; $\Omega = \omega - \omega_0$ – расстройка частоты перехода ω относительно ω_0 ; $\mathbf{A}(t, t_0, \Omega)$ – переходная матрица состояния системы; t_0 – начальный момент времени, для которого задан начальный вектор $\mathbf{P}(t_0, \Omega)$; $\mathbf{P}_1(t, t_0, \Omega)$ – вектор, учитывающий неоднородный характер системы дифференциальных уравнений Блоха.

Если длительности импульсов возбуждения $\tau \ll T_1$, где T_1 – время продольной релаксации, то вторым слагаемым в (1) можно пренебречь и тогда комплексная поперечная компонента вектора псевдополяризации, соответствующая стимулированному эху, для рассматриваемого алгоритма может быть представлена в виде [6]

$$\begin{aligned} \tilde{p}_s(t, \Omega) &= p_0 a_{13}^{(3)}(\Omega) a_{32}^{(2)}(\Omega) a_{23}^{(1)}(\Omega) k_r(t) \exp[i\Omega(t - t_2 - t_3)], \\ k_r(t) &= \exp\left(-\frac{t_3 - t_2}{T_1} - \frac{t - t_3 + t_2}{T_2}\right), \end{aligned} \quad (2)$$

где p_0 – модуль вектора \mathbf{P} в момент времени, предшествующий началу первого импульса возбуждения $t = -\tau/2$; T_2 – время поперечной релаксации; $a_{kt}^{(n)}$ – матричный элемент переходной матрицы \mathbf{A} для n -го импульса возбуждения.

Для второго (дельтаобразного) импульса возбуждения представляющий интерес элемент переходной матрицы имеет вид [6]

$$a_{32}^{(2)}(\Omega) = \frac{i}{2} \sin \alpha \exp(i\varphi_\delta), \quad (3)$$

где φ_δ – начальная фаза дельтаобразного импульса.

При начальных условиях

$$\mathbf{P}(t_0, \Omega) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ p_0 \end{pmatrix} \quad (4)$$

матричные элементы $a_{13}^{(3)}$ и $a_{23}^{(1)}$ определяют соответствующие компоненты вектора псевдополяризации в момент окончания импульсов

$$\tilde{p}^*(\Omega) = p_0 a_{23}^{(1)}(\Omega), \quad \tilde{p}(\Omega) = p_0 a_{13}^{(3)}(\Omega). \quad (5)$$

3. Математическое ожидание комплексной огибающей стимулированного эха

Поскольку первый и третий импульсы возбуждения являются случайными процессами, то и $\tilde{p}_s(t, \Omega)$ является случайной функцией времени. Определим математическое ожидание этой функции. Для этого воспользуемся соотношением, вытекающим из выражения (5):

$$\langle a_{23}^{(1)}(\Omega) a_{13}^{(3)}(\Omega) \rangle = \frac{\langle \tilde{p}^*(\Omega, \sigma_1) \tilde{p}(\Omega, \sigma_3) \rangle}{p_0^2}. \quad (6)$$

Для нахождения $\langle \tilde{p}(\Omega, \sigma_3) \tilde{p}^*(\Omega, \sigma_1) \rangle$ в случае возбуждения белым гауссовым шумом рассмотрим стохастические уравнения Блоха в неподвижной системе координат в интерпретации Стратоновича [12]:

$$d\mathbf{P} = (\mathbf{C}\mathbf{P} + \mathbf{c})dt + \mathbf{D}\mathbf{P}dW(t), \quad (7)$$

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} -T_2^{-1} & \omega & 0 \\ -\omega & -T_2^{-1} - \sigma^2/2 & 0 \\ 0 & 0 & -T_1^{-1} - \sigma^2/2 \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{D} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma \\ 0 & -\sigma & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{c} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ p_0/T_1 \end{pmatrix},$$

где \mathbf{P} – вектор состояния системы с декартовыми компонентами p_1, p_2, p_3 , под которым понимается вектор псевдополяризации; $p_1 = 0, p_2 = 0, p_3 = p_0$ – начальные условия; $dW(t) = s(t)dt$; $W(t)$ – винеровский процесс; $\sigma s(t)$ – функция, описывающая входное воздействие; σ – безразмерный коэффициент.

