УДК 537.86

Исследование передаточных характеристик активного кольцевого резонатора на нелинейной феррит-сегнетоэлектрической линии задержки

В.В. Витько, А.А. Никитин, А.Б. Устинов

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»

Аннотация: Разработана теоретическая модель, описывающая нелинейные передаточные характеристики активных кольцевых резонаторов на феррит-сегнетоэлектрических линиях задержки. Показано, что увеличение амплитуды сверхвысокочастотного сигнала приводит к нелинейному сдвигу частоты рабочей поверхностной электромагнитно-спиновой волны. При превышении порога бистабильности на передаточной характеристике возникает гистерезис. Показано, что в результате изменения внешних магнитного и электрического полей перестраивается не только спектр резонансных частот исследуемого резонатора, но и ширина гистерезиса нелинейной передаточной характеристики.

Ключевые слова: активный кольцевой резонатор, бистабильность, феррит-сегнетоэлектрик

1. Введение

Явление, при котором резонансная система демонстрирует два устойчивых состояния для заданного входного воздействия, называется бистабильностью [1]. При измерении амплитудно-частотной характеристики бистабильность проявляется как переключение амплитуды выходного сигнала от низкого уровня к высокому (или от высокого к низкому) при последовательном повышении (или понижении) частоты (или мощности) входного сигнала. Впервые явление бистабильности для случая нелинейной магнитной системы было продемонстрировано в экспериментах [2, 3], а также для случая оптических нелинейных систем в работах [4, 5]. Позже бистабильное поведение наблюдалось в различных резонансных системах, например, в магнитных [6 - 8], спинтронных [9, 10], магнитоэлектрических [11, 12], радиофотонных [13, 14], оптических [15 - 17] и других. В основе такого поведения лежит нелинейная зависимость материальных параметров волноведущей среды от амплитуды распространяющейся волны. Особенностью кольцевых резонансных систем является значительное увеличение амплитуды циркулирующей волны при приближении к резонансной частоте, а, следовательно, снижение порогов нелинейных процессов, в частности бистабильности [18]. Одним из перспективных направлений является исследование активных кольцевых резонаторов (АКР) на спин-волновых линиях задержки. Благодаря разнообразию дисперсионных свойств спиновых волн и богатой нелинейной динамики, такие резонаторы используются не только для генерации монохроматического или хаотического сигналов, а также фазокогерентной сетки частот (солитонов) [19, 20], но и представляют интерес для применения в такой новой области, как нейроморфные вычисления на принципах магноники [21 - 23]. Формирование нелинейных передаточных характеристик спин-волновых АКР впервые было исследовано в работе [24]. Отметим, что перестройка спектра резонансных частот в таких системах реализуется только путем изменения внешнего магнитного поля. Данный способ перестройки отличается низкой скоростью и высоким электропотреблением. Известно, что использование слоистых

структур феррит-сегнетоэлектрик в качестве линий задержки позволяет реализовать быструю электрическую перестройку спектра электромагнитно-спиновых волн [25]. До настоящего времени исследования передаточных характеристик активных кольцевых резонаторов на феррит-сегнетоэлектрических линях задержки проводились только в линейном режиме [26]. Настоящая работа посвящена исследованию передаточных характеристик нелинейного феррит-сегнетоэлектрического АКР.

2. Теория формирования спектра

Рассмотрим схему АКР на ФС структуре, представленную на Рис. 1. Для ввода и вывода СВЧ-сигнала используются два направленных ответвителя. СВЧ-усилитель и управляемый аттенюатор используются для управления уровнем мощности, циркулирующего в резонаторе сигнала. Исследуемая структура намагничена до насыщения однородным магнитным полем перпендикулярно направлению распространения волны, что необходимо для возбуждения и распространения поверхностных электромагнитно-спиновых волн (ЭМСВ) [27].

