

Измерение микро- и нановибраций и перемещений с использованием полупроводниковых лазерных автодинов

Д.А.Усанов, А.В.Скрипаль

Приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований возможности использования полупроводниковых лазеров на квантоворазмерных структурах, работающих в автодинном режиме, для создания измерителей нановибраций и наноперемещений. Описаны особенности формирования автодинного сигнала в условиях сильной и слабой обратной оптической связи, влияние токовой модуляции на форму и спектр автодинного сигнала, способы определения параметров микро- и нанодвижений. Приведено описание методов и аппаратуры с использованием лазерных автодинов для анализа параметров нановибраций и наноперемещений биообъектов.

Ключевые слова: лазерный автодин, интерференционный сигнал, спектральный анализ, вейвлет-анализ, микро- и нанодвижения.

1. Введение

Значительный интерес к эффекту автодинного детектирования в полупроводниковых лазерах обусловлен возможностью создания на их основе простых измерительных датчиков с высокой чувствительностью к отраженному сигналу [1–7]. Система, состоящая из полупроводникового лазера и внешнего отражателя, сочетает функции генератора и детектора электромагнитной волны в одном устройстве. Форма автодинного сигнала в общем случае отличается от формы интерференционного сигнала, формируемого таким же движением отражателя в интерференционной системе с развязкой от источника излучения [8–13].

Автодинные системы вообще и автодины на полупроводниковых лазерах в особенности отличаются компактностью, в них отсутствует разделение светового пучка на опорный и измерительный и не требуется юстировка опорного и измерительного плечей вследствие их совмещенности.

Автодинные системы нашли применение для контроля перемещений. Продемонстрирована их высокая чувствительность к микро- и нановибрациям и смещениям [14–17], описан способ измерений сверхмалых скоростей теплового расширения твердых тел в ограниченном временном интервале, проводимых на основе анализа низкочастотного спектра автодинного сигнала [18, 19].

Область применения автодинных измерителей существенно расширяется при проведении измерений с высокой степенью локальности. В частности, удается определить параметры вибраций биологических объектов, непосредственное измерение параметров движения которых осложнено вследствие их труднодоступности

[20–22]. Однако с увеличением локальности отражения от объекта исследований может увеличиваться уровень внешней оптической обратной связи, которая оказывает существенное влияние на форму автодинного сигнала полупроводникового лазерного излучателя и, как следствие, на точность определения параметров движения отражателя в автодинных системах [23].

Одним из преимуществ автодинной системы на полупроводниковом лазере является возможность создания систем измерения вибраций и перемещений методом, основанным на сравнении с эталоном, в качестве которого используется длина волны излучения полупроводникового лазера. В частности, таким образом измеряется величина смещения или расстояние до отражателя. Если же смещение существенно меньше длины волны лазерного излучения, то применим метод, основанный на возбуждении дополнительных колебаний с известными характеристиками [18, 24]. Для калибровки интерференционного сигнала в автодинной системе можно использовать модуляцию длины волны излучения полупроводникового лазера, которая, в свою очередь, может быть достигнута, например, модуляцией тока инжекции лазера [25].

К настоящему времени широкое использование автодинных систем для контроля нановибраций и перемещений биологических объектов сдерживается из-за трудностей формирования и анализа автодинного сигнала. Примером биообъектов, для которых удалось реализовать указанные методики, являются движение сердца пресноводного рачка дафнии, тремор глазного яблока, колебания барабанной перепонки. В частности, полупроводниковый лазерный автодин применялся для диагностики патологических состояний барабанной перепонки. Определена амплитудно-частотная характеристика колебаний барабанной перепонки при различных уровнях звукового воздействия, установлены различия между амплитудно-частотными характеристиками в зависимости от уровня звукового давления при патологии и в норме [26–28].

Цель настоящей работы – рассмотрение математических методов анализа автодинного сигнала полупровод-

Д.А.Усанов, А.В.Скрипаль. Саратовский государственный университет им. Р.Г.Чернышевского, Россия, 410012 Саратов, ул. Астраханская, 83; e-mail: usanovda@info.sgu.ru, skripalav@info.sgu.ru

Поступила в редакцию 25 июня 2010 г., после доработки – 18 октября 2010 г.

никового лазера и возможностей создания на этой основе способов и устройств для измерения характеристик микро- и нанодвижений и перемещений.

2. Формирование автодинного сигнала при движении внешнего отражателя

Для полупроводникового лазера с внешней оптической обратной связью (ООС) Лэнгом и Кобаяши [29] предложена модель, в которой лазерный диод описывается системой дифференциальных уравнений для амплитуды и фазы электромагнитного поля и концентрации носителей заряда. В автодинной системе в режиме стационарной генерации, когда изменения в системе происходят за время, значительно превышающее период колебаний электромагнитного излучения, нормированная мощность излучения полупроводникового лазера P может быть определена при использовании малосигнального анализа скоростных уравнений (для комплексного электрического поля с запаздывающим аргументом и концентрации носителей заряда) в виде зависимости P от времени обхода $\tau(t)$ лазерным излучением расстояния L до внешнего отражателя:

$$P = \cos[\omega(t)\tau(t)], \quad (1)$$

где $\omega(t)$ – частота излучения лазера. Задавая время обхода внешнего резонатора в виде гармонической функции времени t :

$$\tau = \tau_0 + \tau_a \sin(2\pi\nu t + \varepsilon), \quad (2)$$

выражение (1) для переменной нормированной мощности автодинного сигнала в режиме слабой обратной связи, когда $C \leq 1$, преобразуется к виду

$$P(t) = \cos \{ \omega_0 \tau_0 + \omega_0 \tau_a \sin(\Omega \tau + \varepsilon) - C \sin[\omega \tau_0 + \omega \tau_a \sin(\omega \tau + \varepsilon) + \psi] \}, \quad (3)$$

где C – уровень внешней ООС; $\tau_0 = 2L/c$ – время обхода лазерным излучением внешнего резонатора с неподвижным отражателем; $\tau_a = 2\xi/c$ – амплитудное значение изменения времени обхода; ξ и $\Omega = 2\pi\nu$ – амплитуда и частота колебаний внешнего отражателя; ε – начальная фаза.

Выражение (3) описывает нормированную мощность автодинного сигнала, формируемого при колебаниях внешнего отражателя. Для описания спектра автодинного сигнала в режиме слабой обратной связи ($C \leq 1$) может быть использовано представление $P(t)$ в виде разложения в ряд по функциям Бесселя:

$$P(t) = \cos \theta J_0(\sigma) + 2 \cos \theta \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\sigma) \cos(2n\Omega t + \varepsilon) - 2 \sin \theta \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(\sigma) \cos[(2n-1)\Omega t + \varepsilon], \quad (4)$$

где θ – набег фазы автодинного сигнала.

