

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ
В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

УДК 537.624;537.632

УГЛОВАЯ ШИРИНА ВОЛНОВОГО ПУЧКА
ОБРАТНОЙ СПИНОВОЙ ВОЛНЫ, ВОЗБУЖДАЕМОЙ
ЛИНЕЙНЫМ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕМ В ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЕ

© 2015 г. Э. Г. Локк

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Российская Федерация, 141196 Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1

E-mail: edwin@ms.ire.rssi.ru

Поступила в редакцию 26.05.2014 г.

На основе полученной ранее формулы рассчитана угловая ширина волнового пучка обратной спиновой волны, возбуждаемой произвольно ориентированным линейным преобразователем в касательно намагниченной ферритовой пластине для случая, когда длина преобразователя намного больше длины спиновой волны. Показано, что при некоторых ориентациях преобразователя в пластине может возникать нерасширяющийся волновой пучок.

DOI: 10.7868/S0033849415010106

Исторически исследование дифракционных явлений на дипольных спиновых волнах (известных также как магнитостатические волны [1]) берет начало от ряда экспериментальных и теоретических работ, в которых изучалось распространение спиновых волн через периодические неоднородности, создаваемые в ферритовой пластине самыми разными способами: травлением канавок или созданием неровностей на поверхности ферритовой пластины, расположением на поверхности феррита металлических полосок, созданием в ферритовой пленке магнитной решетки с помощью пространственно-периодического стационарного магнитного поля и т.п. (см., например, [2–10]). Отметим, что недавно – в связи с возникновением в научном мире интереса к свойствам метаматериалов – исследования свойств спиновых волн в пространственно-периодических структурах (которые стали называть магнотонными или фотонными кристаллами) получили новый импульс развития [3, 11–14]. В 80-е годы XX в. появились также работы, в которых была дана постановка дифракционных задач для спиновых волн [15, 16], работы, посвященные методам решения параболического уравнения [17–20], а также работы по исследованию дифракционной расходимости и профиля ограниченного по ширине волнового пучка спиновых волн [2, 21–27]. Изучение дифракционной расходимости в настоящее время получило продолжение в работах [28–30], причем в [28] методика исследования распределения спиновых волн в плоскости структуры была усовершенствована, что позволило визуализировать распределение амплитуды и фазы спиновых волн.

Таким образом, указанная методика является достаточно эффективной для изучения спиновых волн, как и метод бриллюэновского рассеяния света на спиновой волне [31].

Кроме того, недавно в магнитостатическом приближении была решена общая двумерная задача по дифракции на щели поверхностной спиновой волны [32]. В результате было установлено, что угловая ширина основного дифракционного луча зависит не только от отношения длины падающей волны λ к длине щели D (как это имеет место для изотропных сред), но и от математических свойств изочастотной зависимости дифрагирующей волны [32]. В ходе решения данной задачи была получена универсальная формула, описывающая зависимость угловой ширины каждого дифракционного луча от параметров падающей волны, анизотропной среды и длины щели (для случая $D \gg \lambda$) и было показано, что с помощью этой формулы можно вычислять угловую ширину луча как для спиновых волн, так и для волн иной природы в различных анизотропных средах и структурах. Как следует из полученной формулы, угловая ширина луча в анизотропных средах может быть не только меньше величины λ/D , но и равной нулю, если данному дифракционному лучу на изочастотной зависимости волны соответствует точка, в которой производная $d\psi/d\varphi = 0$, где углы ψ и φ определяют ориентацию соответственно групповой скорости \vec{V} и волнового вектора \vec{k} [32]. Важное значение для подтверждения справедливости полученной формулы приобретают экспериментальные исследования по дифракции спи-

