

З. А. Майзелис

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины

12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина

E-mail: mjkr@ukr.net

ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИЙ ОСЦИЛЛЯТОР ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ТЕЛЕГРАФНОГО НЕСБАЛАНСИРОВАННОГО ЧАСТОТНОГО ШУМА

Для детектирования и установления природы шумов в осциллирующей системе очень важным является отделение различных типов шумов. Для определения параметров частотного шума необходимо исследовать статистические характеристики не действительной координаты и ее производной, а комплексной координаты осциллятора. Именно ее моменты не зависят от амплитудных шумов, которые часто могут преобладать в системе. Возросший в последнее время интерес к шумам частоты связан с тем, что они определяют потерю когерентности колебаний во многих системах – от устройств, основанных на джозефсоновских контактах, до наномеханических осцилляторов. Знание статистических характеристик частотных шумов, неизбежно присутствующих в устройствах считывания информации в квантовых компьютерах, позволит корректно обрабатывать получаемую в них информацию. В работе исследовано влияние телеграфного несбалансированного частотного шума на свойства электромеханического осциллятора. Показано, что частотные зависимости старших кумулянтов координаты при одних и тех же значениях коэффициента затухания содержат особенности, которые позволяют отделить эффекты, связанные с наличием частотного шума. Результаты исследования могут быть использованы в теории наномеханических осцилляторов, при обработке данных, получаемых радиотехническими устройствами и устройствами, основанными на джозефсоновских контактах, в квантовых компьютерах, при оценке точности работы атомных часов. Ил. 5. Библиогр.: 17 назв.

Ключевые слова: частотный шум, электромеханический осциллятор, кумулянт шума.

Затухание и декогеренция колебаний является одной из основных проблем в теории различных осцилляторов [1], от цепей, содержащих джозефсоновские контакты [2] и служащих одной из возможных реализаций квантового компьютера, до нано- и оптомеханических систем [3–6]. В большинстве случаев затухание обусловлено тем, что осциллятор связан с другими системами, служащими для него термостатом. Тогда тепловые флуктуации в них приводят к затуханию и декогеренции колебаний вполне изученным образом. Однако с миниатюризацией осцилляторов все большую роль играют другие шумы, действующие на осциллирующую систему и приводящие к затуханию и декогеренции. Это могут быть, например, частотные шумы, вызванные флуктуациями параметров осциллятора [7] или связью с кубитом [8] в квантовом компьютере.

Роль фазовых шумов особенно велика, поскольку чувствительность к ним напрямую определяет пригодность осциллятора в качестве чувствительного устройства считывания информации в выходном реестре квантового компьютера [9]. Другим примером, где роль частотных шумов является определяющей, служат атомные часы [10], в которых точность работы напрямую зависит именно от того, как точно удалось устранить или скомпенсировать фазовые шумы. Частотные шумы могут быть не только нежелательным эффектом. Исследуя статистические характеристики осциллятора, находящегося под воздействием шумов, можно измерять параметры шума и тем самым изучать различные процессы в мезоскопических системах [11]. На этом принципе основано не только считывание информации в квантовых компьютерах, но и, например, измере-

ние масс налетающих макромолекул [12–14]. Этот метод основан на том, что в результате их адсорбции, десорбции, а также диффузии вдоль поверхности осциллятора, его собственная частота меняется.

На практике оказывается сложным отделить частотный шум от других шумов, зачастую преобладающих над ним. Общепринятой методикой является возбуждение осциллятора на частоте, близкой к собственной, измерение координаты и ее производной, затем анализ спектра координаты [15]. При этом для достаточно больших амплитуд колебаний асимметрия распределений координаты и скорости позволяет отделить частотный шум от теплового шума. Эта методика опирается на то, что даже при таких значительных амплитудах колебаний система остается в линейном режиме. В то же время для ряда систем, включая графеновые листы и карбоновые нанотрубки, нелинейность колебаний становится существенной уже при небольших амплитудах колебаний [16].