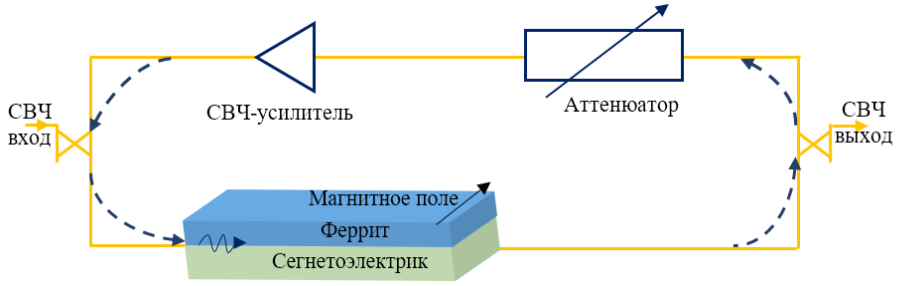

Рисунок 1. Схема АКР на ФС структуре

Каждый оборот сигнала по кольцу описывается коэффициентом передачи $T = (1 - к)\, H_{DL}\, g \exp(ikd)$, где $к$ – коэффициент связи по мощности входного и выходного направленных ответвителей, k – постоянная распространения ЭМСВ, d – длина ФС структуры, g – коэффициент усиления, включающий в себя как усиление СВЧ-усилителя, так и потери, вносимые управляемым аттенюатором и СВЧ-элементами цепи. Здесь $H_{DL}^2 = \exp(-2\alpha(\omega)\, d)$ – коэффициент передачи ФС волноведущей структуры по мощности, который описывает потери на распространения ЭМСВ как в ферритовом, так и в сегнетоэлектрическом слоях. При этом, следуя работе [26] потери в ФС структуре определяются $\alpha(\omega) \approx {\partial k(\omega)}/{\partial H}\, \Delta H + {\partial k(\omega)}/{\partial \varepsilon}\, \varepsilon_a\, tg\delta$, где ΔH – полуширина кривой ферромагнитного резонанса ферритового слоя, ε_a – диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрического слоя, $tg\delta$ – тангенс угла диэлектрических потерь сегнетоэлектрика.

В соответствии с работой [28], суперпозиция бесконечного числа циркулирующих в кольце волн позволяет записать амплитуду циркулирующего сигнала u_c^2 и коэффициент передачи по мощности H_p в следующей форме:

$$u_c^2 = \frac{u_{in}^2 \kappa |T|^2}{1 - 2|T|\cos\left(k(\omega, u_c^2)\, d\right) + |T|^2}, \quad (1)$$

$$H_p = \frac{\kappa^2 H_{DL}^2}{1 - 2|T|\cos\left(k(\omega, u_c^2)\, d\right) + |T|^2}. \quad (2)$$

В этих выражениях $k(\omega, u_c^2)$ – нелинейная постоянная распространения ЭМСВ, полученная из нелинейного дисперсионного соотношения, u_{in}^2 – входная амплитуда ЭМСВ.

Дисперсионное соотношение, описывающее распространение поверхностных ЭМСВ в многослойных ФС структурах, содержащих несколько ферритовых и сегнетоэлектрических слоев, было получено в статье [27]. Следуя этой работе, линейное дисперсионное уравнение ЭМСВ в исследуемой структуре имеет следующий вид:

$$\tan(\kappa_d a_d)\left[\left(\kappa_0^2 - \kappa_d^2\right)\mu_\perp - \left(\left(\frac{k\mu_\alpha}{\mu} + \kappa_0\mu_\perp\right)\left(\frac{\kappa_0 k\mu_\alpha}{\kappa_f \mu} + \frac{\kappa_0^2\mu_\perp}{\kappa_f}\right) + \kappa_0\kappa_f\right)\tan(\kappa_f L)\right] = \\ = -\kappa_d\left[2\kappa_0\mu_\perp + \left(\frac{\kappa_0^2\mu_\perp^2}{\kappa_f} - \kappa_f - \frac{k^2\mu_\alpha^2}{\kappa_f\mu^2}\right)\tan(\kappa_f L)\right], \quad (3)$$

где $\kappa_0 = \sqrt{k^2 - \omega^2\mu_0\varepsilon_0}$ – поперечное волновое число в свободном пространстве, $\kappa_d = \sqrt{\omega^2\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_d - k^2}$ – поперечное волновое число в сегнетоэлектрическом слое, $\kappa_f = \sqrt{\omega^2\mu_0\varepsilon_0\varepsilon_f\mu_\perp - k^2}$ – поперечное волновое число в ферритовом слое, a_d – толщина сегнетоэлектрического слоя, $\mu_\perp = (\mu^2 - \mu_\alpha^2)/\mu$, $\mu = 1 + \omega_H\omega_M/(\omega_H^2 - \omega^2)$ – диагональная компонента тензора магнитной проницаемости, а $\mu_\alpha = \omega\omega_M/(\omega_H^2 - \omega^2)$ – гиротропная компонента тензора магнитной проницаемости, $\omega = 2\pi f$ – частота СВЧ-сигнала, $\omega_H = 2\pi|\gamma|H_0$, $\omega_M = 2\pi|\gamma|M_0$, $|\gamma| = 2.8$ МГц/Э – гиромагнитное отношение электрона.