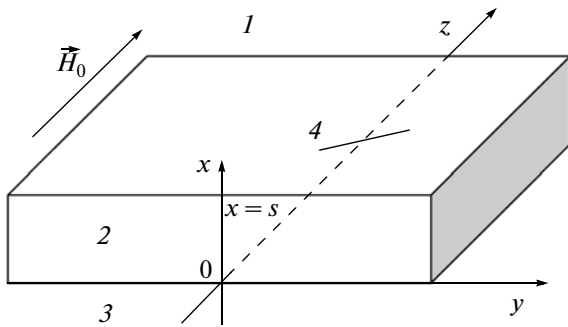


Рис. 1. Геометрия задачи: 1, 3 – полупространства вакуума, 2 – ферритовая пластина, намагниченная до насыщения внешним однородным магнитным полем \vec{H}_0 , 4 – произвольно ориентированный преобразователь, возбуждающий обратную спиновую волну.

новых волн и волн иной природы. Отметим, что результаты, полученные в работе [32], позволяют проводить поиск анизотропных сред и структур, в которых могут возникать “нерасширяющиеся” лучи (угловая ширина которых равна нулю), на основе анализа математических свойств изочастотной зависимости волны, распространяющейся в анизотропных средах или структурах. На основе такого анализа можно также выявить конкретные геометрии возбуждения и дифракции волн, при которых будут возникать нерасширяющиеся лучи.

В этой связи нами теоретически изучена возможность возникновения нерасширяющихся лучей обратной спиновой волны¹, возбуждаемой преобразователем конечной длины в ферритовой пластине.

Пусть обратная спиновая волна с частотой f возбуждается в касательно намагниченной ферритовой пластине толщиной s с помощью произвольно ориентированного тонкого линейного преобразователя длиной D (рис. 1). Пусть выполняется неравенство $D \ll \lambda_{\text{ЭМВ}}$, где $\lambda_{\text{ЭМВ}} = 2\pi/k_{\text{ЭМВ}} = c/f$ – длина электромагнитной волны, которая подводится к преобразователю для возбуждения спиновой волны, а c – скорость света. В этом случае можно считать, что во всех точках преобразователя подводящая электромагнитная волна имеет практически одинаковую фазу, а возбуждающаяся обратная

¹ Отметим, что эта волна известна в литературе также как “обратная объемная магнитоэлектрическая волна” [1]. Однако недавно в [33] было показано, что при строгом описании этой волны на основе уравнений Максвелла (без использования магнитоэлектрического приближения) ее распределение по толщине феррита представляет собой сумму экспоненциальных и тригонометрических функций (а не только тригонометрических). Поэтому корректнее не использовать слово “объемная” в названии данной волны.

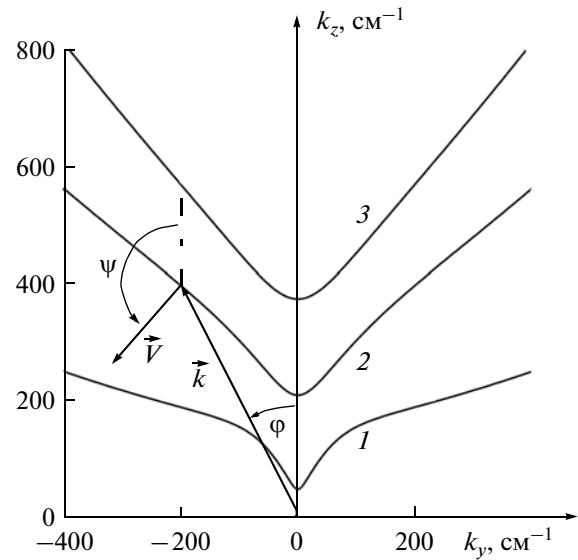


Рис. 2. Изочастотные зависимости обратной спиновой волны в ферритовой пластине для частоты $f = 2350$ (1), 1900 (2), 1630 МГц (3).

спиновая волна имеет волновой вектор \vec{k} , ориентированный нормально к линии преобразователя (т.е. волновой фронт спиновой волны параллелен линии преобразователя).

