

Теория перестраиваемого спин-волнового оптоэлектронного сверхвысокочастотного генератора

© А.А. Никитин, Б.А. Калиникос

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“,
197376 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: and.a.nikitin@gmail.com

(Поступило в Редакцию 11 марта 2015 г.)

Предложена теория, описывающая пороговый режим формирования спектра автоколебаний перестраиваемого кольцевого оптоэлектронного СВЧ-генератора (ОЭГ). Основными элементами ОЭГ являются последовательно соединенные оптоволокно, пленочный спин-волновой узкополосный СВЧ-фильтр и широкополосный полупроводниковый СВЧ-усилитель. Показано, что низкий уровень фазового шума ОЭГ обеспечивается как оптическим волокном, так и спин-волновым фильтром.

В настоящее время СВЧ-радиофотоника (в англоязычной литературе — *microwave photonics*) является одним из наиболее динамически развивающихся направлений радиоэлектроники [1,2]. Одними из перспективных устройств СВЧ-радиофотоники являются перестраиваемые ОЭГ СВЧ-колебаний, которые относятся к классу высокостабильных генераторов, работающих в частотном диапазоне от сотен мегагерц до сотен гигагерц [3].

Основным преимуществом ОЭГ по сравнению с традиционными генераторами СВЧ-колебаний является преодоление противоречивых требований, состоящих в увеличении полосы перестройки частоты генерации и снижении уровня фазовых шумов [2,3]. Обычно это достигается за счет увеличения времени задержки циркулирующего сигнала, например, увеличением длины оптоволоконного кабеля.

Типичный оптоэлектронный СВЧ-генератор имеет кольцевую схему (рис. 1, *a*), состоящую из радиотехнического и оптического трактов. Оптический тракт состоит из лазера, электрооптического модулятора излучения, оптоволоконного кабеля и фотодетектора. Демодулированный фотодетектором СВЧ-сигнал поступает на вход радиотехнического тракта, основными элементами которого являются СВЧ-усилитель и СВЧ-фильтр.

Из условия баланса фаз ясно, что собственный спектр генерации ОЭГ в идеальном случае будет включать эквидистантный ряд частот, расстояние между которыми будет уменьшаться с увеличением длины оптоэлектронного кабеля. В таком случае для выбора конкретной частоты генерации необходимо использование узкополосного полосно-пропускающего СВЧ-фильтра (рис. 1, *b*). При этом для управления частотой генерируемого сигнала такой фильтр должен быть электронно перестраиваемым. Таким образом, полосно-пропускающий СВЧ-фильтр играет ключевую роль в обеспечении требуемых рабочих характеристик оптоэлектронного генератора.

Одним из известных способов создания электронно перестраиваемых СВЧ-фильтров является использование ферромагнитных материалов. Так, в работах [4,5] для управления частотой генерации были использованы полосно-пропускающие фильтры на сферах железиттриевого граната (ЖИГ). При этом в работе [4] была продемонстрирована перестройка генерируемого сигнала в пределах от 6 до 12 GHz при уровне фазового шума -128 dBc/Hz. (Здесь и ниже значения уровня фазового шума определены при отстройке на 10 kHz от частоты генерации.)

