чением v_k энергия, передаваемая генераторами в контур связи, падает, а его эквивалентная добротность возрастает. Конкуренция этих эффектов также отражается на эволюции формы резонансной кривой пассивной части системы.

В работе определены области параметров существования режима взаимной синхронизации при дробно-кратном соотношении частот генерации. По преимуществу рассмотрены частотные соотношения, вопрос об амплитудах и фазах подробно не обсуждается.

Показано существенное отличие частот синхронного режима от парциальных частот элементов при больших ε и β . Это отличие определяется как зависимостью частот генерации от ε (существенно нелинейный эффект), так и изменением резонансной характеристики пассивной части автоколебательной системы при изменении коэффициента связи β .

Установлено, что зависимость ширины полосы синхронизации от параметров не может быть объяснена только частотными соотношениями. При больших є и β зависимость Δ_s от параметров определяется изменением энергетических соотношений.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Грибков Д. А., Карасев А. А., Кузнецов Ю. И., Минакова И. И.// //Межлунар. семин. «Нелинейные цепи и системы», 16—18 июля 1992 г. М., 1992. Т. 2. С. 70.
- 2. Блехман И. И. Синхронизация в природе и технике. М., 1981.
- 3. Карасев А. А., Кузнецов Ю. И., Минакова И. И.//Радиотехника. 1994. № 3. С. 27.
- 4. Минакова И. И. Неавтономные режимы автоколебательных систем. М., 1987.

Поступила в редакцию 18.12.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 5

УДК 537.86

9♥

ОБНАРУЖЕНИЕ КЛАССИЧЕСКОГО СИГНАЛА С НЕИЗВЕСТНЫМИ Параметрами в квантовых шумах электродинамического преобразователя

А. В. Гусев

(ГАИШ)

Рассматривается принципиальная возможность обнаружения классического сигнала с неизвестными параметрами в квантовых шумах оптического датчика малых перемещений при оптимальном синтезе компенсатора избыточных помех, характерных для параметрических трехчастотных систем.

1. Обнаружение слабых воздействий на механические системы с малой диссипацией [1] оказывается ключевой задачей для таких фундаментальных физических экспериментов, как поиск гравитационных волн и пятой силы, проверка принципа эквивалентности и др. Амплитуда порогового сигнала в таких экспериментах на современном этапе развития экспериментальной техники зависит преимущественно от шумов электродинамического преобразователя. Чувствительность наиболее перспективных электродинамических преобразователей — оптических

-35.

датчиков перемещений [2-6] - в традиционных измерительных системах определяется формулой

$$(F_0)_{\min} \gg F_Q = (1/\hat{\iota}) (8M_e \hbar \omega_{\mu})^{\frac{1}{2}}, \qquad (1$$

где (F₀)_{min} — амплитуда порогового сигнала, F_Q — стандартный квантовый предел чувствительности: $\hat{\tau}$ — длительность внешнего воздействия, Me и wu — эквивалентная масса и резонансная частота механической системы в одночастотном приближении.

Конечная чувствительность оптического преобразователя с гармонической накачкой при квантовом выходе n=1 фотодетектора обусловлена генерацией избыточных шумов в трехчастотных параметрических системах [7, 8]. Физическая причина этих шумов состоит в параметрической перекачке тепловых (квантовых) шумов с холостой частоты $\omega_1 = \omega_p - \omega_\mu$ на сигнальную частоту $\omega_2 = \omega_p + \omega_\mu$ ($\omega_p - частота$ накачки). Корреляция шумов на комбинационных частотах $\omega_{1,2}$ делает принципиально возможным создание оптического супергетеродинного приемника с коэффициентом шума fopt=1 в отличие от fmin=2 в традиционных измерительных схемах. Пусть

$$E_1(t) = Y_1(t) \cos \omega_p t - Y_2(t) \sin \omega_p t$$
(2)

- световая волна, отраженная от подвижного зеркала, жестко связанного с механической системой. Оптимальный компенсатор избыточных помех в общем случае формирует переменную [9]

$$Z_{\text{opt}} = C_0 \int_{-\infty}^{\infty} [Y_1(t) \rho_1(t) + Y_2(t) \rho_2(t)] dt =$$