Первое слагаемое в (4) представляет собой постоянную составляющую автодинного сигнала. Амплитуда гармоник высших порядков определяется величиной σ , входящей в разложение и связанной с амплитудой колебания объекта соотношением $\sigma = 4\pi\xi/\lambda$, где λ – длина волны лазерного излучения. Для определения амплитуды колебаний объекта автодинный сигнал при $C \leq 1$ также может быть представлен в виде разложения в ряд Фурье:

$$P(t) = \frac{1}{2} a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} [a_{2n} \cos(2n\Omega t) - b_{2n} \sin(2n\Omega t)] - \sum_{n=1}^{\infty} \{ a_{2n-1} \cos[(2n-1)\Omega t] - b_{2n-1} \sin[(2n-1)\Omega t] \}. \quad (5)$$

Введем спектральные коэффициенты S_n следующим образом:

$$S_{2n} = 2J_{2n}(\sigma) \cos \theta = \begin{cases} a_{2n}/\cos(2n\varepsilon), & |a_{2n}| > |b_{2n}|, \\ b_{2n}/\sin(2n\varepsilon), & |a_{2n}| < |b_{2n}| \end{cases} \quad (6)$$

для четных номеров $2n$ и

$$S_{2n-1} = 2J_{2n-1}(\sigma) \sin \theta = \begin{cases} -a_{2n-1}/\sin[(2n-1)\varepsilon], & |a_{2n-1}| > |b_{2n-1}|, \\ b_{2n-1}/\cos[(2n-1)\varepsilon], & |a_{2n-1}| < |b_{2n-1}| \end{cases} \quad (7)$$

для нечетных номеров $2n-1$. Здесь a_n и b_n – коэффициенты разложения в ряд Фурье; значение ε при использовании коэффициентов a_n и b_n с четными номерами находится по формуле $\varepsilon = (2n)^{-1} \arctan(b_{2n}/a_{2n})$, а при использовании коэффициентов a_n и b_n с нечетными номерами по формуле $\varepsilon = (2n-1)^{-1} \arctan(-a_{2n-1}/b_{2n-1})$. Отметим, что спектральные коэффициенты S_n могут быть как положительными, так и отрицательными в зависимости от величин σ и θ [30].

Используя отношения выражений (6) и (7), получаем уравнение для определения амплитуды вибрации отражателя следующего вида [17]:

$$\frac{S_n}{S_{n+1}} = \frac{J_n(4\pi\xi/\lambda)}{J_{n+1}(4\pi\xi/\lambda)}. \quad (8)$$

Решение уравнения (8) не зависит от стационарного набега фазы автодинного сигнала θ , что делает удобным применение данного метода для определения нанометровых амплитуд колебаний объектов. В случае, если в спектре автодинного сигнала только три спектральных составляющих, выражение (8) преобразуется к виду

$$\frac{S_1}{S_3} = \frac{J_1(4\pi\xi/\lambda)}{J_3(4\pi\xi/\lambda)}. \quad (9)$$

Как видно из (9), отношение 1-й и 3-й спектральных составляющих зависит только от амплитуды колебаний отражателя. Результаты восстановления амплитуд колебаний при 5%-ном случайном отклонении значения интерференционного сигнала от вычисленного теоретически показали, что относительная погрешность восстановления амплитуд вибраций в этом случае не более 5%.

Обладая высоким коэффициентом усиления и малой добротностью, полупроводниковый лазерный автодин очень чувствителен к изменению уровня внешней оптической связи. В работе [15] приведена следующая классификация режимов работы полупроводниковых лазеров с внешней оптической обратной связью: $C < 0.1$ – режим очень слабой ООС, функция автодинного сигнала $P(t)$ совпадает по форме с функцией интерференционного сигнала в системе с развязкой от источника излучения (симметричная форма); $0.1 < C \leq 1$ – режим слабой ООС, функция $P(t)$ приобретает небольшие искажения и отклонения от симметричной формы; $1 < C < 4.6$ – режим умеренной ООС, функция $P(t)$ имеет три решения в каждый момент времени, автодинная система становится бистабильной, с двумя устойчивыми решениями и одним нестабильным; $C > 4.6$ – режим сильной ООС, функция $P(t)$ имеет пять решений в каждый момент времени,

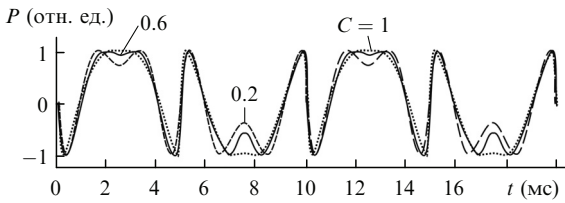


Рис.1. Расчет временной зависимости автодинных сигналов (3) для уровней внешней оптической обратной связи $C = 0.2, 0.6$ и 1.0 .

в автодинной системе может наступать коллапс когерентности.

На рис.1 и 2 приведены результаты расчета временной зависимости автодинных сигналов (3) для уровней оптической обратной связи $C = 0.2, 0.6$ и 1.0 , а также соответствующие спектры [23]. Моделирование проводилось при гармонических колебаниях внешнего отражателя с амплитудой $\xi = 300$ нм. Анализ результатов моделирования показал, что с увеличением уровня внешней ООС спектр переменной составляющей автодинного сигнала искажается тем сильнее, чем больше C .

Из анализа спектров соответствующих автодинных сигналов следует, что с увеличением C происходит обогащение спектра и изменение величин всех гармоник по сравнению с гармониками спектра автодинного сигнала для $C \ll 1$. Такое обогащение может наблюдаться и по мере увеличения степени фокусировки пучка в плоскости отражателя [23], т. к. с увеличением степени фокусировки уменьшается доля рассеянного излучения и, соответственно, увеличивается мощность возвращенного сигнала. В [23] было также показано, что отличительной особенностью спектра автодинного сигнала при $C \ll 1$ является увеличение номера спектральной составляющей с максимальной амплитудой с ростом амплитуды колебания объекта ξ , при этом наблюдается небольшое уменьшение амплитуды спектральных составляющих младших порядков. Принципиально иной характер изменения спектра наблюдается с ростом уровня ООС. Обогащение спектра происходит за счет увеличения числа спектральных составляющих, амплитуды которых значительно меньше амплитуды максимальной спектральной составляющей. При этом номер гармоники с максимальной амплитудой практически не изменяет своего значения. Форма автодинного сигнала с ростом C изменяется таким образом, что спектр автодинного сигнала приобретает характер, соответствующий прямоугольному импульсу; при этом обогащение спектра автодинного сигнала происходит за счет гармоник высших порядков (см. рис.2).

Таким образом, выбором расстояния до вибрирующего отражателя, регулированием уровня обратной связи и тока накачки лазера может быть расширена область

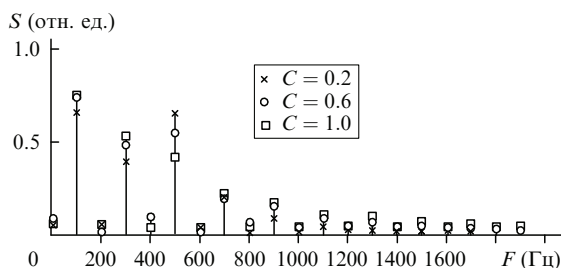


Рис.2. Спектры автодинных сигналов, приведенных на рис.1 ($\xi = 300$ нм).