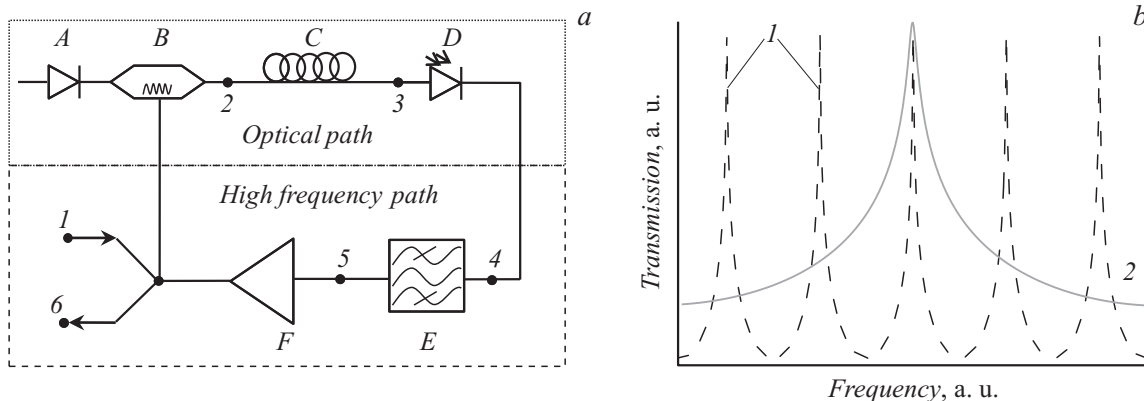


Рис. 1. *a* — блок-схема ОЭГ: *A* — лазерный модуль, *B* — электрооптический модулятор, *C* — оптоволокно, *D* — фотодиод, *E* — СВЧ-фильтр, *F* — СВЧ-усилитель; *b* — передаточные характеристики: *1* — оптоволоконного резонатора, *2* — СВЧ-фильтра.

Другим перспективным способом реализации электронно-перестраиваемого генератора является введение в его схему „дополнительной“ спин-волновой линии задержки (ЛЗ) СВЧ-сигнала, построенной на ферромагнитной пленке [6]. Важно отметить, что спин-волновая ЛЗ является управляемым частотно-селективным элементом. Физически ясно, что вблизи порога автогенерации оптоэлектронный генератор является резонатором. Кольцевой резонатор, содержащий два типа линий задержки, а именно оптическую и спин-волновую, далее будем называть гибридным резонатором.

Целью настоящей работы является построение теории, описывающей пороговый режим формирования спектра автоколебаний перестраиваемого гибридного оптоэлектронного СВЧ-генератора, а также оценку фазового шума генерируемого СВЧ-сигнала. Подчеркнем, что предлагаемая теория учитывает отражения циркулирующего в ОЭГ СВЧ-сигнала в точках соединения элементов кольца.

Опишем предлагаемую теорию кольцевого гибридного ОЭГ. Комплексный коэффициент передачи найдем как отношение комплексных амплитуд выходного $A_{out}(\omega)$ и входного сигналов $A_{in}(\omega)$:

$$\mathbf{H}(\omega) = A_{out}(\omega)/A_{in}(\omega). \quad (1)$$

Будем считать входной сигнал $A_{in}(\omega)$ монохроматическим (условно — в точке 1 на рис. 1, а). Пусть для определенности фаза входного сигнала в начальный момент времени равна нулю:

$$A_{in}(\omega) = A_0 e^{i\omega t}. \quad (2)$$

Выходной же сигнал $A_{out}(\omega)$ (условно — в точке 6 на рис. 1, а) будем считать результатом суперпозиции бесконечного числа циркулирующих в кольце затухающих волн.

Рассмотрим подробнее процесс распространения СВЧ-сигнала через элементы ОЭГ. СВЧ-сигнал в элементе кольца с номером j (под элементом кольца мы понимаем любой активный или пассивный элемент, включая соединительные оптические и СВЧ-кабели) описывается следующим волновым множителем: $e^{-i(k_j(\omega) - i\alpha_j(\omega))l_j}$, где $k_j(\omega)$ — волновое число, $\alpha_j(\omega)$ — декремент пространственного затухания, а l_j — длина соответствующего участка кольца.

Отражение СВЧ-сигнала в точках соединения элементов кольца описывается коэффициентами отражения Γ_j , определяемыми на границе между элементами с номерами j и $j+1$. При этом под коэффициентами отражения мы понимаем коэффициенты отражения по амплитуде. На практике все СВЧ-элементы кольца могут быть согласованы, а длина соединительных СВЧ-кабелей минимальна. Поэтому мы пренебрегаем отражениями в радиочастотном тракте и набегом фазы в соединительных СВЧ-кабелях. Отметим, что эффекты отражения в оптоволоконном кабеле (точки 2 и 3 на рис. 1, а) играют

особую роль, и их необходимо учитывать. Результирующий СВЧ-сигнал на выходе в точке 6 (рис. 1, а) с учетом эффектов отражения может быть записан в виде

$$A_{out}(\omega) = A_0 \left[\sum_{n=1}^{\infty} (1 - \Gamma_3)^n e^{-iK_{opt}(\omega)n l_{opt}} e^{-iK_{sw}(\omega)n l_{sw}} e^{ng(\omega)} \times \left(1 + \sum_{m=1}^{\infty} \Gamma_2^m \Gamma_3^m e^{-iK_{opt}(\omega)2ml_{opt}} \right)^n \right] e^{i\omega t}, \quad (3)$$

где $K_{opt} = k_{opt}(\omega) - i\alpha_{opt}$, $K_{sw}(\omega) = k_{sw}(\omega) - i\alpha_{sw}(\omega)$, Γ_2 и Γ_3 — коэффициенты отражения в точках 2 и 3 соответственно. Тут и ниже индексы opt и sw отвечают соответственно оптической и спиновой волнам.