= $C_0 \int_{-\infty}^{\infty} \rho_0(t) [Y_1(t) \cos \varphi(t) + Y_2(t) \sin \varphi(t)] dt,$

где C_0 — произвольный масштабный коэффициент; $\rho_1(t) = \rho_0(t) \cos \varphi(t)$ и $\rho_2(t) = \rho_0(t) \sin \varphi(t)$ — опорные сигналы, спектры которых $\rho_1(i\omega) \leftrightarrow$ $\leftrightarrow \rho_1(t)$ и $\rho_2(i\omega) \leftrightarrow \rho_2(t)$ определяются следующей системой алгебраических уравнений:

$$W_{11}(\omega)\rho_1(j\omega) + W_{12}(j\omega)\rho_2(j\omega) = S_1(j\omega),$$

$$W^*_{12}(j\omega)\rho_1(j\omega) + W_{22}(\omega)\rho_2(j\omega) = S_2(j\omega).$$
(3)

Здесь

 $W_{ik}(j\omega) = m_1 \{ \dot{Y}_i(j\omega) \, \dot{Y}_k^*(j\omega) \, | F_s = 0 \}$

- энергетические снектры стационарных и стационарно связанных тепловых (вакуумных) шумов в квадратурных компонентах $Y_1(t)$ и $Y_2(t)$ записи [10]: m1{...} — статистический оператор. при символической $F_{s}(t)$ — полезный сигнал;

$$\dot{S}_i(j\omega) \leftrightarrow S_i(t) = m_1 \{Y_i(t) | F_s\} = D_i(p) F_s(t)$$

Конкретный вид операторов D_i (p=d/dt) определяется режимом работы параметрического преобразователя. Для оптического датчика перемещений оптимальный «корреляционный» алгоритм (2) можно реализовать при специальном выборе амплитуды и фазы локального осциллятора: $E_{LO}(t) \infty \rho_0(t)$ и $\varphi_{LO}(t) = \varphi(t)$, предполагая, что момент прихода полезного сигнала ty априори известен. В некоторых эксперимен-

÷.

тах априорная информация о возможном моменте прихода сигнала отсутствует. Например, в гравитационно-волновом эксперименте ориентируются на реалистическую частоту событий $N_0 \approx (1-10)$ год⁻¹ при длительности отдельного импульса $\hat{\tau} \approx 10^{-3}$ с.

Цель работы: синтез оптимального приемника для обнаружения классического сигнала с неизвестным моментом прихода в квантовых периодически-нестационарных шумах оптического преобразователя.

2. При синтезе оптимального приемника с целью упрощения будем предполагать, что информация о полезном сигнале содержится только в компоненте $Y_1(t): S_2(t) = 0$. Подобная ситуация имеет место, например, при совпадении частоты накачки ω_p и резонансной частоты ω_e эквивалентного электрического контура как аналога интерферометра Фабри-Перо в одномодовом приближении. Тогда из системы уравнений (3) имеем

$$\rho_1(j\omega) = [W_{22}(\omega)/\theta(\omega)]S_1(j\omega), \ \rho_2(j\omega) = -[W_{12}(j\omega)/\theta(\omega)]S_1(j\omega), \ (4)$$

где $\theta(\omega) = W_{11}(\omega) W_{22}(\omega) - |W_{12}(j\omega)|^2$.

Можно показать, что при неизвестном моменте прихода t_v полезного сигнала оптимальный приемник можно реализовать в виде пассивного устройства, выходной сигнал которого Z(t) определяется формулой [9]

$$Z(t) = (C_0/2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} [\dot{Y}_1(j\omega) \dot{\rho}_1^*(j\omega) + \dot{Y}_2(j\omega) \dot{\rho}_2^*(j\omega)] \exp\{j\omega(t-t_0)\} d\omega, \quad (5)$$

где t_0 — постоянная задержка.