Нелинейная динамика ЭМСВ включает как электрическую нелинейность сегнетоэлектрического слоя, так и магнитную нелинейность спиновых волн в пленке феррита. Волновая нелинейность в сегнетоэлектрической структуре проявляется благодаря зависимости диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрического слоя ε_d от внешнего электрического поля E. В частности, эта зависимость может быть описана в малосигнальном приближении следующим выражением [29]:

$$\varepsilon_d(E) = \varepsilon_d(0) - KE^2, \quad (4)$$

где $\varepsilon_d(0)$ – диэлектрическая проницаемость в отсутствии внешнего электрического поля, а *K* – эмпирический коэффициент.

Нелинейность спиновых волн качественно описывается в соответствии с уравнением Ландау-Лифшица через изменение длинны вектора намагниченности ***M*** ферритовой пленки при увеличении амплитуды спиновых волн [3]. Вектор намагниченности ***M*** определяется суммой статической намагниченности $\boldsymbol{M}_0$ и амплитуды спиновой волны. В соответствии с законами сохранения увеличение амплитуды спиновой волны приводит к уменьшению величины вектора $\boldsymbol{M}_0$, что описывается как $M_0\left(1-u^2\right)$ [20]. Нелинейные процессы в ФС структурах вызваны одновременно изменением напряженности электрического поля и безразмерной амплитуды спиновых волн. Связь между безразмерной амплитудой спиновых волн u и напряженностью электрического поля E может быть представлена в виде $E^2=Cu^2$, где C – константа, определяемая из уравнений Максвелла, записанных для двухслойной ФС структуры [30]. Тогда подстановка этого выражения с учетом (4) в (3) позволит исключить напряженность электрического поля из рассмотрения и записать уравнение (3) зависимым только от амплитуды спиновых волн u. Важно отметить, что амплитуда сигнала, циркулирующего в АКР, значительно увеличивается при приближении к резонансным частотам, поэтому следуя подходу в работе [28] в дисперсионном уравнении (3) необходимо заменить M_0 на $M_0\left(1-u_c^2\right)$. Описанный алгоритм позволяет получить нелинейное дисперсионное уравнение для электромагнитно-спиновых волн в двуслойной ФС структуре с обратной связью. Подстановка полученных из этого уравнения волновых чисел $k\left(\omega,u_c^2\right)$ в (2) позволяет найти нелинейную передаточную характеристику.

3. Моделирование дисперсионных и передаточных характеристик

С помощью разработанной математической модели было проведено исследование нелинейных передаточных АКР на ФС структуре. В расчетах использовались следующие параметры ферритовой пленки: толщина 5.54 мкм, намагниченность насыщения 1750 Гс, ширина линии ферромагнитного резонанса 0.5 Э, расстояние между антеннами 3.5 мм. Сегнетоэлектрический слой имел толщину 600 мкм, а его диэлектрическая проницаемость изменялась от 1500 до 1000. Амплитуда входного сигнала составляла $u=10^{-6}$, что соответствует мощности входного сигнала в кольцо -20 дБм. Как известно в результате гибридизации электромагнитных и спиновых волн дисперсионная характеристика состоит из двух дисперсионных ветвей. Выберем нижнюю дисперсионную ветвь, которую условно можно разделить на три дисперсионные области, описывающих различное поведение ЭМСВ. Первая область (длинные волны), соответствующая частотному промежутку от начала спектра электромагнитных волн до начала спектра существования поверхностных спиновых волн (ПСВ), определяется в большей степени дисперсией электромагнитных волн. Перестройка спектра волн в этой области преимущественно осуществляется путем изменения внешнего электрического поля. Вторая область (короткие волны) соответствует частотному диапазону существования ПСВ. В ней преобладает магнитная природа волнового процесса, и, соответственно, магнитная перестройка. Третья область занимает положение на границе первых двух областей. В этой области происходит гибридизация электромагнитной и спиновой волн, в результате чего перестройка спектра волн осуществляется за счет изменения как электрического, так и магнитного полей (область двойной электронной перестройки).