Для конкретных расчетов волновые числа и декременты пространственного затухания электромагнитной волны в оптоволоконном кабеле и спиновой волны в ферромагнитной пленке могут быть найдены из соответствующих законов дисперсии. Например, для электромагнитной волны, распространяющейся в оптоволоконном кабеле, т.е. на участке 2–3 рис. 1, а, можно записать:

$$k_{opt}(\omega) = \omega \sqrt{\varepsilon}/c, \quad (4)$$

где c — скорость света, а ε — относительная диэлектрическая проницаемость оптоволоконного кабеля. Для поверхностной спиновой волны на участке 4–5 рис. 1, а [7,8]

$$k_{sw}(\omega) = -\ln \left(1 - 4(\omega^2 - \omega_H(\omega_H + \omega_M))/\omega_M^2 \right) / 2L. \quad (5)$$

Здесь L — толщина ферромагнитной пленки, $\omega_H = |\gamma| \mu_0 H_0$, $\omega_M = |\gamma| \mu_0 M_0$, $|\gamma| = 1.76 \cdot 10^{11} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{T}^{-1}$ — гиромагнитное отношение для спина электрона, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$ — магнитная проницаемость вакуума, H_0 — напряженность внешнего магнитного поля, а M_0 — намагниченность насыщения.

Декремент пространственного затухания поверхностной спиновой волны рассчитывался следующим образом [8]:

$$\alpha_{sw}(\omega) = 2\pi |\gamma| \omega \Delta H \cdot L^{-1} ((\omega_H + \omega_M/2)^2 - \omega^2)^{-1}, \quad (6)$$

где ΔH — полуширина кривой ферромагнитного резонанса.

Комплексный коэффициент передачи (1) можно представить в виде:

$$\mathbf{H}(\omega) = |\mathbf{H}(\omega)| \exp(i\varphi(\omega)), \quad (7)$$

где $|\mathbf{H}(\omega)|$ — передаточная функция по амплитуде, а $\varphi(\omega)$ — фазовый сдвиг между входным и выходным сигналами. Тогда для модуля коэффициента передачи по