В работе [17] было показано, что частотный шум можно отделить даже от преобладающего амплитудного шума, исследуя статистические характеристики не действительной координаты осциллятора, а комплексной координаты, являющейся линейной комбинацией координаты и скорости. Такие величины оказываются независимыми от амплитудного шума, а их экспериментальное определение не представляет сложности даже в квантовом режиме. Более того, старшие моменты комплексной координаты могут давать информацию о том, какой частотный шум действует на систему. Аппроксимируя полученные экспериментальные зависимости, можно выяс-

нить природу и параметры частотного шума. Эту идею экспериментально реализовала группа под руководством Хо Бан Чана в Гонконге, которой удалось для торсионных микроосцилляторов размерами $200 \times 200 \times 3,5$ мкм и собственной частотой 21 кГц детектировать телеграфные частотные шумы с амплитудой всего 0,26 Гц.

В данной работе теоретически изучено влияние телеграфного частотного шума на моменты комплексной координаты осциллятора. Получены их зависимости от ключевых параметров системы, отстройки частоты вынуждающей силы от собственной частоты осциллятора, соотношения между амплитудой и частотой шума.

Работа построена следующим образом. В первом разделе приводится функция Гамильтона системы и выводятся основные уравнения для моментов комплексной координаты осциллятора и его корреляционной функции. Второй раздел посвящен исследованию первого и второго моментов координаты. Показано, что именно измерение второго момента позволяет детектировать шум. В третьем разделе приведены зависимости третьего момента от параметров задачи. Показано, что для старших моментов появляется больше возможностей определения параметров шума. В последнем разделе подводятся итоги исследования.

1. Основные уравнения

1.1. *Функция Гамильтона системы.* В работе изучается осциллятор, координату которого обозначим q , собственную частоту – ω_0 . Нас будет интересовать его комплексная координата

$$u = \frac{q - i\dot{q} / \omega_0}{\sqrt{2}}.$$

Осциллятор возбуждается внешней гармонической силой с амплитудой F (отнесенной к массе осциллятора) и частотой ω_F . Ключевым параметром, определяющим колебания осциллятора, является отстройка частоты $\delta\omega = \omega_F - \omega_0$. Начальная фаза вынуждающей силы не существенна в этой задаче и будет считаться нулевой (так что F действительна). Полагаем, что чувствительность осциллятора достаточно высока, как это характерно для современных осцилляторов, о которых шла речь в обзоре литературы. Тогда отстройку частоты $\delta\omega$, константу затухания γ , амплитуду вынуждающей силы F , а также частотные шумы считаем малыми по сравнению с собственной частотой ω_0 . Это позволяет перейти в систему отсчета, совершающую быстрые осцилляции с частотой ω_F , и рассматривать задачу в приближении вращающейся фазы, пренебрегая осцилляциями на удвоенной собственной частоте и рас-

сматривая только медленную эволюцию системы на временах порядка $\delta\omega^{-1}$. В этой системе функция Гамильтона осциллятора имеет вид

$$H = (-\delta\omega + \xi(t))|u|^2 + F(u + u^*) + H_i. \quad (1)$$

Здесь $\xi(t)$ – исследуемый частотный шум, а H_i – слагаемое, отвечающее за взаимодействие с термостатом и задающее затухание колебаний осциллятора. Шум $\xi(t)$ мы будем считать стационарным, так что статистические свойства координаты осциллятора не зависят от времени.

1.2. *Связь моментов координаты с характеристическим функционалом шума.* Уравнение движения координаты u , соответствующее функции Гамильтона (1), имеет вид

$$\dot{u} = -i(\delta\omega - \xi(t))u - \gamma u - iF. \quad (2)$$

Его решение можно записать в виде

$$u = -iF \int_{-\infty}^t dt_1 \exp \left[-(\gamma + i\delta\omega)(t - t_1) + i \int_{t_1}^t d\tau \xi(\tau) \right]. \quad (3)$$

Это выражение по-прежнему зависит от случайного процесса $\xi(t)$, частотного шума, действующего на осциллятор. Поэтому следующим шагом является усреднение выражения (3) по $\xi(t)$.