Будем полагать, что $s(t)$ – белый гауссов шум со спектральной плотностью мощности $N_0 = 1$ рад²/с. Тогда спектральная плотность мощности процесса, описываемого функцией $\sigma s(t)$, $N = \sigma^2 N_0$.

Рассмотрим два вектора псевдополяризации – $\mathbf{P}(\sigma_1)$ и $\mathbf{P}(\sigma_3)$, соответствующие одному и тому же переходу на частоте ω , но возбуждаемому шумовыми импульсами с разными интенсивностями σ_1 и σ_3 . Введем вектор \mathbf{X} с компонентами

$$\begin{aligned} x_1 &= p_1(\sigma_1), \quad x_2 = p_2(\sigma_1), \quad x_3 = p_3(\sigma_1), \quad x_4 = p_1(\sigma_3), \\ x_5 &= p_2(\sigma_3), \quad x_6 = p_3(\sigma_3). \end{aligned} \quad (8)$$

Определим ковариационную матрицу $\mathbf{K}_X(t) = \langle \mathbf{X}(t) \mathbf{X}^t(t) \rangle$, где \mathbf{X}^t – транспонированный вектор. Согласно теореме Ито [13], если имеется d стохастических процессов $x_i(t)$, заданных своими стохастическими дифференциалами

$$dx_i = f_i dt + G_i dW \quad (9)$$

и при этом порожденных одним и тем же винеровским

процессом $W(t)$, то стохастический процесс $Y(t) = \mathbf{u}(t, x_1(t), \dots, x_d(t))$ имеет стохастический дифференциал

$$dY(t) = \left(\mathbf{u}_t + \sum_{i=1}^d \mathbf{u}_{x_i} f_i + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^d \sum_{j=1}^d \mathbf{u}_{x_i x_j} G_i G_j \right) dt + \sum_{i=1}^d \mathbf{u}_{x_i} G_i dW(t), \quad (10)$$

где $\mathbf{u}_t = \partial \mathbf{u} / \partial t$; $\mathbf{u}_{x_i} = \partial \mathbf{u} / \partial x_i$; $\mathbf{u}_{x_i x_j} = \partial^2 \mathbf{u} / \partial x_i \partial x_j$.

В рассматриваемом случае $\mathbf{u}(t, x_1(t), \dots, x_d(t)) = \mathbf{X}(t) \times \mathbf{X}^T(t)$, а стохастические процессы x_i в (8) и (9) задаются стохастическими уравнениями Блоха (7) для параметра σ , равного σ_1 и σ_3 .

Представляющие дальнейший интерес элементы ковариационной матрицы $\mathbf{K}_X(t)$ определяются путем усреднения дифференциальных уравнений, полученных на основе (10),

$$\begin{aligned} \frac{d\langle x_1 x_4 \rangle}{dt} &= -\frac{2}{T_2} \langle x_1 x_4 \rangle + \omega \langle x_2 x_4 \rangle + \omega \langle x_1 x_5 \rangle, \\ \frac{d\langle x_1 x_5 \rangle}{dt} &= -\left(\frac{2}{T_2} + \frac{\sigma_3^2}{2} \right) \langle x_1 x_5 \rangle + \omega \langle x_2 x_5 \rangle - \omega \langle x_1 x_4 \rangle, \\ \frac{d\langle x_2 x_4 \rangle}{dt} &= -\omega \langle x_1 x_4 \rangle - \left(\frac{2}{T_2} + \frac{\sigma_1^2}{2} \right) \langle x_2 x_4 \rangle + \omega \langle x_2 x_5 \rangle, \\ \frac{d\langle x_2 x_5 \rangle}{dt} &= -\omega \langle x_1 x_5 \rangle - \omega \langle x_2 x_4 \rangle \\ &\quad - \left(\frac{2}{T_2} + \frac{\sigma_1^2 + \sigma_3^2}{2} \right) \langle x_2 x_5 \rangle + \sigma_1 \sigma_3 \langle x_3 x_6 \rangle, \\ \frac{d\langle x_3 x_6 \rangle}{dt} &= -\left(\frac{2}{T_1} + \frac{\sigma_1^2 + \sigma_3^2}{2} \right) \langle x_3 x_6 \rangle + \sigma_1 \sigma_3 \langle x_2 x_5 \rangle \\ &\quad + \frac{p_0}{T_1} [\langle x_3(t) \rangle + \langle x_6(t) \rangle]. \end{aligned} \quad (11)$$