применения теории гомодинной интерферометрии, используемой для определения амплитуд вибраций с помощью автодинных лазерных систем. При снижении тока накачки лазера и приближении его к пороговому значению появляется возможность измерения амплитуды колебаний объектов при повышенной степени фокусировки пучка лазерного полупроводникового автодина. Данный факт открывает возможность применения лазерного автодина для определения динамических параметров биологических микро- и нанообъектов.

3. Измерения параметров вибраций с амплитудами, соизмеримыми и превышающими длину волны лазерного излучения

В интерференционной системе зависимость интенсивности интерференционного сигнала от времени имеет вид негармонической функции даже в случае гармонически колеблющегося объекта при условии, что амплитуда колебаний соизмерима или превышает длину волны лазерного излучения. С ростом амплитуды колебаний объекта ξ наблюдается обогащение спектра продетектированного сигнала, причем амплитуда гармоники с максимальной амплитудой S_{\max} сдвигается в сторону больших номеров гармоник [16]. Для определения амплитуды колебаний объекта по номеру гармоники с максимальной амплитудой в [16] предложено использовать следующее аппроксимирующее выражение:

$$\xi = \frac{\lambda}{4\pi}(1.2 + 1.05m), \quad (10)$$

где $m = \omega/\omega_0$ – номер гармоники с максимальной амплитудой. Погрешность определения амплитуды колебаний с использованием выражения (10) зависит от точности определения номера гармоники с максимальной амплитудой. При измерениях не слишком малых амплитуд ($\xi \geq \lambda$) использование выражения (10) обеспечивает проведение достоверных измерений с высокой точностью с помощью простых измерительных систем.

Для полупроводникового лазера с внешним отражателем предложен метод решения обратной задачи, позволяющий восстанавливать форму интерференционного сигнала, которая совпадает с формой сигнала для интерференционной системы с развязкой от источника излучения, по значениям автодинного сигнала, полученным при двух фазах, соответствующих двум расстояниям до внешнего вибрирующего отражателя [31]. При восстановлении формы механического движения объекта по интерференционному сигналу в гомодинной интерференционной системе с развязкой от источника излучения используются известные методы для гомодинных систем. Описанная в [31] методика позволяет применять для автодинных систем методы определения амплитуды и формы механических колебаний объекта, разработанные для интерференционной системы с развязкой от источника излучения, и, тем самым, расширить диапазон восстанавливаемых по интерферограммам автодинных систем значений амплитуд вибраций.

В работах [32, 33] показана возможность решения задачи восстановления параметров сложного негармонического, но периодического движения объекта по измеренным временным зависимостям двух интерференционных сигналов, формируемых в лазерной гомодин-

ной системе, и производной одного из них, а также по интерференционному сигналу гомодинной системы с использованием метода наименьших квадратов [34]. Проведенное моделирование подтвердило возможность определения вида функции, описывающей движение объекта, предложенным методом. Было получено совпадение рассчитанной и исходной форм движения объекта с относительной погрешностью менее 1 %.

Возможность нахождения абсолютных значений характеристик колебаний механических систем, возбуждаемых ударным воздействием, без предварительной калибровки исследована в работах [35–37]. Нормированную переменную составляющую интерференционного сигнала, полученного в автодинной системе при $C \ll 1$, можно записать в следующем виде:

$$P(t) = \cos \left[\theta + \frac{4\pi}{\lambda} f(t) \right], \quad (11)$$

где λ – длина волны излучения; $f(t)$ – функция движения объекта, которая может быть представлена в виде разложения в интеграл Фурье:

$$f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} c(v) \exp(i\pi vt) dv. \quad (12)$$

Здесь v – частота колебаний исследуемого объекта; $c(v)$ – комплексная амплитуда механических вибраций на частоте v . Дифференцируя $P(t)$ (11) с учетом (12), получаем

$$\frac{dP(t)}{dt} = -\sin \left[\theta + \frac{4\pi}{\lambda} f(t) \right] \int_{-\infty}^{\infty} i \frac{8\pi^2 v}{\lambda} c \exp(i2\pi vt) dv. \quad (13)$$

Введем в рассмотрение функцию $S(t)$, такую, чтобы ее спектр с точностью до постоянного множителя соответствовал спектру восстанавливаемого сигнала, и запишем ее с учетом представления (13) в виде

$$S(t) = \frac{dP(t)/dt}{\pm \sqrt{1 - P^2(t)}} = \int_{-\infty}^{\infty} i \frac{8\pi^2 v}{\lambda} c(v) \exp(i2\pi vt) dv. \quad (14)$$

Сравнив интегральные представления функций $f(t)$ и $S(t)$, получим, что спектральные плотности этих функций отличаются множителем $i8\pi^2 v/\lambda$. Таким образом, построив на основе экспериментальных данных функцию $S(t)$, можно определить комплексные коэффициенты фурье-разложения функции $f(t)$:

$$c(v) = \frac{\lambda}{i8\pi^2 v} \int_{-\infty}^{\infty} S(\tau) \exp(-i2\pi v\tau) d\tau \quad (15)$$

и, воспользовавшись представлением (12), восстановить функцию $f(t)$.

Описанный выше метод имеет существенный недостаток. В моменты времени t_0 , когда $P(t_0) = 1$, конструируемая на основе интерференционного сигнала функция $S(t)$ терпит разрыв. Кроме того, наблюдается искажение значений функции $S(t)$ в некоторой окрестности обсуждаемых моментов времени. Использование такой функции $S(t)$ для определения параметров движения объекта приведет к искажению восстанавливаемого закона движения. Для применения описанного выше метода восстановления функции колебаний объекта с помощью спектрального анализа интерференционного сигнала необходимо использовать непрерывную функцию $S(t)$.

Для устранения разрывов и искажений функции $S(t)$ нами было высказано предположение о том, что эти раз-

рывы и искажения можно представить как аддитивный шум в полезном сигнале. Тогда задача устранения разрывов у обсуждаемой функции сводится к задаче ее фильтрации. Были разработаны два способа фильтрации $S(t)$: с помощью спектрального анализа и с помощью цифровой медианной фильтрации по пяти точкам с последующими сглаживаниями кубическими сплайнами.

Для проверки описанного выше способа восстановления функции движения объекта проведено численное моделирование восстановления заданной функции движения внешнего отражателя. В ходе моделирования задавалась функция $f(t)$, по которой с учетом выражения (11) рассчитывался интерференционный сигнал. Затем вычислялась функция $S(t)$ и решалась обратная задача: проводилось восстановление заданной функции $f(t)$ с использованием изложенной выше методики.