При усреднении отделяем в подынтегральном выражении экспоненту, содержащую $\xi(t)$, усредняем ее, а затем подставляем полученное выражение в интеграл и получаем среднее значение комплексной координаты осциллятора. Если же нашей задачей является нахождение момента k -го порядка координаты

$$M_k = \langle u^k \rangle, \quad (4)$$

сначала необходимо возвести уравнение (3) в k -ю степень, представив ее в виде k -кратного интеграла, снова произвести усреднение, а затем – интегрирование. Аналогично корреляционной функции, при усреднении k -й степени координаты интервалы интегрирования $\xi(t)$ могут перекрываться. Поэтому, если представлять произведение экспонент под усреднением в виде одной экспоненты, мы получим в ее показателе интеграл со ступенчатой функцией $v(t)$, которая может принимать целочисленные значения от 0 до k . Задача об усреднении сводится к усреднению характеристического функционала шума

$$\Phi_t[v] = \left\langle \exp \left(i \int_{t_1}^t dt_2 v(t_2) \xi(t_2) \right) \right\rangle. \quad (5)$$

Именно он определяет любые статистические свойства не только самого шума, но и комплексной координаты осциллятора. Таким образом,

знание этого функционала для различных типов шумов позволяет детектировать их, а также определять их параметры.

1.3. *Телеграфный шум* представляет собой случайный процесс, принимающий два значения (например, $\pm\Delta$), смена между которыми происходит в случайные моменты времени (это означает, что собственная частота осциллятора дискретно меняется между значениями $\omega_0 - \Delta$ и $\omega_0 + \Delta$). Телеграфный шум является частным случаем дискретных марковских шумов, для которых вероятность случайной величины принять некоторое значение в каждый следующий момент времени зависит только от ее значения в предыдущий момент, но не зависит от всех предшествующих состояний. Для непрерывного процесса это означает, что условная вероятность $p(\xi, t | \xi_0, t_0)$ удовлетворяет такому дифференциальному уравнению первого порядка:

$$\frac{\partial p(\xi, t | \xi_0, t_0)}{\partial t} = -\hat{W}p(\xi, t | \xi_0, t_0), \quad (6)$$

где \hat{W} – линейный оператор, действующий на ξ , характеризующий данный марковский шум. В случае телеграфного шума, когда ξ может принимать лишь два значения, этот оператор имеет следующий вид:

$$\hat{W} = \frac{1}{2}W_0 \begin{pmatrix} \alpha & -1+\alpha \\ -\alpha & 1-\alpha \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Два параметра, характеризующих его, α и W_0 , задают меру несбалансированности и частоту переходов между двумя состояниями.

Заметим также, что другим примером марковских шумов является случайная адсорбция/десорбция молекул к поверхности осциллятора, о чем шла речь выше.

Для марковских шумов можно написать в общем случае дифференциальное уравнение первого порядка для нахождения вспомогательного характеристического функционала $\Psi_{t,\xi}[v]$:

$$\Psi_{t,\xi}[v] = \left\langle \delta(\xi - \xi(t)) \exp \left(i \int_{t_1}^t dt_2 v(t_2) \xi(t_2) \right) \right\rangle; \quad (8)$$

$$\frac{\partial \Psi_{t,\xi}[v]}{\partial t} = i \xi v(t) \Psi_{t,\xi}[v] - \hat{W} \Psi_{t,\xi}[v]. \quad (9)$$

С его помощью можно определить функционал $\Psi_{t,\xi}[v]$, а затем и искомый функционал

$$\Phi_t[v] = \int d\xi \Psi_{t,\xi}[v].$$

1.4. *Моменты, кумулянты и корреляционная функция координаты.* Зная характеристический функционал, получим основные формулы для нахождения моментов:

$$\langle u \rangle = -iF \tilde{p} (\hat{\Gamma} + \hat{W})^{-1} p, \\ \langle u^2 \rangle = 2(-iF)^2 \tilde{p} (2\hat{\Gamma} + \hat{W})^{-1} (\hat{\Gamma} + \hat{W})^{-1} p, \quad (10)$$

$$\langle u^k \rangle = k! (-iF)^k \tilde{p} \prod_{j=k}^1 (\hat{\Gamma} + \hat{W})^{-1} p,$$