Для определения (6) перейдем в систему координат, вращающуюся с частотой ω_0 вокруг продольной оси:

$$\begin{aligned} \tilde{p}^*(\Omega, \sigma_1) &= (x_1 + ix_2) \exp(i\omega_0 t), \\ \tilde{p}(\Omega, \sigma_3) &= (x_4 - x_5) \exp(-i\omega_0 t). \end{aligned}$$

Введем обозначения

$$\begin{aligned} \tilde{y} &= \langle \tilde{p}^*(\Omega, \sigma_1) \tilde{p}(\Omega, \sigma_3) \rangle, \\ \tilde{y}^* &= \langle \tilde{p}(\Omega, \sigma_1) \tilde{p}^*(\Omega, \sigma_3) \rangle, \\ y_z &= \langle x_3(\Omega, \sigma_1) x_6(\Omega, \sigma_3) \rangle. \end{aligned}$$

Тогда системе дифференциальных уравнений (11) в неподвижной системе координат будет соответствовать система дифференциальных уравнений во вращающейся системе

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \tilde{y} &= -\left(\frac{2}{T_2} + a \right) \tilde{y} + b y_z, \\ \frac{d}{dt} \tilde{y}^* &= -\left(\frac{2}{T_2} + a \right) \tilde{y}^* + b y_z, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} y_z &= \frac{b}{4} \tilde{y} + \frac{b}{4} \tilde{y}^* - \left(\frac{2}{T_1} + 2a \right) y_z + \frac{p_0}{T_1} [\langle x_3(t) \rangle + \langle x_6(t) \rangle], \\ a &= \frac{\sigma_1^2 + \sigma_3^2}{4}, \quad b = \sigma_1 \sigma_3. \end{aligned}$$

Обычно в устройствах обработки сигналов длительность импульса удовлетворяет условию $\tau \ll T_1, T_2$, что позволяет не учитывать действие релаксационных процессов во время действия импульсов возбуждения. В этом случае при начальных условиях (4) решение (12) для интересующей нас компоненты в момент окончания импульса будет иметь вид

$$\begin{aligned} \tilde{y} &= p_0^2 \frac{b}{(a^2 + 2b^2)^{1/2}} [\exp(r_2 \tau) - \exp(r_3 \tau)], \\ r_{2,3} &= -\frac{3}{2} a \pm \frac{1}{2} (a^2 + 2b^2)^{1/2}. \end{aligned} \quad (13)$$

На основании (2), (3), (6) и (13) можно определить математическое ожидание для комплексной огибающей стимулированного эха $\langle \tilde{p}_s(t) \rangle$. При этом для учета вклада всех составляющих неоднородно уширенной системы требуется произвести весовое интегрирование по частотам всех переходов:

$$\langle \tilde{p}_s(t) \rangle = 2\pi i p_0 \sin \alpha \exp(i\varphi_s) k_r(t) A_s G(t - t_2 - t_3), \quad (14)$$

$$A_s = \frac{b}{2(a^2 + 2b^2)^{1/2}} [\exp(r_2 \tau) - \exp(r_3 \tau)], \quad (15)$$

$$G(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} g(\Omega) \exp(i\Omega t) d\Omega.$$

4. Обсуждение результатов

Зависимость средней амплитуды стимулированного эха от параметров шумовых импульсов σ_1, σ_3 и τ определяется функцией A_s . На рис.2 представлены зависимости $A_s(\sigma_3)$ при $N_0 = 1 \text{ рад}^2/\text{с}$, $\tau = 10 \text{ нс}$ и разных σ_1 . Представленные характеристики носят нелинейный характер, обусловленный насыщением населенностей уровней. При увеличении параметра σ_3 сначала наблюдается линейный рост амплитуды эха, затем рост замедляется, амплитуда достигает максимума и начинает уменьшаться.