Основным недостатком метода определения параметров движения отражателя, основанного на фурье-анализе интерференционного сигнала, является то, что базисные функции, используемые при фурье-анализе, не локализованы во временной области. Отсутствие такой локализации ведет к погрешностям в определении параметров движения отражателя для случая, когда колебания отражателя не являются периодическими. Поэтому при анализе интерференционного сигнала представляет интерес использование базисных функций, локализованных во временном и частотном пространствах, например вейвлетов.

Функция, характеризующая продольные движения объекта, может быть представлена в интегральном виде:

$$f(t) = K_{\Psi_1}^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} C_w(a, b) \frac{1}{\sqrt{a}} \Psi_1 \left(\frac{t-b}{a} \right) \frac{dadb}{a^2}, \quad (16)$$

где $C_w(a, b)$ – коэффициенты вейвлет-разложения $f(t)$ по базису Ψ_1 , определяемые по формуле

$$C_w(a, b) = \int_{-\infty}^{\infty} S(t) \frac{1}{\sqrt{a}} \Psi_0 \left(\frac{t-b}{a} \right) dt, \quad (17)$$

а K_{Ψ_1} – постоянная величина, определяемая базисной вейвлет-функцией:

$$K_{\Psi_1} = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\Psi_f(\omega)|^2}{|\omega|} d\omega. \quad (18)$$

По аналогии с методом, описанным выше, введем в рассмотрение функцию $S(t)$, такую, чтобы ее спектр с точностью до постоянного множителя соответствовал спектру восстанавливаемого сигнала:

$$S(t) = \frac{dP/dt}{\pm \sqrt{1 - P^2(t)}}, \quad (19)$$

и запишем ее с учетом выражения для нормированной составляющей интерференционного сигнала (11):

$$S(t) = \frac{4\pi}{\lambda K_{\Psi_1}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} C_w(a, b) \frac{1}{\sqrt{a}} \Psi_2 \left(\frac{t-b}{a} \right) \frac{dadb}{a^2}, \quad (20)$$

где Ψ_2 – производная от базисной вейвлет-функции Ψ_1 .

В дальнейшем будем рассматривать только такие вейвлет-функции $\Psi_1(t)$, производная которых в свою очередь является вейвлетом. Сравнив интегральные

представления функций $f(t)$ и $S(t)$ (выражения (16) и (20) соответственно), можно видеть, что они отличаются базисной вейвлет-функцией и постоянной величиной $4\pi/\lambda$. Построив на основе интерференционного сигнала (11) функцию $S(t)$, разложим ее по вейвлет-базису Ψ_2 для получения коэффициентов вейвлет-разложения $C_w(a, b)$:

$$C_w(a, b) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\lambda}{4\pi} S(t) \frac{1}{\sqrt{a}} \Psi_2\left(\frac{t-b}{a}\right) dt. \quad (21)$$

Затем, используя найденные вейвлет-коэффициенты и базис Ψ_1 , выполним обратное преобразование и получим $f(t)$ (16). Таким образом, с помощью вейвлет-преобразований интерференционного сигнала возможно определение параметров движения отражателя в интерференционной системе.

В ходе моделирования было установлено, что амплитуда восстановленного с помощью вейвлет-метода гармонического движения отражателя отличается от амплитуды исходного движения отражателя не более чем на 5%, а частоты колебаний и их начальные фазы совпадают. Для сравнения рассматриваемая обратная тестовая задача была решена методом восстановления сложного движения отражателя в интерференционной системе с помощью фурье-преобразований (фурье-метода). Отклонение амплитуды восстановленной с помощью фурье-метода функции движения отражателя составило не более 3% от амплитуды исходной функции, а отличия в частоте и фазе зафиксированы не были.

Рассмотрен случай, когда движение отражателя представляет собой последовательность, каждая из составляющих которой является гармоническим сигналом, модулированным по амплитуде экспоненциально затухающей функцией. Вид закона движения представлен на рис.3,а. На рис.3,б приведен фрагмент зарегистрированного автодинного сигнала.

В ходе моделирования проводилась обработка зафиксированного сигнала с помощью медианной фильтрации по пяти точкам с последующим применением цифрового фильтра Савицкого–Голея. Отфильтрованный сигнал показан на рис.4,а. Определение параметров движения проводилось с использованием фурье-метода. Восстановленный вид закона движения отражателя представлен на рис.4,б. Сравнение частот экспоненциально убывающих по амплитуде гармонических колебаний исходного и восстановленного сигналов показало, что различие в частотах находится в пределах погрешности измерений.

4. Автодинная регистрация амплитуд нановибраций

Анализ автодинного сигнала удобно проводить спектральными методами, в которых для определения амплитуды вибраций используется найденное в результате измерений отношение величин спектральных составляющих или их количество [38]. При этом наименьший нижний порог измеряемых амплитуд вибраций можно обеспечить, если использовать метод, основанный на определении отношения первой и третьей гармоник спектра автодинного сигнала. На практике значение минимального порога такого метода определяется уровнем шума, т. е. значением амплитуды вибраций объекта, при котором третья гармоника в спектре различима над уровнем шумовой составляющей.

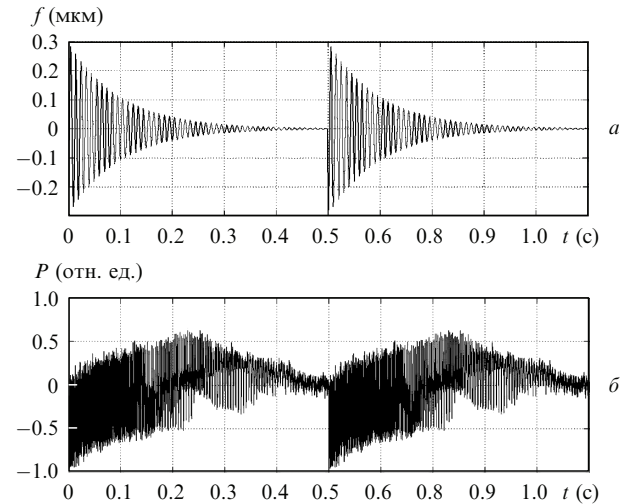


Рис.3. Вид исходной функции движения объекта $f(t)$ (а) и зафиксированный автодинный сигнал $P(t)$ (б).

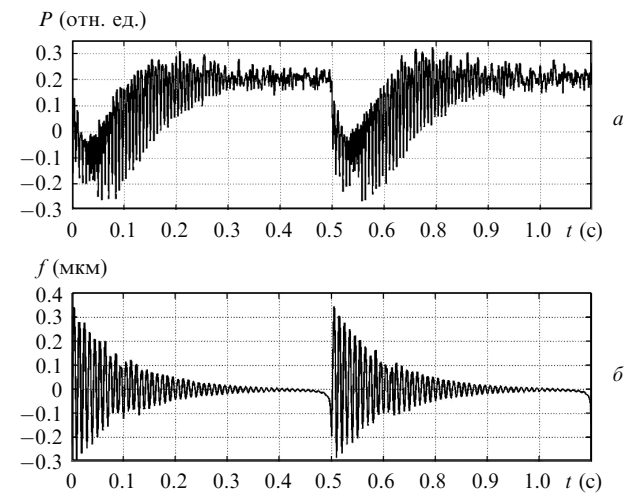


Рис.4. Первые два периода автодинного сигнала $P(t)$ после фильтрации (а) и первые два элемента последовательности восстановленной функции $f(t)$ (б).