где $p = (1/2, 1/2)$, $\tilde{p} = (1, 1)$ – правый и левый собственные вектора матрицы \hat{W} , отвечающие нулевому собственному числу, а $\hat{\Gamma}$ – диагональная матрица с элементами $\gamma + i\delta\omega \pm i\Delta$. Для корреляционной функции аналогично получим:

$$K_t = \langle u(t)u(0) \rangle = \\ = 2(-iF)^2 \tilde{p} e^{-(\hat{\Gamma} + \hat{W})t} (2\hat{\Gamma} + \hat{W})^{-1} (\hat{\Gamma} + \hat{W})^{-1} p + \\ + (-iF)^2 \tilde{p} \int_0^t dt_1 e^{-(\hat{\Gamma} + \hat{W})(t-t_1)} e^{-\hat{W}t_1} (\hat{\Gamma} + \hat{W})^{-1} p. \quad (11)$$

Очевидно, что и коррелятор, и моменты пропорциональны соответствующим степеням внешней силы, что отражает линейность отклика. Вместо моментов нас будут интересовать кумулянты комплексной координаты осциллятора, отнесенные к соответствующим степеням среднего значения координаты, определяемые следующими выражениями через моменты меньшего порядка:

$$\kappa_2 = \frac{\langle u^2 \rangle}{\langle u \rangle^2} - 1, \quad \kappa_3 = \frac{\langle u^3 \rangle}{\langle u \rangle^3} - 3 \frac{\langle u^2 \rangle}{\langle u \rangle^2} + 2. \quad (12)$$

Именно эти величины, а не сами моменты, обращаются в ноль в отсутствие шума, и потому детектирование кумулянтов позволит с уверенностью говорить о наличии шумов в системе.

Приступим к анализу полученных выражений.

2. Второй кумулянт

2.1. Спектр координаты осциллятора.

Докажем, что исследование именно старших моментов необходимо для возможности детектирования и определения характеристик частотного шума. Из (10) получим асимптотическое выражение для мнимой части среднего значения комплексной координаты осциллятора, традиционно используемой для анализа ее как случайной величины:

$$\text{Im} \langle u \rangle = - \frac{\Delta^2 W_0 F}{W_0^2 \delta\omega^2 + (\delta\omega^2 - \Delta^2)^2}, \quad \gamma \ll W_0. \quad (13)$$

Видно, что эта зависимость отличается от стандартной лоренцевской,

$$\text{Im} \langle u \rangle = - \frac{\gamma F}{\gamma^2 + \delta\omega^2}, \quad \Delta = 0, \quad (14)$$

характерной для отсутствия шума: на ней есть два пика, соответствующие двум частотам $\pm\Delta$. Тем

не менее, эти пики сливаются в один, если частота скачков становится больше, чем их амплитуда, $W_0 > \Delta$, приводя с дальнейшим ростом частоты переходов к хорошо известному сужению спектральной линии. Кроме того, даже малое трение приводит к тому, что два пика сливаются, а получающаяся кривая хорошо аппроксимируется лоренцевской. Это означает, что при получении экспериментальных данных частотный шум не удастся отличить от обычного затухания.

На рис. 1 приведены результаты численного расчета мнимой части средней координаты для несбалансированного шума, где при трении всего $\gamma = 0,05 W_0$ уже невозможно отличить кривые от лоренцевских. На вставке приведены спектры координаты, зависимости Фурье-преобразования корреляционной функции (11) в случае сбалансированного шума. Видим, что и по ним определить наличие шума достаточно сложно.