На Рис. 2. представлены результаты численного расчета фрагментов нелинейных дисперсионных и передаточных характеристик, иллюстрирующих двойное

электронное управление АКР на ФС структуре. Пунктирными линиями на Рис. 2 показаны дисперсионные и передаточные характеристики, соответствующие линейному режиму. Сплошными цветными линиями показаны характеристики, полученные для различных значений магнитного поля (см. Рис. 2(а) и (б)) и диэлектрической проницаемости (см. Рис. 2(в) и (г)). При низкой мощности входного сигнала, магнитная нелинейность является доминирующей, что проявляется на дисперсионной характеристике как отрицательный нелинейный сдвиг частоты (см. Рис. 2 (а)). При превышении порога бистабильности на передаточной характеристике возникает гистерезис. Гистерезис нелинейной передаточной характеристики направлен против часовой стрелки в область низких частот (как показано стрелками на Рис. 2 (б)). Как видно из Рис. 2 (а), изменение внешнего магнитного поля приводит к перестройке всей дисперсионной ветви в область высоких частот. Отметим, что наклон дисперсионной кривой на резонансном волновом числе меняется слабо, в результате чего уровень вносимых потерь и добротность резонансных пиков в заданном диапазоне частот практически не зависит от напряженности внешнего магнитного поля. Из Рис. 2 (б) видно, что при изменении внешнего магнитного поля на 8 Э перестройка резонансной моды происходит на 24 МГц, что превышает межмодовое расстояние равное 23 МГц. Увеличение внешнего магнитного поля также приводит к расширению частотного диапазона гистерезиса передаточной характеристики с 2.3 МГц до 2.5 МГц, что обусловлено увеличением нелинейного коэффициента $N = \partial\omega(k,u_c^2)/\partial u_c^2$.