В работе [39] предложено определять амплитуду вибраций объекта по отношению первой и второй спектральных составляющих, что позволило понизить нижний порог измеряемых амплитуд нановибраций. Используя нормировку автодинного сигнала, уравнение для определения амплитуды колебаний объекта ξ можно представить в виде

$$\frac{S_1^2}{4J_1^2(4\pi\xi/\lambda)} + \frac{S_2^2}{4J_2^2(4\pi\xi/\lambda)} = 1. \quad (22)$$

Здесь S_1 и S_2 – первые две гармоники спектрального ряда переменной нормированной составляющей автодинного сигнала; J_1 и J_2 – функции Бесселя 1-го и 2-го порядков. По составляющим S_1 и S_2 , получаемым из разложения нормированного автодинного сигнала в ряд Фурье, в результате решения уравнения (22) находим амплитуду колебаний объекта. При этом исключается необходимость в экспериментальном определении набега фазы автодинного сигнала θ .

Другой метод определения характеристик вибрирующих объектов с нанометровыми амплитудами основан на проведении нормировки амплитуды отраженного от

вибрирующего объекта оптического излучения или амплитуды гармоники спектрального ряда на частоте дополнительных механических колебаний [17]. Зарегистрированный автодинный сигнал при искомой амплитуде раскладывают в первый спектральный ряд и регистрируют максимальную гармонику в спектре. Затем последовательно увеличивают амплитуду колебаний объекта до тех пор, пока соответствующая гармоника спектра не достигнет максимума, и фиксируют второй спектральный ряд. Для определения искомой амплитуды колебания объекта можно использовать следующее соотношение амплитуд спектральных составляющих выходного сигнала детектора автодинной системы:

$$\frac{S_x}{S_n} = \frac{J_n(4\pi\xi_x/\lambda)}{J_n(4\pi\xi/\lambda)}, \quad (23)$$

где S_x – амплитуда n -й спектральной гармоники, совпадающей с частотой колебаний исследуемого объекта, для искомой амплитуды колебаний отражателя ξ_x ; S_n – амплитуда n -й спектральной гармоники для известной амплитуды колебаний отражателя ξ . В случае, когда искомая амплитуда колебаний меньше 0.23λ , соотношение (23) может быть записано в виде

$$\frac{S_x}{S_n} = \frac{J_1(4\pi\xi_x/\lambda)}{J_n(4\pi\xi/\lambda)}. \quad (24)$$

Соотношение (24) является уравнением относительно переменной ξ_x , поскольку S_x и S_n – измеряемые величины, а амплитуда колебаний ξ определяется из нормировочной зависимости.

На рис.5 и 6 приведены измеренный протектированный фотоприемником сигнал и спектральный ряд для искомой (неизвестной) амплитуды колеблющегося объекта. По спектру, представленному на рис.6, была определена нормированная амплитуда гармоники спектрального ряда на частоте колебаний объекта ($n = 1$): $S_x = 0.3931$.

В работе [17] по значению амплитуды дополнительных колебаний объекта в максимуме первой гармоники спектра автодинного сигнала ($\xi = 104$ нм) с использованием соотношения (24) получена искомая амплитуда колебаний объекта $\xi_x = 1.02$ нм. Измерение меньших амплитуд ограничивалось шумами измерительной установки. Установлено, что предложенная автодинная измерительная система на полупроводниковом лазере позволяет контролировать амплитуду вибраций объекта в диапазоне $1 - 10^4$ мкм в полосе частот от единиц герц до сотен мегагерц. Для увеличения разрешающей способности автодинной системы на полупроводниковом лазере был использован селективный усилитель У2-8. Проведенные измерения показали, что в этом случае нижний порог измеряемых амплитуд вибраций автодинной сис-

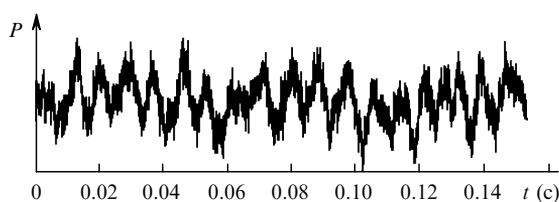


Рис.5. Измеренный автодинный сигнал при нанометровых амплитудах вибраций объекта.

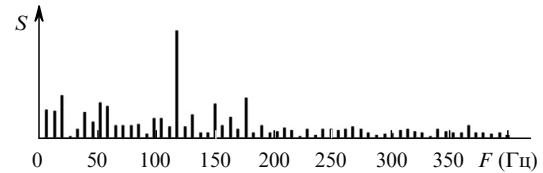


Рис.6. Спектральное представление нанометровых амплитуд вибраций объекта.

темы понижается еще на порядок и минимальное значение измеряемых амплитуд составляет ~ 1 Å.

В работе [40] показана возможность применения разработанного метода автодинной регистрации амплитуд нанометровых колебаний для контроля качества пьезопреобразователей в акустических линиях задержки СВЧ диапазона.

5. Измерение скорости движения по спектру автодинного сигнала

Скорость движения внешнего отражателя ϑ можно определить, используя спектральную составляющую автодинного сигнала с частотой ν , из соотношения

$$\vartheta = \lambda\nu/2. \quad (25)$$

Ограничением для использования приведенного соотношения является то, что с уменьшением скорости движения объекта частота переменной составляющей автодинного сигнала линейно уменьшается.

При измерении сверхмалых скоростей движения для калибровки амплитуды автодинного сигнала предлагается применять метод наложения дополнительных колебаний на объект, амплитуда которых больше $\lambda/2$ [41]. В этом случае автодинный сигнал определяется двумя компонентами – медленно изменяющейся фазой автодинного сигнала $\theta(t)$ и быстроменяющейся гармонической функцией $\sigma \sin(\Omega t + \varepsilon)$. Если для анализа автодинного сигнала использовать набор ограниченных во времени участков сигнала (оконый метод), то в пределах каждого участка (окна) можно считать, что автодинный сигнал не зависит от медленно изменяющейся компоненты $\theta(t)$. При таком предположении анализ сигнала сводится к определению фазы автодинного сигнала для гармонически колеблющегося объекта.