Непосредственное аналоговое моделирование «спектрального» алгоритма (5) предполагает совместное измерение некоммутирующих переменных $Y_1(t)$ и $Y_2(t)$, что неизбежно приводит к квантовому пределу чувствительности (1). Для преодоления квантовых ограничений при синтезе оптимального приемника (5) необходимо преобразовать двухканальный алгоритм обработки к эквивалентному одноканальному. Для этого, подставляя выражения (4) в формулу (5), находим

$$Z(t) = (C_0/2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} [\dot{Y}_1(j\omega) W_{22}(\omega) - \dot{Y}_2(j\omega) W_{12}(j\omega)] [S_1(j\omega)/\theta(\omega)] \times$$

 $\times \exp\{j\omega(t-t_0)\}d\omega.$

Введем следующее обозначение:

$$\dot{Y}_{1}(j\omega) W_{22}(\omega) - \dot{Y}_{2}(j\omega) W_{12}(j\omega) = \dot{K}(j\omega) \dot{Y}_{\Delta}(j\omega).$$

Здесь

$$\dot{Y}_{\Delta}(j\omega) = \dot{Y}_{1}(j\omega) \dot{g}(j\omega) - \dot{Y}_{2}(j\omega) \dot{g}^{-1}(j\omega) \leftrightarrow \dot{Y}_{\Delta}(t);$$

$$\dot{K}(j\omega) = W_{\Delta}(\omega) W_{\Delta}(j\omega) l^{1/2} \qquad (6)$$

 $K(j\omega) = [W_{22}(\omega) W_{12}(j\omega)]^{-1}, \quad g(j\omega) = [W_{22}(\omega)/W_{12}(j\omega)]^{-1}.$

Тогда можем записать, что

$$Z(t) = (C_0/2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} \dot{G}(j\omega) \dot{Y}_{\Delta}(j\omega) \exp\{j\omega t\} d\omega.$$
(8)

В соответствии с формулой (8) оптимальный приемник при неизвестном моменте прихода сигнала можно реализовать в виде одноканального линейного фильтра с передаточной функцией

$$\hat{G}(j\omega) = K_0 [\hat{S}_1^*(j\omega)/\theta(\omega)] K(j\omega) \exp\{-j\omega t_0\}, \qquad (9)$$

37

на вход которого поступает линейная суперпозиция

$$Y_{\Delta}(t) = S_{\Delta}(t) + N(t), \quad -\infty < t < \infty$$

полезного сигнала $S_{\Delta}(t) = m_1 \{Y_{\Delta}(t) | F_s\}$ и стационарного гауссовского шума $N(t) = Y_{\Delta}(t) | F_s = 0$). Принимая во внимание формулы (6) и (7), находим энергетический спектр этих шумов:

 $m_{1}\{|\dot{N}(j\omega)|^{2}=\theta(\omega)/|W_{12}(j\omega)|, \dot{S}_{1}(j\omega)=\dot{S}_{1}(j\omega)\dot{g}(j\omega)= -[W_{22}(\omega)/W_{12}(j\omega)]^{h}.$ (10)

Структурная схема устройства, формирующая гауссовский процесс $Y_{\Delta}(t)$, приведена на рис. 1, где использованы следующие обозначения:



Рис. 1

1 - циркулятор, 1, 2, 3 - его входы; 2 - вырожденный параметрический усилитель отражательного типа [11] с коэффициентом усиления $<math>\dot{g}(j\omega)$: $E_1(t) = \tilde{Y}_1(t) \cos \omega_p t - \tilde{Y}_2(t) \sin \omega_p t$, $\tilde{Y}_1(t) \leftrightarrow \tilde{Y}_1(j\omega) = \dot{Y}_1(j\omega) \dot{g}(j\omega)$, $\tilde{Y}_2(j\omega) = \dot{Y}_2(j\omega) \dot{g}^{-1}(j\omega)$; 3 -локальный осцилятор, $E_{LO} E_0 \cos[\omega_p t - (\pi/4)]$; 4 - направляющая пластинка с малым коэффициентом отражения: $r \to 0$ (но $rE_0 = \text{const}$); $5 - \phi$ отодетектор с квантовым выходом $\eta = 1$; e(t) - вакуумные шумы фотодетектора как чернотельного поглотителя [2]; 6 - линейный фильтр (9). Независимость параметров оптической системы от момента прихода полезного сигнала t_v нозволяет использовать подобное устройство для обработки информации в режиме непрерывного мониторинга. Отметим, что многоканальный вариант корреляционного приемника при обнаружении сигнала с неизвестным моментом прихода [7] в квантовых шумах предполагает одновременное измерение некоммутирующих в общем случае переменных ($\Delta t -$ шаг дискретизации)