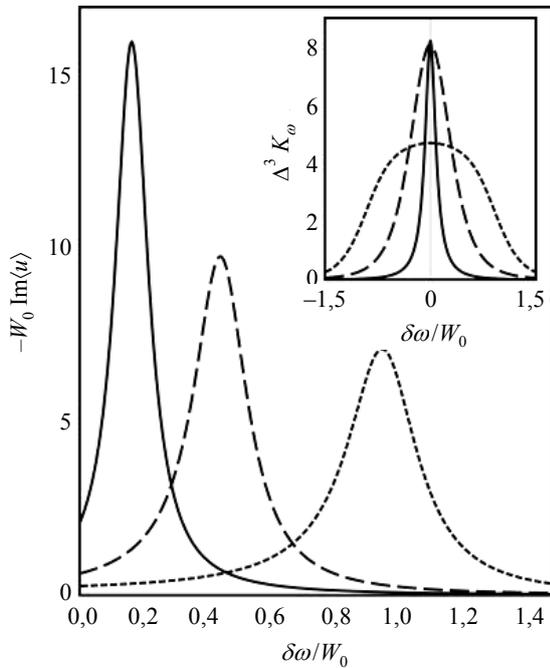


Рис. 1. Графики зависимости мнимой части $\text{Im}\langle u \rangle$ среднего значения комплексной координаты осциллятора от отстройки частоты $\delta\omega$ вынуждающей силы для несбалансированного шума с $\alpha = 0,1$ при трех значениях соотношения амплитуды и частоты шума: 0,2 (сплошная линия), 0,5 (штриховая линия) и 1,0 (короткие штрихи). На вставке приведены спектры координаты для $\alpha = 0,5$ и тех же соотношений амплитуды и частоты шума. Коэффициент затухания $\gamma = 0,05 W_0$

2.2. Второй кумулянт координаты при $\alpha \neq 0,5$. Интересен случай, когда частота отклоняется от одного из своих значений с малой вероятностью. Такая ситуация соответствует малому α . В этом случае из формулы (10) асимптотически получаем:

$$|k_2| = \frac{4\Delta^2 W_0 \alpha}{(W_0^2 + 4(\delta\omega + \Delta)^2) \sqrt{\gamma^2 + (\delta\omega - \Delta)^2}}. \quad (15)$$

Результаты численного расчета второго кумулянта в этой ситуации приведены на рис. 2 и 3. Как следует из (15), ширина правого пика на рис. 2, соответствующего $\delta\omega = \Delta$, определяется γ и практически не зависит от шума.

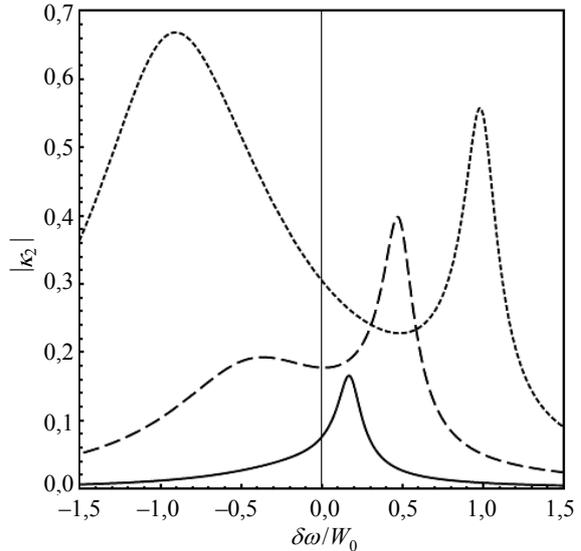


Рис. 2. Графики зависимости модуля второго кумулянта $|k_2|$ от отстройки частоты $\delta\omega$ вынуждающей силы для несбалансированного шума с $\alpha = 0,1$. Параметры такие же, как для рис. 1

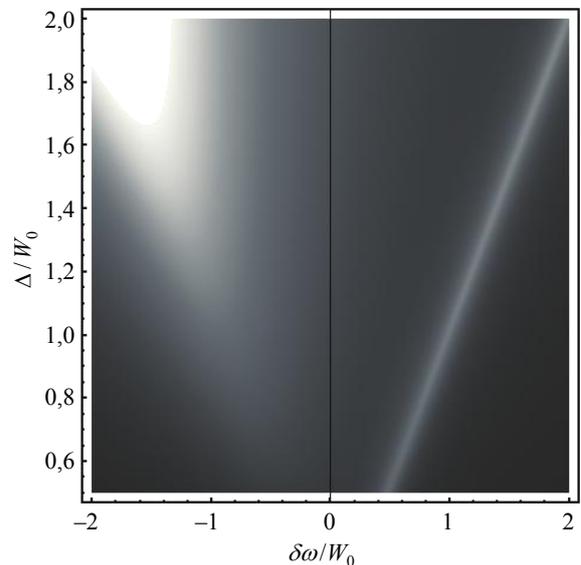


Рис. 3. Диаграмма значений модуля второго кумулянта $|k_2|$ (тон серого цвета) при различных параметрах отстройки частоты $\delta\omega$ вынуждающей силы и соотношения амплитуды и частоты несбалансированного шума с $\alpha = 0,1$. Параметры такие же, как для рис. 1