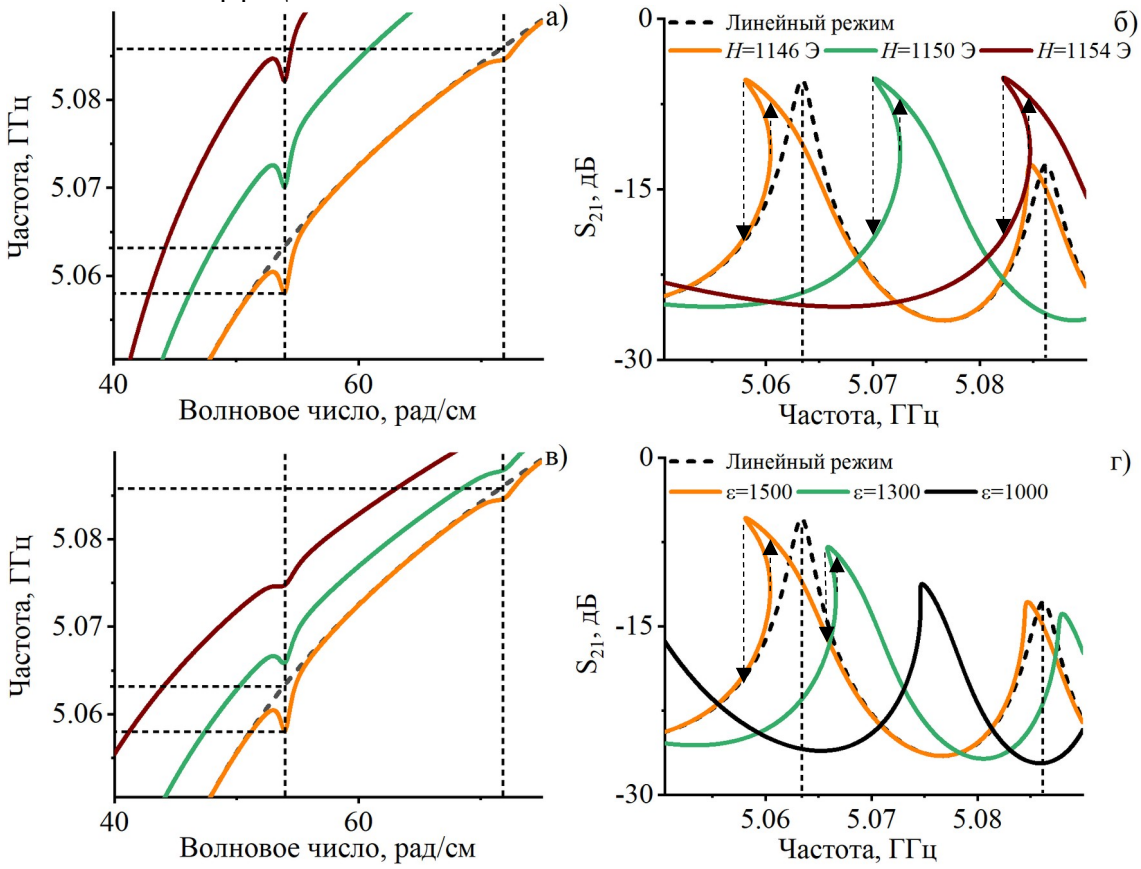

Рисунок 2. Фрагменты дисперсионных и передаточных характеристик АКР на ФС структуре для различных значений напряженности магнитного поля (а) и (б), соответственно, а также при различных диэлектрических проницаемостях (в) и (г).

Как видно из Рис. 2(в) электрическое управление, реализуемое путем

уменьшения диэлектрической проницаемости от 1500 до 1000 приводит к изменению наклона дисперсионной кривой на резонансном волновом числе и уменьшению групповой скорости. В результате увеличиваются потери, вносимые ФС структурой, и, соответственно, уменьшается амплитуда циркулирующей волны. На Рис. 2(г) это проявляется в виде уменьшения уровня передаточной характеристики и сужении частотного диапазона бистабильности с 2.3 МГц до 24 кГц. При этом электрическая перестройка резонансной моды составила 12.5 МГц. Таким образом становится возможным не только точная электрическая перестройка частотного положения резонансных мод, но также электрическое управление частотным диапазоном гистерезиса нелинейной передаточной характеристики.

4. Заключение

В работе исследовано формирование нелинейных передаточных характеристик феррит-сегнетоэлектрических АКР. Показано, что увеличение амплитуды СВЧ-сигнала приводит к отрицательному нелинейному сдвигу частоты рабочей поверхностной ЭМСВ. При превышении порога бистабильности на передаточной характеристике возникает гистерезис, направленный против часовой стрелки в область нижних частот. Показано, что в результате увеличения магнитного поля с 1146 до 1154 Э приводит к расширению частотного диапазона гистерезиса передаточной характеристики с 2.3 МГц до 2.5 МГц, а также перестройке резонансной частоты на 24 МГц. При изменении диэлектрической проницаемости с 1500 до 1000 происходит не только частотная перестройка выбранной резонансной моды на 12.5 МГц вверх по частоте, но и сужение частотной области гистерезиса с 2.3 МГц до 24 кГц. Таким образом, реализуется не только перестройка спектра резонансных частот исследуемого резонатора, но и управление шириной гистерезиса его нелинейной передаточной характеристики.

Работа выполнена в рамках **государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации №075-01024-21-02 от 29.09.2021 (проект FSEE-2021-0014).**

Список литературы

1. Landau L.D., Lifshitz E.M., Mechanics (Course of Theoretical Physics, Volume 1), 3rd Edition –Elsevier, Oxford, 2013.
2. Weiss M. T. Microwave and low-frequency oscillation due to resonance instabilities in ferrites //Physical Review Letters. – 1958. – V. 1. – №. 7. – P. 239.
3. Stancil D.D. and Prabhakar A., Spin Waves: Theory and Applications – Springer, NY, 2010.
4. Gibbs H. M., McCall S. L., Venkatesan T. N. C. Differential gain and bistability using a sodium-filled Fabry-Perot interferometer //Physical Review Letters. – 1976. – Т. 36. – №. 19. – P. 1135.
5. Boyd R.W., Nonlinear Optics – Academic Press, Amsterdam; Boston, 2020.
6. Fetisov Y. K., Patton C. E. Thermal microwave foldover and bistability in ferromagnetic resonance //IEEE transactions on magnetics. – 2004. – Т. 40. – №. 2. – С. 473-482.
7. Wang Q. et al. A nonlinear magnonic nano-ring resonator //npj Computational Materials. – 2020. – Т. 6. – №. 1. – С. 1-7.
8. Vitko V. V. et al. Performance characteristics of bistable active ring resonators based on ferrite films //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2021. – Т. 2103. – №. 1. – С. 012059.
9. Gui Y. S., Wirthmann A., Hu C. M. Foldover ferromagnetic resonance and damping in permalloy microstrips //Physical Review B. – 2009. – Т. 80. – №. 18. – С. 184422.
10. Kawase M., Iwaba M., Sekiguchi K. Electric detection of nonlinear effect upon spin-wave spin current //Japanese Journal of Applied Physics. – 2020. – Т. 59. – №. SE. – С. SEED01.
11. Fetisov Y. K. et al. Bistability in a multiferroic composite resonator //Applied Physics Letters. – 2018. – Т. 113. – №. 2. – С. 022903.