$$(Z_k)_{\text{opt}} = Z_{\text{opt}}(k\Delta t) = K_0 \int_{-\infty}^{\infty} [Y_1(t) \rho_1(t-k\Delta t) + Y_2(t) \rho_2(t-k\Delta t)] dt,$$

что приводит к квантовому пределу чувствительности (1).

Пусть $t'=t_0+t_v$ — оптимальный момент наблюдения. Принимая во внимание формулы (9) и (10), находим отношение сигнал/шум (Q) при t=t':

$$Q|_{t=t'} = (1/\pi) \int_{0}^{\infty} W_{22}(\omega) |\dot{S}_{1}(j\omega)|^{2} \theta^{-1}(\omega) d\omega.$$
(11)

3. Конкретизируем основные результаты для простейшего оптического датчика перемещений, эквивалентная схема которого приведена

: 38

на рис. 2. Здесь результирующая сила $F = F_s + F_{\mu}$ (F_{μ} — тепловые шумы) действует на механическую систему с динамическими параметрами M_e , H_e и K_e , жестко связанную с подвижным зеркалом M_1 ; X — сигнальное смещение. Вакуум-

наявное смещение. Вакуумная волна e(t) от фотодетектора (см. рис. 1) и волна накачки $E_p(t)$ от лазера 2 через окна циркулятора 3 4, 1 (см. рис. 1) и разделительную пластинку 3 с коэффициентом отражения $r_3 \approx 1$ надают на зеркало M_1 . Падающую на зеркало электромагнитную волну при гармонической накачке представим в виде



$$+a(t)]\cos \omega_p t - b(t)\sin \omega_p t$$

 $E_{p}(t) + e(t) \approx [A_{0} +$

Рис. 2

где $A_0 = (2P_0 z_0/S)^{1/2}$ — амплитуда волны накачки: P_0 — мощность, $z_0 = = 120 \pi [O_M]$ — сопротивление свободного пространства, S — площадь пучка; a(t) и b(t) — вакуумные флуктуации квадратурных компонент электромагнитного поля с функциями корреляции

 $m_1\{a(t)a(t+\tau)\} = m_1\{b(t)b(t+\tau)\} = W_0\delta(\tau), \quad m_1\{a(t)b(t+\tau)\} = 0, \\ W_0 = \hbar\omega_0/(2z_0S).$

Для отраженной от зеркала M₁ волны E₁ (2) в линейном приближении, опуская регулярную составляющую, имеем

$$Y_1(t) = b(t) + 2A_0kG(p)(F + \lambda a), \quad Y_2(t) = -a(t)$$

где $G(p) = [M_e(p^2 + 2\alpha p + \omega_{\mu}^2)]^{-1}$ — передаточная функция осциллятора: $2\alpha = H_e/M_e, \ \omega_{\mu}^2 = K_e/M_e; \ \lambda = SA_0/(z_0c), \ k = (\omega_p/c)$ — волновое число.

Принимая во внимание выражения (2), находим энергетические спектры вакуумных шумов в квадратурных компонентах $Y_1(t)$ и $Y_2(t)$:

$$W_1(\omega) = W_0 + (2A_0k)^2 |G(j\omega)|^2 (W_\mu + \lambda^2 W_0), \quad W_2(\omega) = W_0$$

$$W_{12}(j\omega) = -W_0(2A_0k)\lambda G(j\omega), \quad W_{12}(j\omega) = W_{21}^*(j\omega), \quad (12)$$

где $W_{\mu} = m_1\{|F_{\mu}(j_{\omega})|^2\}$ — энергетический спектр механических шумов, $F_{\mu}(j_{\omega}) \leftrightarrow F_{\mu}(t)$.