Высота этого пика, как и ширина, при достаточно малых амплитудах шума практически перестает меняться при изменении Δ/W_0 . Это

видно на рис. 3, где тоном серого цвета показан модуль второго кумулянта, более светлые участки соответствуют большому $|\kappa_2|$. Светлая линия в правой половине диаграммы соответствует этому максимуму. Ее ширина и тон не меняются при изменении соотношения между амплитудой и частотой шума. Левый пик на рис. 2 при изменении параметров шума меняет свою высоту и ширину, за что отвечает первый резонансный множитель в (15). На рис. 3 он соответствует расширяющейся светлой части в левой половине диаграммы. Таким образом, поведение двух пиков различное, что также позволяет судить о параметрах шума.

3. Третий кумулянт. Использование старших моментов позволяет легче различать частотный шум на фоне затухания. На рис. 4 приведены кривые зависимости модуля третьего кумулянта от отстройки частоты. На этих кривых еще больше пиков, они становятся еще более различимыми при том же коэффициенте затухания. Аналогично формуле (15), для третьего кумулянта асимптотически справедливо:

$$|\kappa_3| = \frac{96\Delta^4\alpha}{(W_0^2 + 9(\delta\omega + \Delta)^2)^{3/2} \sqrt{\gamma^2 + (\delta\omega - \Delta)^2}}. \quad (16)$$

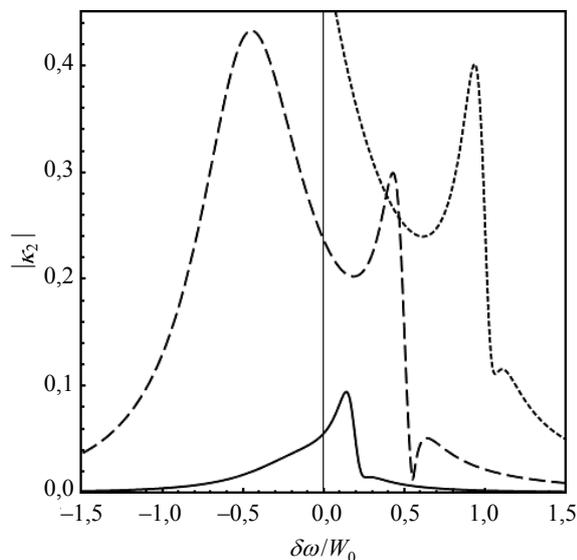


Рис. 4. Графики зависимости модуля третьего кумулянта $|\kappa_3|$ от отстройки частоты $\delta\omega$ вынуждающей силы для несбалансированного шума с $\alpha = 0,1$. Параметры такие же, как для рис. 1

Очевидно, что ширина и высота правого пика зависят от затухания, а левого – от параметров шума. Конечно, с ростом α и правый пик начинает зависеть от шума, но отличающееся поведение двух пиков в разных диапазонах параметров может быть использовано для определе-

ния отдельно коэффициента затухания и параметров шума.

В завершение работы заметим, что кроме модуля кумулянта целесообразно исследовать и его действительную или мнимую части. На рис. 5 показаны, для тех же параметров, зависимости мнимой части третьего кумулянта от отстройки частоты. Видно, что кривые еще больше различаются для разных параметров частотного шума.