В линейном режиме для третьего импульса при фиксированном значении $\sigma_3 = \text{const} \leq 5 \cdot 10^3$ с ростом параметра σ_1 сначала наблюдается рост амплитуды эха в линейном режиме (кривая для $\sigma_1 = 5 \cdot 10^3$), потом она достигает максимума (кривая для $1.2 \cdot 10^4$) и начинает падать (кривая для $2 \cdot 10^4$). В целом амплитуда эха ведет себя симметрично относительно параметров σ_1 и σ_3 . Отметим также, что максимум амплитуды эха $A_s(\sigma_3)$ при $\sigma_1 = \text{const}$ смещается в область больших значений параметра σ_3 при увеличении σ_1 .

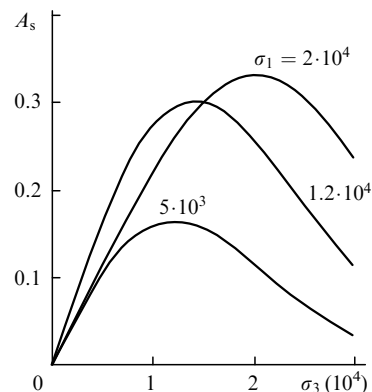


Рис.2. Зависимость средней амплитуды стимулированного эха от σ_3 при разных σ_1 для $N_0 = 1 \text{ рад}^2/\text{с}$ и $\tau = 10 \text{ нс}$.

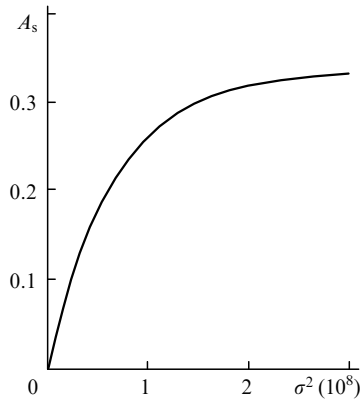


Рис.3. Зависимость средней амплитуды стимулированного эха от σ^2 при $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma$ для $N_0 = 1 \text{ рад}^2/\text{с}$ и $\tau = 10 \text{ нс}$.

Если $\sigma_1 = \sigma_3 = \sigma$, то средняя амплитуда эха описывается выражением

$$A_s = \frac{1}{3} \left[1 - \exp\left(-\frac{3}{2}\sigma^2\tau\right) \right], \quad (16)$$

вытекающим из (13) и (15).

Эта функция представлена на рис.3. Средняя амплитуда стимулированного эха с ростом σ^2 стремится к значению, равному $1/3$.

Полученную среднюю амплитуду стимулированного эха в алгоритме с шумовыми некогерентными импульсами можно сравнить с амплитудой стимулированного эха в алгоритме с когерентными дельтаобразными импульсами [6]

$$A_s = \frac{1}{2} \sin \alpha_1 \sin \alpha_2 \sin \alpha_3, \quad (17)$$

где α_i – площадь огибающей i -го импульса. Во втором случае максимальная амплитуда, равная $1/2$, достигается при $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \pi/2$.

Полученные для белого шума результаты можно распространить на случай окрашенного шума со спектральной плотностью мощности $N(\Omega)$. Неоднородно уширенная система состоит из ряда параллельных узкополосных каналов с близкими частотами, образующих однородно уширенные линии. Ширина полосы частот такого узкополосного канала при возбуждении белым шумом со спектральной плотностью мощности N_0 складывается из естественной ширины и слагаемого, обусловленного уширением шумовым полем, и описывается соотношением [14]

$$\Delta\Omega_0 = \frac{2}{T_2} + \frac{N_0}{2}. \quad (18)$$

Если ширина спектра функции $N(\Omega)$, равная $\Delta\Omega_N$, удовлетворяет условию $\Delta\Omega_N \gg \Delta\Omega_0$, то такой окрашенный шум по отношению к узкополосному каналу с частотой Ω можно считать белым, а его спектральную плотность мощности – постоянной, определяемой из условия $N_0 = N(\Omega)$. Тогда коэффициенты a и b будут определяться через спектральные плотности мощности первого ($N_1(\Omega)$) и третьего ($N_3(\Omega)$) импульсов возбуждения:

$$a(\Omega) = \frac{N_1(\Omega) + N_3(\Omega)}{4}, \quad b(\Omega) = [N_1(\Omega)N_3(\Omega)]^{1/2}. \quad (19)$$