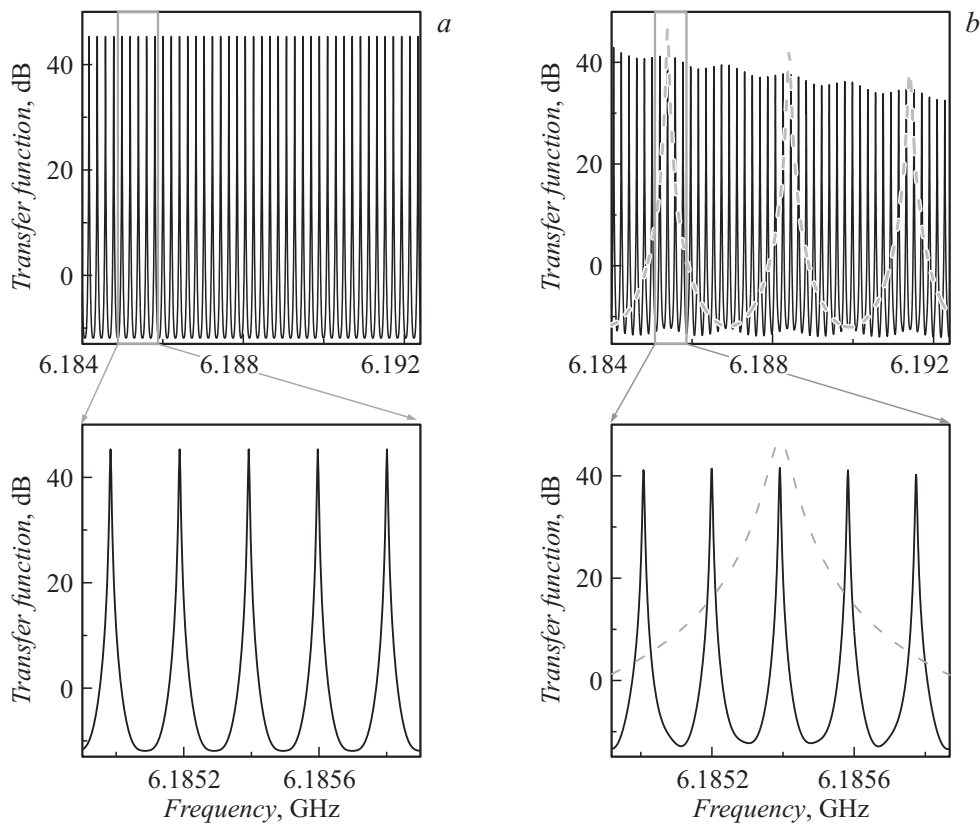


Рис. 2. Передаточные характеристики оптоэлектронных резонаторов. *a* — резонатор на оптоволоконной ЛЗ; *b* — резонатор на оптоволоконной и спин-волновой ЛЗ (сплошная линия), резонатор на спин-волновой ЛЗ (штриховая линия).

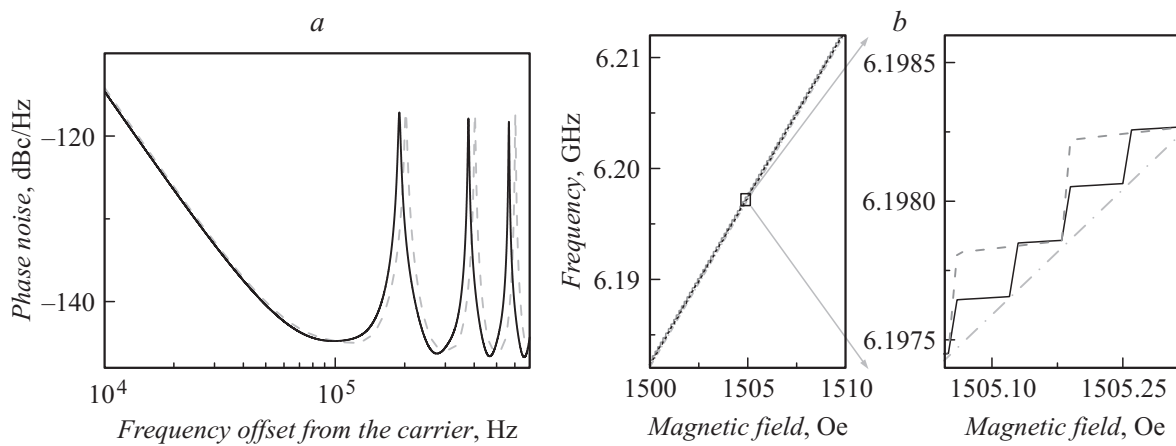


Рис. 3. *a* — фазовый шум гибридного оптоэлектронного резонатора (сплошная линия) и оптоэлектронного резонатора (штриховая линия); *b* — магнитная перестройка частоты генерации в ОЭГ на оптоволоконном кабеле $l_{opt} = 1000$ м (сплошная линия), на оптоволоконном кабеле $l_{opt} = 500$ м (пунктирная линия) и на спин-волновой ЛЗ (штрихпунктирная линия).

мощности из формул (1), (3) и (7) получаем

$$H_p(\omega) = \frac{1}{2} \frac{(1 - \Gamma_3)^2 e^{\xi}}{\cosh(\xi) - (1 - \Gamma_3) \cos(\Phi) + \Gamma_3 e^{\xi} \left(\frac{\Gamma_3}{2} - 1 \right) + \Gamma_2 \Gamma_3 e^{-2\xi_{opt}} \left(\left(\frac{\Gamma_2 \Gamma_3}{2} e^{2\xi_{opt}} - \cos(2\phi_{opt}) \right) e^{-\xi} + (1 - \Gamma_3) \cos(\Phi - 2\phi_{opt}) \right)}, \quad (8)$$

где $\xi(\omega) = g(\omega) - \alpha_{sw}(\omega)l_{sw} - \alpha_{opt}l_{opt}$ — суммарные потери на распространение, $\phi_{opt} = k_{opt}l_{opt}$, $\xi_{opt} = \alpha_{opt}l_{opt}$, а $\Phi(\omega) = k_{sw}(\omega)l_{sw} + k_{opt}(\omega)l_{opt}$ — суммарный фазовый набег.