При решении обратной задачи – определения набега фазы $\theta(t)$ – может быть применено спектральное представление автодинного сигнала в ряды Фурье и Бесселя. Для определения набега фазы автодинного сигнала по четырем спектральным составляющим S_n с последовательными номерами n можно использовать следующие соотношения:

$$\theta_{2n} = \arctan \left[\frac{(2n+1)(S_{2n+3} + S_{2n+1})S_{2n+1}}{(2n-1)(S_{2n+2} + S_{2n})S_{2n+2}} \right]^{1/2}, \quad (26)$$

$$\theta_{2n-1} = \arctan \left[\frac{(2n+1)(S_{2n+1} + S_{2n-1})S_{2n+1}}{2n(S_{2n+2} + S_{2n})S_{2n}} \right]^{1/2},$$

где θ_{2n} и θ_{2n-1} – фазы автодинного сигнала, вычисленные по четным или нечетным спектральным составляющим сигнала соответственно.

Перемещая окно выбранного временного интервала, в пределах которого проводится анализ исходного сигнала, по оси времени и вычисляя набег фазы автодинного

сигнала для каждого окна, можно получить медленно изменяющуюся зависимость $\Delta\theta(t)$, из которой для известного времени выборки Δt медленно изменяющейся компоненты определяется мгновенная скорость движения объекта:

$$\vartheta(t) = \frac{\lambda}{4\pi} \frac{\Delta\theta}{\Delta t}. \quad (27)$$

В случае движения объекта с постоянной скоростью зависимость фазы автодинного сигнала $\Delta\theta(t)$ от времени будет линейной.

В работе [41] приведены результаты измерений линейного расширения нагреваемого образца. Для нормировки автодинного сигнала использовался метод наложения гармонических колебаний на частоте, близкой к 200 Гц, под действием пьезокерамического возбудителя. Из автодинного сигнала формировались оконные участки длительностью 0.05 с путем перемещения по автодинному сигналу формирующего окна с шагом 0.01 с. Скорость теплового расширения объекта, вычисленная по зависимости изменения набега фазы автодинного сигнала от времени, составила 50 нм/с.

Таким образом, использование квантоворазмерного полупроводникового лазера, работающего в режиме автодинного генератора, позволяет контролировать движение объектов с малыми скоростями при условии возбуждения в измеряемом объекте колебаний с амплитудой, превышающей половину длины волны лазерного излучения.

6. Автодинное детектирование при модуляции длины волны излучения полупроводникового лазера

Одним из преимуществ автодинной системы на полупроводниковом лазере является возможность создания систем измерения вибраций и перемещений методом, в котором измерительный сигнал сравнивается с известной эталонной величиной, в данном случае с длиной волны излучения полупроводникового лазера. Если же смещение оказывается существенно меньше длины волны лазерного излучения, то применяют метод наложения дополнительных колебаний с известными характеристиками [32]. Однако на практике реализовать колебательное движение объекта, расстояние до которого необходимо определить, не всегда представляется удобным и возможным.

Авторы работы [42] предложили использовать периодическую модуляцию длины волны излучения полупроводникового лазера, которая может быть получена, например, модуляцией тока инъекции. Для определения фазы автодинного сигнала используется выражение для отношения его четных спектральных составляющих

$$\frac{S_2}{S_4} = \frac{J_1(\sigma) - J_3(\sigma)}{J_3(\sigma) - J_5(\sigma)}, \quad (28)$$

из которого находится величина $\sigma = \omega_A \tau$. Затем, зная частоту модуляции ω_A , вычисляют время прохождения лазерным излучением расстояния до внешнего отражателя, а следовательно, и расстояние до объекта $l = c\tau/2$ (c – скорость света).

На основе этой методики, подробно изложенной в [42], проведены измерения профиля поверхности объекта, находящегося от измерителя на расстоянии более

10 см, с погрешностью ~ 65 мкм. Сравнение достигнутой с помощью предложенной методики точности измерений с возможностями известных выпускаемых промышленностью приборов свидетельствует об очевидных преимуществах лазерных автодинных измерителей. Так, промышленные приборы не позволяют проводить измерения на расстояниях, меньших 5 см, при этом погрешность измерений достигает 1 мм. Предлагаемый нами метод и устройство, как следует из теоретического анализа, могут обеспечить измерение расстояний до 10 мм с погрешностью не хуже 10 мкм. Полученная в эксперименте несколько большая погрешность (до 65 мкм) обусловлена зависимостью точности определения расстояния до объекта в автодинной системе от уровня ООС. С увеличением уровня внешней ООС погрешность растет в связи с искажением формы переменной составляющей автодинного сигнала. С уменьшением уровня ООС в измерительной автодинной системе снижается уровень полезного сигнала относительно шумов. Улучшение отношения сигнал/шум при уменьшении уровня обратной связи позволяет повысить точность измерения расстояний в автодинной измерительной системе.

7. Автодинная интерферометрия вибраций биообъектов

Результаты исследования автодинного детектирования в полупроводниковых лазерах могут быть использованы при изучении динамического состояния биологических объектов. В работах [43–46] исследована возможность применения методов интерферометрии для измерений биовибраций и в задачах кардиодиагностики. В работах [45, 46] изучен механизм формирования выходного сигнала спекл-интерферометра для анализа вибраций поверхности кожи и биотканей. Результаты теоретического исследования зависимости структуры фазовых портретов выходного сигнала спекл-интерферометра вибраций поверхности кожи от тяжести сердечно-сосудистых заболеваний приведены в [46].

В работе [22] предложено использовать полупроводниковый лазерный автодин для диагностики микросаккадических движений глаза (тремор глаза), амплитуда которых не превышает нескольких микрон. Измерения интерференционного сигнала проводились с помощью полупроводникового лазера ИЛПН-206 ($\lambda = 1.3$ мкм). Выбирался такой режим работы, чтобы мощность излучения не превышала 1 мВт. Стабилизированное по мощности излучение лазера направлялось на склеральную оболочку глаза. Крепление лазера к голове пациента осуществлялось с помощью эластичного жгута. Часть излучения, отраженного от склеральной оболочки глаза, возвращалась в резонатор лазера, изменение выходной мощности которого регистрировалось фотодетектором. Фиксируемый автодинный сигнал приведен на рис. 7, а. Как видно из рисунка, длительность саккады составила 42 мс, что соответствует данным [22], полученным с помощью фотоэлектрической регистрации саккадического движения глаза.

Для регистрации тремора глаза измерения проводились у здорового пациента в момент, когда саккадические движения глаза отсутствовали. В этом случае удалось зафиксировать периодические движения глаза с частотой колебаний 72 Гц (период колебаний ~ 14 мс). Для зарегистрированного автодинного интерференционного

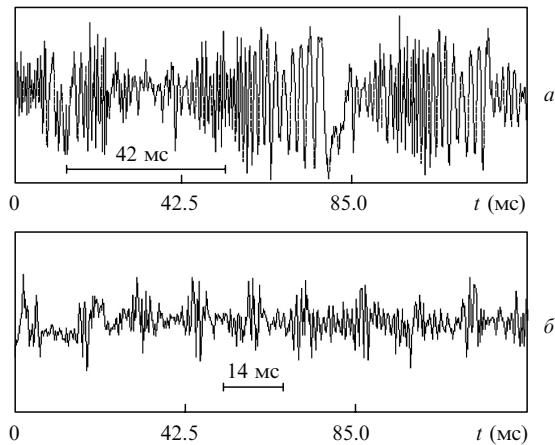


Рис.7. Временное поведение мгновенных значений нормированного протектированного сигнала в случае саккады (а) и тремора (б).