Отношение сигнал/шум при неизвестном моменте прихода находим, подставляя соотношения (12) в формулу (11). Тогда

$$Q|_{t=t'} = (\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{F}_s(j\omega)|^2 [W_{\mu} + \varkappa |L(j\omega)|^{-2}]^{-1} d\omega,$$

где $\varkappa = W_0(2A_0k)^{-2} \circ 1/P_0$, $F_s(j\omega) \leftrightarrow F_s(t)$.

Можно, принимая во внимание (12), показать, что отношение сигнал/шум при неизвестном моменте прихода и неограниченном интервале наблюдения $-\infty < t < \infty$

$$Q|_{t=t'} = m_1 \{Z_{opt}/C_0\}$$

совпадает с отношением сигнал/шум на выходе оптимального корре-ЛЯЦИОННОГО Приемника, синтезированного для детерминированного сигнала. Чувствительность оптического датчика с гармонической накачкой при увеличении ее мощности Ро приближается к потенциальной, определяемой тепловыми шумами механической системы. Это свидетельствует о частичной (при P₀→∞ — полной) компенсации избыточных шумов оптического преобразователя при оптимальном «спектральном» алгоритме обработки (8) выходного сигнала. Коэффициент усиления («сжатия») вырожденного параметрического усилителя 2 (см. рис. 1)

$$\dot{g}(j\omega) = [M_e(\omega_{\mu}^2 - \omega^2 + 2\alpha\omega_j)/(2A_0k)]^{\frac{1}{2}}$$

зависит в общем случае от частоты (через импеданс механической системы), но не зависит от формы и момента прихода полезного сигнала $F_s(t-t_v)$. Это позволяет применить оптимальный алгоритм (8), основанный на формировании гауссовского процесса $Y_{\Delta}(t)$ (6), и для решения более сложной задачи восстановления (реконструкции) [12] классического сигнала $F_s(t)$ в квантовых шумах преобразователя.

Работа поддержана Конкурсным центром фундаментального естествознания при Санкт-Петербургском государственном университете Госкомитета РФ по высшему образованию (грант 95-0-5.5-76).

ЛИТЕРАТУРА

- 5. Vyatchanin S. P., Zubova E. A.//Opt. Commun. 1994. 111. P. 303. 6. Roch J. F., Roger G., Grangier P. et al.//Appl. Phys. 1992. **B55.** P. 291. 7. Левинзон Ф. А., Герценштейн М. Е.//Радиотехн. и электроника. 1973. **18**, № 8. C. 1642.
- 8. Герценштейн М. Е., Магнушевский В. Р., Левинзон Ф. А., Коб-зев В. В. Там же. 1975. 20, № 4. С. 753.
- 9. Сосулин Ю. Г. Теоретические основы радиолокации и радионавигации. М., 1992. 10. Рытов С. М. Введение в статистическую раднофизику. Т. 1. М., 1974. 11. Саves С. М.//Phys. Rev. 1982. D26, N 8. Р. 1817.
- 12. Арсенин В. Я., Тихонов А. Н. Методы решения некорректных обратных задач. М., 1986.

Поступила в редакцию 11.03.96

ВЕСТН, МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА: АСТРОНОМИЯ. 1996. № 5

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 533.082.5

о возможности подавления вынужденного КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ В ПЛАЗМЕ ЗА СЧЕТ БЫСТРОЙ ЧАСТОТНОЙ МОЛУЛЯЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ НАКАЧКИ

О. М. Билак, С. Ю. Никитин

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Рассматривается проблема подавления вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в плазме в условиях лазерного термоядерного синтеза. Предложен способ подавления ВКР, основанный на быстрой частотной модуляции излучения накачки.

40