При этом комплексная огибающая стимулированного эха будет определяться выражением

$$\langle \tilde{p}_s(t) \rangle = 2\pi i p_0 \sin \alpha \exp(i\varphi_8) k_r(t) U_s(t - t_2 - t_3), \quad (20)$$

$$U_s(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} g(\Omega) A_s(\Omega) \exp(i\Omega t) d\Omega.$$

В линейном режиме при $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma$ из (16) следует

$$A_s(\Omega) \approx \frac{1}{2} N_0(\Omega) \tau. \quad (21)$$

При этом, если спектральная плотность мощности шума сосредоточена внутри интервала частот, ограниченного неоднородно уширенной линией, а сама линия на этом интервале удовлетворяет условию $g(\Omega) \approx g_0 = \text{const}$, то в соответствии с (20) и (21) $U_s(t)$ будет иметь форму корреляционной функции шума, связанной с $N(\Omega)$ обратным преобразованием Фурье.

Для детерминированного сигнала $S(t)$ с соответствующей ему спектральной плотностью $S(i\Omega)$ в линейном режиме $A_s(\Omega) \approx |s(i\Omega)|^2/2$, что также соответствует автокорреляционной функции этого сигнала.

5. Заключение

Полученные результаты позволяют оптимизировать параметры некогерентных импульсов для достижения максимальной амплитуды стимулированного эха. Представляется также возможность анализа нелинейных искажений, определения верхней границы динамического диапазона процессора и верхней границы его линейного участка в режиме корреляционной обработки. Кроме того, отметим возможность анализа аналогичного алгоритма обработки сигналов в спиновых процессорах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования Российской Федерации (грант Министерства образования РФ по фундаментальным исследованиям в области технических наук, разд. «Электроника и радиотехника»).

1. Самарцев В.В. *Изв.РАН.Сер.физич.*, **63**, 835 (1999).
2. Зуйков В.А., Калачев А.А., Нефедьев Л.А., Самарцев В.В. *Квантовая электроника*, **23**, 273 (1996).
3. Хасанов О.Х., Смирнова Т.В. *Квантовая электроника*, **23**, 447 (1996).
4. Маньков В.Ю., Пархоменко А.Ю., Сазонов С.В. *Квантовая электроника*, **24**, 934 (1997).
5. Устинов В.Б., Ковалевский М.М., Баруздин С.А. *Изв.АН СССР. Сер.физич.*, **50**, 1459 (1986).
6. Баруздин С.А., Егоров Ю.В., Калинин Б.А. и др. *Функциональные устройства обработки сигналов (основы теории и алгоритмы)* (М., Радио и связь, 1997).
7. Asaka S., Nakatsuka N., Fujiwara M., Matsuoka M. *Phys.Rev.A*, **29**, 2286 (1984).
8. Баруздин С.А. *Оптика и спектроскопия*, **85**, 634 (1998).
9. Veach R., Hartmann S.R. *Phys.Rev.Letts*, **53**, 663 (1984).
10. Nakatsuka H., Wakamiya A., Abedin K.M., Hattori T. *Optics Letts*, **18**, 832 (1993).
11. Манькин Э.А., Самарцев В.В. *Оптическая эхо-спектроскопия* (М., Наука, 1984).
12. Баруздин С.А. *ЖТФ*, **69**, 65 (1999).
13. Bartholdi E., Wokaun A., Ernst R.R. *Chem.Phys.*, **18**, 57 (1976).
14. Knight W.R., Keiser R. *J.Magnetic Resonance*, **48**, 293 (1982).