Формула для фазы коэффициента передачи активного кольца имеет вид

$$\phi(\omega) = \arctan \left[\frac{\sin(\Phi) - \Gamma_2 \Gamma_3 e^{-2\xi_{\text{opt}}} \sin(\Phi - 2\phi_{\text{opt}})}{(1 - \Gamma_3) e^{\xi} - \cos(\Phi) + \Gamma_2 \Gamma_3 e^{-2\xi_{\text{opt}}} \cos(\Phi - 2\phi_{\text{opt}})} \right] \pm n\pi. \quad (9)$$

Отметим, что формулы (8) и (9) могут быть упрощены для частных случаев. Например, при полной компенсации потерь в отсутствие отражения, а также для активного кольцевого резонатора, построенного только на спин-волновой ЛЗ, формулы (8) и (9) переходят в соотношения, ранее полученные в работах [9] и [10] соответственно.

Рассмотрим общий случай ненулевого отражения в точках 2 и 3. На рис. 2 в качестве примеров представлены результаты расчета амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) кольцевых резонаторов для трех случаев: (а) резонатор на оптической линии задержки, (б) резонатор только на спин-волновой линии задержки (пунктирная линия), а также на спин-волновой и оптической линиях задержки (сплошная линия). Расчеты были выполнены при следующих значениях параметров: $\alpha_{\text{opt}} = 0.2 \text{ dB/km}$, $\sqrt{\varepsilon} = 1.4677$, $\Gamma_3 = 0.05$, $\Gamma_2 = 0.95$, $\Delta H = 0.5 \text{ Oe}$, $H_0 = 1500 \text{ Oe}$, $M_0 = 1750 \text{ G}$, $l_{\text{opt}} = 1000 \text{ m}$. При этом в случае (а) $G = 0 \text{ dB}$, $L = 0$, $l_{\text{sw}} = 0$; в случае (б) $G = 25 \text{ dB}$, $L = 5 \mu\text{m}$, $l_{\text{sw}} = 10 \text{ mm}$.

Из сказанного выше спектр оптического резонатора представляет собой эквидистантный ряд частот (рис. 2, а). Как видно из рис. 2, б, спин-волновая ЛЗ выполняет функцию частотной селекции. При этом в соответствии с полученной выше формулой (8) положение максимума АЧХ гибридного оптоэлектронного резонатора (сплошная линия на рис. 2, б) определяется АЧХ спин-волнового элемента (пунктирная линия на рис. 2, б). Отметим, что это возможно только в случае ненулевого коэффициента отражения от фотодиода $\Gamma_3 \neq 0$, что всегда выполняется на практике.

Из выражений (8) и (9) следует, что такие параметры спин-волновой ЛЗ как толщина пленки и расстояние между антеннами, определяют полосы пропускания спин-волнового элемента. Передаточные характеристики кольцевого резонатора, построенного только на спин-волновой ЛЗ, показаны на рис. 2, б штриховой линией. Для такого резонатора при изменении параметров $L = 15 \mu\text{m}$ и $l_{\text{sw}} = 5 \text{ mm}$ на $L = 5 \mu\text{m}$ и $l_{\text{sw}} = 10 \text{ mm}$ полоса пропускания, измеренная по уровню -3 dB , сужается с 150 до 50 kHz. Отметим, что при выборе параметров спин-волновой ЛЗ необходимо учитывать увеличение потерь на распространение спиновых волн при возрастании времени задержки. Следовательно, для компенсации вносимых потерь необходимо увеличивать коэффициент усиления усилителя.

Перейдем теперь к расчету частотной зависимости фазового шума ОЭГ $\mathcal{L}(f)$. Для расчета воспользуемся

известной формулой [9]:

$$\mathcal{L}(f) = 10 \log_{10} (\mathbf{H}_p(f) S_\psi(f) / 2), \quad (10)$$

где $S_\psi(f)$ — спектральная плотность источников шума, а $\mathbf{H}_p(f)$ — модуль коэффициента передачи по мощности (8). На рис. 3, а представлены результаты расчета фазового шума для оптоэлектронного резонатора на оптической ЛЗ ($l_{\text{opt}} = 1000 \text{ m}$, $l_{\text{sw}} = 0$), а также гибридного оптоэлектронного резонатора на оптической и спин-волновой ЛЗ ($l_{\text{opt}} = 1000 \text{ m}$, $L = 5 \mu\text{m}$, $l_{\text{sw}} = 10 \text{ mm}$). Расчет фазового шума производился по формуле (10). При этом спектральная плотность источников шума описывалась степенным рядом $S_\psi(f) = \sum_{j=-4}^0 b_j f^j$ [9].