сигнала (рис.7,б) рассчитывалась амплитуда колебаний глазного яблока по спектру интерференционного сигнала, приведенному на рис.8. При расчете использовалась взаимосвязь амплитуды колебаний объекта ξ с номером гармоники с максимальной амплитудой m (10). Рассчитанное таким методом усредненное значение амплитуды тремора глаза здорового пациента вдоль направления пучка лазера составило 1.4 мкм.

Для оценки степени загрязнения окружающей среды широкое применение находят методы, основанные на оценке физиологических параметров биологических тест-объектов. В качестве последних наибольший интерес для контроля состояния водной среды представляют пресноводные рачки дафнии (*Daphnia magna* Straus), поскольку известна высокая чувствительность их физиологических параметров к концентрации токсических веществ в водной среде [47]. Для реализации метода использовалось излучение полупроводникового лазера, сфокусированное в область сердца дафнии. Проведенные измерения зависимости частоты и амплитуды биений сердца дафнии от концентрации фенола, растворенного в водной среде, показали значительные преимущества автодинной регистрации в качестве средства, обеспечивающего проведение тест-контроля водной среды на наличие токсических компонентов по сравнению с известными фотоэлектрическими методами.

В работах [20, 26–28] показана возможность использования лазерных автодинных систем для регистрации параметров движений барабанной перепонки. Экспериментальное определение амплитуд колебаний барабанной перепонки проводилось с использованием автодинной измерительной системы [20], схема которой приведена на рис.9. На барабанную перепонку 1 направлялось

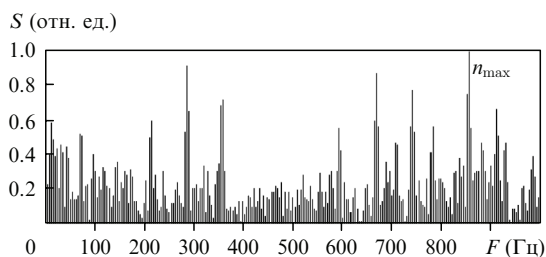


Рис.8. Спектр протектированного сигнала тремора глаза, нормированный на амплитуду гармоники S_n с максимальным значением $m = 12$.

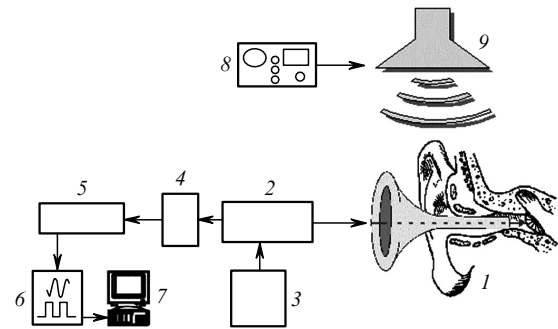


Рис.9. Схема измерительной установки:

1 – барабанная перепонка с расширительной воронкой; 2 – лазерный диод; 3 – источник тока накачки лазерного диода; 4 – фотоприемник; 5 – широкополосный усилитель, содержащий фильтр переменного сигнала; 6 – аналого-цифровой преобразователь; 7 – компьютер; 8 – генератор звуковых колебаний; 9 – излучатель звуковых волн.

когерентное излучение квантоворазмерного лазерного диода RLD-650 5 ($\lambda = 652$ нм). Для обеспечения прямой видимости барабанной перепонки использовалась расширительная воронка. Отраженное от барабанной перепонки лазерное излучение регистрировалось с помощью фотоприемника 4, сигнал с которого поступал через широкополосный усилитель 5, содержащий фильтр переменного сигнала, на вход аналого-цифрового преобразователя 6 компьютера 7. Для возбуждения колебаний барабанной перепонки использовался излучатель звуковых волн 9, работающий от генератора звуковых колебаний 8.

Для исследования поведения барабанной перепонки при высоких уровнях звукового давления анализировался спектральный состав автодинного сигнала при различных интенсивностях воздействия [28]. На рис.10 приведен фрагмент автодинного сигнала при частоте звукового воздействия $\nu_s = 600$ Гц и уровне звукового давления 70 дБ. В спектре автодинного сигнала (рис.11), наряду со спектральными составляющими, кратными ν_s , наблюдаются спектральные составляющие на частотах, кратных $\nu_s/2$. Это позволило сделать вывод о возникновении в колебаниях барабанной перепонки при гармоническом возбуждении дополнительной субгармоники на половинной частоте основных колебаний. Пороговый уровень возникновения субгармонических колебаний был индивидуален для каждого пациента и превышал порог слышимости на 65–75 дБ.

Исследования на препарированном слуховом аппарате свиньи позволили установить, что с ростом амплитуды возбуждения колебаний барабанной перепонки в спектре автодинного сигнала также наблюдались субгармонические составляющие на частотах, кратных половине частоты подаваемого сигнала, а при дальнейшем увеличении амплитуды – субгармонические составляющие на частотах, кратных $\nu_s/4$.

Проведенные исследования *in vivo* [48] у лиц без патологии слуха (15 чел.), а также у больных, страдающих тугоухостью (10 чел.), показали, что нарастание амплитуды колебаний у больных происходит более медленно. При исследовании амплитудно-частотной характеристики у больных наблюдалось падение амплитуды колебаний барабанной перепонки, более выраженное в зоне средних и высоких частот.

В [26] показана возможность диагностирования изменения эластичности и ороговения тканей барабанной

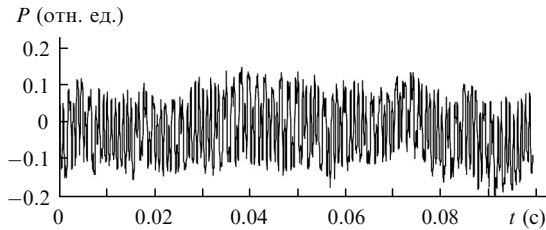


Рис.10. Фрагмент автодинного сигнала при частоте звукового воздействия 600 Гц и уровне звукового давления 70 дБ.

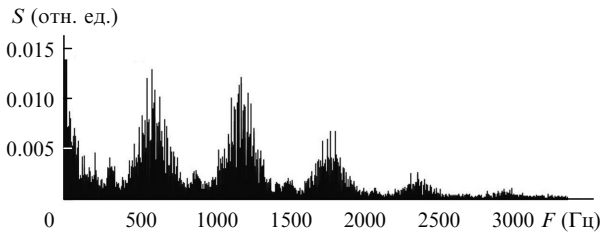


Рис.11. Спектр автодинного сигнала, приведенного на рис.10.