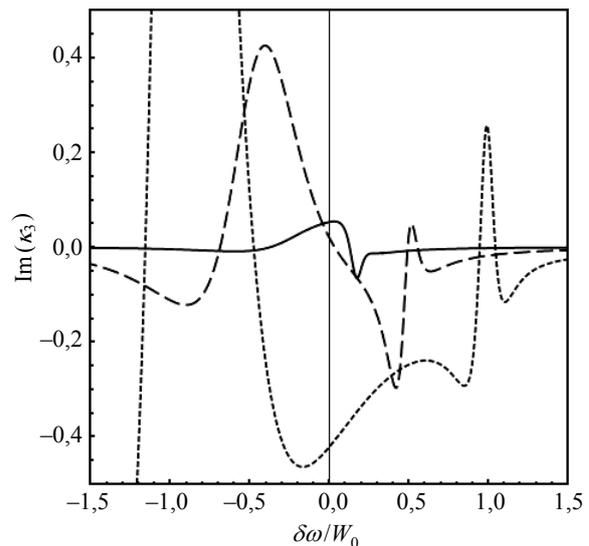


Рис. 5. Графики зависимости мнимой части третьего кумулянта $\text{Im}(\kappa_3)$ от отстройки частоты $\delta\omega$ вынуждающей силы для несбалансированного шума с $\alpha = 0,1$. Параметры такие же, как для рис. 1

Выводы. Таким образом, в работе на примере телеграфного шума продемонстрировано, что в отличие от общепринятой методики детектирования шумов, изучение именно старших кумулянтов комплексной координаты осциллятора позволяет отделить эффекты, связанные с частотным шумом. Показано, что частотные зависимости старших кумулянтов координаты при одних и тех же значениях коэффициента затухания содержат больше особенностей, что может быть использовано для определения параметров шума. Изучен случай, когда вероятности двух собственных частот осциллятора, обусловленных шумом, сильно различаются. Результаты исследования могут быть интересны в теории наномеханических осцилляторов, при обработке данных, получаемых устройствами, основанными на джозефсоновских контактах, в квантовых компьютерах, при оценке точности работы атомных часов.

Библиографический список

1. Gitterman M. The Noisy Oscillator / M. Gitterman // World Scientific. – Singapore, 2005. – 143 p.
2. Clarke J. Superconducting quantum bits / J. Clarke, F. K. Wilhelm // Nature. – 2008. – 453. – P. 1031–1042.

3. *Coherent phonon manipulation in coupled mechanical resonators* / H. Okamoto, A. Gourgout, Chia-Yuan Chang et al. // *Nat. Phys.* – 2013. – 9. – P. 480–484.
4. *Cleland A. N. Noise processes in nanomechanical resonators* / A. N. Cleland, M. L. Roukes // *J. Appl. Phys.* – 2002. – 92, N 5. – P. 2758–2769.
5. *Coherent control of a classical nanomechanical two-level system* / T. Faust, J. Rieger, M. J. Seitner et al. // *Nat. Phys.* – 2013. – 9. – P. 485–488.
6. *Kippenberg T. J. Cavity optomechanics: back-action at the mesoscale* / T. J. Kippenberg, K. J. Vahala // *Science.* – 2008. – 321(5893). – P. 1172–1176.
7. *Rubiola E. On the 1/f frequency noise in ultra-stable quartz oscillators* / E. Rubiola, V. Giordano // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control.* – 2007. – 54, N 1. – P. 15–22.
8. *Single spin detection by magnetic resonance force microscopy* / D. Rugar, R. Budakian, H. J. Mamin, B. W. Chui // *Nature.* – 2004. – 430. – P. 329–332.
9. *Giessibl F. J. Advances in atomic force microscopy* / F. J. Giessibl // *Rev. Mod. Phys.* – 2003. – 75, N 3. – P. 949–983.
10. *Characterization of Clocks and Oscillators* / D. B. Sullivan, D. W. Allan, D. A. Howe, E. L. Walls // *NIST Tech. Note.* – 1990. – 1337 p.
11. *Clerk A. A. Quantum Measurement of Phonon Shot Noise* / A. A. Clerk, F. Marquardt, J. G. E. Harris // *Phys. Rev. Lett.* – 2010. – 104, Iss. 21. – P. 213603 (4 p.).
12. *Surface adsorbate fluctuations and noise in nanoelectromechanical systems* / Y. T. Yang, C. Callegari, X. L. Feng, M. L. Roukes // *Nano Lett.* – 2011. – 11. – P. 1753–1759.
13. *Jensen K. An atomic-resolution nanomechanical mass sensor* / K. Jensen, K. Kim, A. Zettl // *Nat. Nanotech.* – 2008. – 3, N 9. – P. 533–537.
14. *Atalaya J. Diffusion-induced dephasing in nanomechanical resonators* / J. Atalaya, A. Isacsson, M. I. Dykman // *Phys. Rev. B.* – 2011. – 83. – P. 045419 (9 p.).
15. *Fong K. Y. Frequency and phase noise of ultrahigh Q silicon nitride nanomechanical resonators* / K. Y. Fong, W. H. P. Pernice, H. X. Tang // *Phys. Rev. B.* – 2012. – 85, Iss. 16. – P. 161410 (5 p.).
16. *Eichler A. Nonlinear damping in mechanical resonators made from carbon nanotubes and grapheme* / A. Eichler // *Nat. Nanotech.* – 2011. – 6. – P. 339–342.
17. *Maizelis Z. A. Detecting and characterizing frequency fluctuations of vibrational modes* / Z. A. Maizelis, M. L. Roukes, M. I. Dykman // *Phys. Rev. B.* – 2011. – 84. – P. 144301 (7 p.).