Значения коэффициентов b_j , как и в [9], были взяты для ОЭГ [11]. Как видно из рис. 3, а, введение спин-волновой ЛЗ не приводит к увеличению уровня фазового шума, несмотря на увеличение коэффициента усиления, требуемого для реализации режима автогенерации. Для выбранных параметров расчета минимальный уровень фазового шума составил -115 dBc/Hz .

Основным преимуществом автогенератора, построенного на гибридном оптоэлектронном резонаторе, является перестройка частоты генерации за счет изменения внешнего магнитного поля H_0 . С изменением напряженности H_0 происходит перестройка спектра спиновых волн (5), а следовательно, и перестройка частоты генерации согласно (8). На рис. 3, б показана перестройка частоты генерации гибридного ОЭГ при изменении внешнего поля в диапазоне от $H_0 = 1500 \text{ Oe}$ до $H_0 = 1510 \text{ Oe}$ для трех случаев: $l_{\text{opt}} = 1000 \text{ m}$, $l_{\text{opt}} = 500 \text{ m}$ и $l_{\text{opt}} = 0$. Как видно из рисунка, перестройка частоты носит ступенчатый характер, что объясняется переключениями между соседними резонансными частотами гибридного ОЭГ при изменении H_0 . Отметим, что перестройка частоты генерации в диапазоне магнитных полей, в котором переключения не происходит, осуществляется плавно за счет дополнительного фазового набега, вносимого спин-волновой ЛЗ.

С уменьшением длины оптоволоконного кабеля и соответственно с уменьшением величины фазового набега в нем расстояние между соседними резонансными частотами увеличивается. При этом возрастает диапазон магнитных полей, в котором частота генерации плавно перестраивается практически без переключения. В качестве иллюстрации такого режима на рис. 3, б штриховой линией показана перестройка частоты генерации в ОЭГ на оптоволоконном кабеле, длина которого была уменьшена до $l_{\text{opt}} = 500 \text{ m}$. При дальнейшем уменьшении l_{opt} интервалы плавной перестройки частоты генерации увеличиваются. В предельном случае, т.е. при $l_{\text{opt}} = 0$, ход магнитной перестройки определяется только спин-волновой ЛЗ.

Из проведенного исследования следует, что использование в схеме ОЭГ спин-волновой линии задержки,

одновременно выполняющей роль частотной фильтрации, позволяет реализовать электронную перестройку частоты генератора и контролировать уровень фазового шума.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 14-12-01296.

Список литературы

- [1] *Carmany J., Novak D.* // Nature Photonics. 2007. Vol. 1. P. 319–330.
- [2] *Yao J.* // J. Lightwave Technology. 2009. Vol. 27. N 3. P. 314–335.
- [3] *Белкин М.Е., Сигов А.С.* // Радиотехника и электроника. 2009. Т. 54. № 8. С. 901–914.
- [4] *Eliyahu D., Maleki L.* // Microwave Symposium Digest. IEEE MTT-S International. 2003. Vol. 3. P. 2185–2187.
- [5] *Zhu D., Pan S., Ben D.* // Photonics Technology Letters, IEEE. 2012. Vol. 24. N 3. P. 194–196.
- [6] А.с. 801747 СССР, МКЛЗ Н03 Н 9/125. Устройство для возбуждения и передачи спиновых волн / Калинико́с Б.А., Ковалева М.К., Ковшиков Н.Г. 1979. № 2830675.
- [7] *Гуревич А.Г., Мелков Г. А.* Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994. 464 с.
- [8] *Stancil D.D., Prabhakar A.* Spin waves. Springer, 2009. 348 p.
- [9] *Rubiola E.* Phase Noise and Frequency Stability in Oscillators, Cambridge University Press, 2008. 228 p.
- [10] *Никитин А.А., Устинов А.Б., Семенов А.А., Калинико́с Б.А.* // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 7. С. 98–101.
- [11] *Romisch S., Kitching J., Ferre-Pikal E., Hollberg L., Walls F.L.* // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control. 2000. Vol. 47. N 5. P. 1159–1165.