перепонки при понижении слуховой функции пациента. Был сделан вывод, что наличие видимых изменений в амплитудно-частотной характеристике перепонки, фиксируемых автодином, открывает возможность применения предложенного метода для дифференциальной диагностики тугоухости.

В работе [27] приведены результаты измерений продольных смещений барабанной перепонки, информация о которых была получена из найденных при решении обратной задачи значений стационарного набега фазы автодинного сигнала. Экспериментально установлено, что с увеличением интенсивности звукового воздействия на барабанную перепонку происходит не только рост амплитуды колебаний, но и ее продольное смещение как единого целого.

8. Выводы

Продемонстрированы методы математического описания автодинного сигнала полупроводникового лазера и на их основе разработаны технологии контроля параметров микро- и нанодвижений. Показана возможность применения автодинных систем для диагностики динамического состояния тест-биообъектов как средства экологического мониторинга, определения характерной частоты и амплитуды тремора глаза, амплитудно-частотных характеристик барабанной перепонки *in vivo*.

1. Seko A., Mitsuhashi Y. *Appl. Phys.*, **27**, 140 (1975).
2. Shinohara S., Mochizuki A., Yoshida H., Sumi M. *Appl. Opt.*, **25**, 1417 (1986).
3. Shimizu E.T. *Appl. Opt.*, **26**, 4541 (1987).
4. Jentik H.W., de Mul F.F., Suichies H., Aarnoudse J.G., Greve J. *Appl. Opt.*, **27**, 379 (1988).
5. Mocker H.W., Bjork P.E. *Appl. Opt.*, **28**, 4914 (1989).
6. Семенов А.Т. *Квантовая электроника*, **6**, 107 (1971).
7. Маргин А.В. *ЖТФ*, **64**, 184 (1994).
8. Гершензон Е.М., Туманов Б.Н., Левит Б.И. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **23**, 535 (1980).
9. Сурис Р.А., Тагер А.А. *Квантовая электроника*, **11**, 35 (1984).
10. Tromborg V., Osmundsen J.H., Olesen H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-20**, 1023 (1984).
11. Olesen H., Osmundsen J.H., Tromborg V. *IEEE J. Quantum Electron.*, **22**, 762 (1986).
12. Shunc N., Petermann K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 1242 (1988).

13. Быковский Ю.А., Дедушенко К.Б., Зверков М.В., Мамаев А.Н. *Квантовая электроника*, **19**, 657 (1992).
14. Pernick V.J. *Appl. Opt.*, **12**, 607 (1973).
15. Giuliani G., Norgia M., Donati S., Bosch T.J. *Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **4**, S283 (2002).
16. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Вагарин В.А. *ИТЭ*, **6**, 162 (1994).
17. Усанов Д.А., Скрипаль А.В. *Письма в ЖТФ*, **9**, 51 (2003).
18. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Камышанский А.С. *Микросистемная техника*, **2**, 19 (2004).
19. Усанов Д.А., Скрипаль Ал.В., Скрипаль Ан.В. *Физика полупроводниковых радиочастотных и оптических автодинов* (Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 2003).
20. Усанов Д.А., Мареев О.В., Скрипаль А.В., Камышанский А.С. *Биомедицинские технологии и радиоэлектроника*, **8-9**, 94 (2004).
21. Усанов Д.А., Скрипаль Ал.В., Вагарин А.Ю., Скрипаль Ан.В., Потапов В.В., Шмакова Т.Т., Мосияш С.С. *Письма в ЖТФ*, **24**, 39 (1998).
22. Skripal A.V., Usanov D.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3908**, 7 (2000).
23. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Авдеев К.С. *Изв. вузов. Сер. Прикладная нелинейная динамика*, **17**, 54 (2009).
24. Усанов Д.А., Скрипаль А.В. Патент РФ 2208769, приоритет от 20.07.2003. *Изобретения*, № 20 (2003).
25. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Авдеев К.С. *Письма в ЖТФ*, **33**, 72 (2007).
26. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Авдеев К.С. *Изв. вузов. Сер. Прикладная нелинейная динамика*, **16**, 41 (2008).
27. Скрипаль А.В., Усанов Д.А., Авдеев К.С., Мареев О.В., Мареев Г.О. *Альманах клинической медицины*, **17**, 358 (2008).
28. Усанов Д.А., Мареев О.В., Скрипаль А.В., Мареев Г.О., Камышанский А.С. *Письма в ЖТФ*, **33**, 90 (2007).
29. Lang R., Kobayashi K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-16**, 347 (1980).
30. Вагарин В.А., Скрипаль А.В., Усанов Д.А. *Автометрия*, № 1, 89 (1994).
31. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Калинин М.Ю. *ЖТФ*, **70**, 125 (2000).
32. Gangnus S.V., Usanov D.A., Skripal A.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3726**, 226 (1998).
33. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Гангнус С.В. *Автометрия*, № 1, 117 (2001).
34. Gangnus S.V., Usanov D.A., Skripal A.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4002**, 151 (2000).
35. Скрипаль А. В., Чанилов О.И., Усанов Д.А. *Изв. вузов. Сер. Прикладная нелинейная динамика*, **1**, 79 (2005).
36. Чанилов О.И., Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Камышанский А.С. *Письма в ЖТФ*, **31**, 9 (2005).
37. Скрипаль А.В., Чанилов О.И., Усанов Д.А. *Автометрия*, № 5, 56 (2004).
38. Pernick V.J. *Appl. Opt.*, **12**, 607 (1973).
39. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Камышанский А.С. *Письма в ЖТФ*, **32**, 42 (2006).
40. Усанов Д.А., Скрипаль Ан.В., Сергеев А.А., Абрамов А.Н., Скрипаль Ал.В., Абрамов Ф.А. В сб. *Матер. научно-технич. конф. «Перспективные направления развития электронного приборостроения»* (Саратов, 2003, с. 153).
41. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Камышанский А.С. *Микросистемная техника*, **2**, 19 (2004).
42. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Авдеев К.С. *Письма в ЖТФ*, **33**, 72 (2007).
43. Fercher A.F., Hu H.Z., Steeger P.F. Briers J.D. *Opt. Acta*, **29**, 1401 (1982).
44. Ryabukho V.P., Tuchin V.V., Ul'yanov S.S., Zimnyakov D.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2100**, 19 (1994).
45. Ul'yanov S.S., Ryabukho V.P., Tuchin V.V. *Opt. Eng.*, **33**, 908 (1994).
46. Ульянов С.С., Тучин В.В. *Изв. вузов. Сер. Прикладная нелинейная динамика*, **2**, 44 (1994).
47. Кикнадзе Г.С., Есаков Б.П., Кузьминых С.Б., Комаров В.М. *Опыт оценки степени загрязнения водной среды по изменениям периода биения сердца дафнии* (Пушино: изд-е НЦ биол. иссл. АН СССР, 1983, с. 13).
48. Мареев О.В., Мареев Г.О., Усанов Д.А., Скрипаль А.В. *Медицинский альманах*, **3**, 49 (2008).