Рукопись поступила 16.12.2015.

Z. A. Maizelis

ELECTROMECHANICAL RESONATOR UNDER THE INFLUENCE OF TELEGRAPH UNBALANCED NOISE OF FREQUENCY

For detecting and establishing the nature of frequency noises in the oscillating system, it is very important to separate

different types of noises. For determination of characteristics of the frequency noise it is necessary to study statistical properties not of actual coordinate and its derivative, but of complex coordinate of oscillator. Its moments do not depend on the amplitude noises that often can prevail in the system. The growing interest in noises of frequency is related to the fact that they determine the loss of coherence of vibrations in many systems, from the devices based on Josephson contacts, to the nanomechanical resonators. The knowledge of statistical characteristics of frequency noises inevitably present in the devices of information read-out in quantum computers will allow correct processing of the information in them. Here the influence of the telegraph unbalanced noise of frequency on properties of electromechanical resonator is studied. It is shown that the dependencies of the higher cumulants contain features, which allow to separate the effects related to the presence of noise of frequency. The results may be useful in the theory of nanomechanical resonators, in processing the data, obtained in the radio-technical devices and devices, based on Josephson contacts, in quantum computers, in the estimation of precision of atomic clock.

Key words: noise of frequency, electromechanical resonator, noise cumulant.

З. О. Майзеліс

ЕЛЕКТРОМЕХАНІЧНИЙ ОСЦИЛЯТОР ПІД ВПЛИВОМ ТЕЛЕГРАФНОГО НЕЗБАЛАНСОВАНОГО ЧАСТОТНОГО ШУМУ

За наявності в осцилюючій системі шумів для їх детектування і встановлення природи дуже важливим є розділення різних типів шумів. Для визначення характеристик частотного шуму необхідно досліджувати статистичні характеристики не дійсної координати та її похідної, а комплексної координати осцилятора. Саме її моменти не залежать від амплітудних шумів, які часто можуть переважати в системі. Збільшений останнім часом інтерес до частотних шумів пов'язаний з тим, що вони визначають втрату когерентності коливань у багатьох системах – від пристроїв, що базуються на джозефсонівських контактах, до наномеханічних осциляторів. Знання статистичних характеристик частотних шумів, немінуче присутніх у пристроях зчитування інформації у квантових комп'ютерах, дозволить коректно обробляти отримувану в них інформацію. У роботі досліджено вплив телеграфного незбалансованого шуму частоти на властивості електромеханічного осцилятора. Показано, що частотні залежності старших кумулянтів координати за однакових значень коефіцієнта загасання містять особливості, які дозволяють відокремити ефекти, пов'язані з наявністю частотного шуму. Результати дослідження можуть бути використані в теорії наномеханічних осциляторів, для обробки даних, що отримуються радіотехнічними пристроями та пристроями, які базуються на джозефсонівських контактах, у квантових комп'ютерах, для оцінки точності роботи атомного годинника.

Ключові слова: частотний шум, електромеханічний осцилятор, кумулянт шуму.