12. Chu Z. et al. Voltage-driven nonlinearity in magnetoelectric heterostructures //Physical Review Applied. – 2019. – Т. 12. – №. 4. – С. 044001.
13. Vitko V. V. et al. Microwave bistability in active ring resonators with dual spin-wave and optical nonlinearities //IEEE Magnetics Letters. – 2018. – Т. 9. – С. 1-4.
14. Xiong Y. et al. Experimental parameters, combined dynamics, and nonlinearity of a magnonic-opto-electronic oscillator (MOEO) //Review of Scientific Instruments. – 2020. – Т. 91. – №. 12. – С. 125105.
15. Almeida V. R., Lipson M. Optical bistability on a silicon chip //Optics letters. – 2004. – Т. 29. – №. 20. – С. 2387-2389.
16. Savchenkov A. A. et al. Surface acoustic wave opto-mechanical oscillator and frequency comb generator //Optics letters. – 2011. – Т. 36. – №. 17. – С. 3338-3340.
17. Nikitin A. A. et al. Carrier-induced optical bistability in the silicon micro-ring resonators under continuous wave pumping //Optics Communications. – 2021. – Т. 480. – С. 126456.
18. Rabus D.G. and Sada C., Integrated Ring Resonators: A Compendium – Springer International Publishing, Cham, 2020.
19. Ustinov A. B. et al. Progressive development of spin wave chaos in active-ring oscillators //Physical Review B. – 2021. – Т. 104. – №. 14. – С. L140410.
20. Wu M. Nonlinear spin waves in magnetic film feedback rings //Solid State Physics. – 2010. – Т. 62. – С. 163-224.
21. Watt S., Kostylev M., Ustinov A. B. Enhancing computational performance of a spin-wave reservoir computer with input synchronization //Journal of Applied Physics. – 2021. – Т. 129. – №. 4. – С. 044902.
22. Watt S. et al. Implementing a magnonic reservoir computer model based on time-delay multiplexing //Physical Review Applied. – 2021. – Т. 15. – №. 6. – С. 064060.
23. Nikitin A. A. et al. Theoretical model for nonlinear spin-wave transient processes in active-ring oscillators with variable gain and its application for magnonic reservoir computing //Journal of Applied Physics. – 2022. – Т. 131. – №. 11. – С. 113903.
24. Janantha P. A. P., Kalinikos B., Wu M. Foldover of nonlinear eigenmodes in magnetic thin film based feedback rings //Physical Review B. – 2017. – Т. 95. – №. 6. – С. 064422.
25. Demidov V. E. et al. Electrical tuning of dispersion characteristics of surface electromagnetic-spin waves propagating in ferrite-ferroelectric layered structures //IEEE transactions on microwave theory and techniques. – 2003. – Т. 51. – №. 10. – С. 2090-2096.
26. Никитин А. А. и др. Теоретическое исследование резонансных свойств активного кольца на основе слоистой структуры феррит-сегнетоэлектрик //Журнал технической физики. – 2012. – Т. 82. – №. 7. – С. 98-101.
27. Nikitin A. A. et al. Spin-electromagnetic waves in planar multiferroic multilayers //Journal of Applied Physics. – 2017. – Т. 122. – №. 1. – С. 014102.
28. Nikitin A. A. et al. Nonlinear frequency response of the multi-resonant ring cavities //Results in Physics. – 2020. – Т. 18. – С. 103279.
29. Смоленский Г. А. и др. Физика сегнетоэлектрических явлений. – 1985.
30. Черкасский М. А., Никитин А. А., Калиникос Б. А. Теория мультинелинейных сред и ее приложение к солитонным процессам в феррит-сегнетоэлектрических структурах //ЖЭТФ. – 2016. – Т. 149. – №. 4. – С. 839.