Обозначим угол между вектором \vec{k} и осью z (в плоскости yz) через φ . Используя имеющееся в литературе дисперсионное уравнение для обратной спиновой волны (см., например, [1, 2, 34]), можно рассчитать ее изочастотную зависимость $k_z(k_y)$ (в декартовой системе координат) или $k(\varphi)$ (в соответствующей полярной системе координат). Изочастотные зависимости обратной спиновой волны для трех различных частот представлены на рис. 2 (приведена лишь верхняя полуплоскость для $k_z > 0$), где показаны также произвольные волновой вектор \vec{k} , соответствующий вектор групповой скорости \vec{V} и углы φ и ψ , определяющие ориентацию этих векторов.

Будем считать, что длина D возбуждающего преобразователя выбрана таким образом, что кроме неравенства $D \ll \lambda_{\text{ЭМВ}}$ выполняется также неравенство $D \gg \lambda = 2\pi/k$, т.е. длина преобразователя намного больше длины возбуждаемой спиновой волны. Отметим, что этим двум условиям можно удовлетворить почти всегда (подробнее см. раздел 9 в [32]). В этом случае (и при условии, что волновой вектор \vec{k} ориентирован нормально к линии возбудителя) в дальней зоне для абсолютной угловой ширины $\Delta\psi$ ограниченного волнового пучка спиновой волны, возбуждаемой ли-

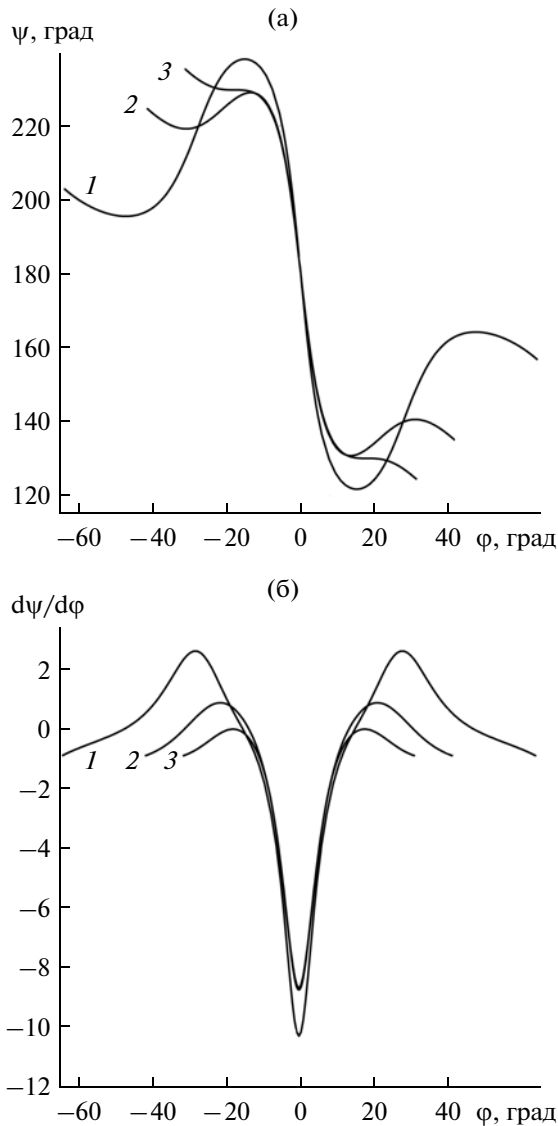


Рис. 3. Зависимости величин ψ и $d\psi/d\phi$ (а и б) от угла ϕ , задающего ориентацию волнового вектора \vec{k} спиновой волны (и линейного преобразователя, возбуждающего волну) для частоты $f = 2350$ (1), 1900 (2), 1630 МГц (3).

нейным конечным преобразователем², будет справедлива следующая формула (см. [32]):

$$\Delta\psi = \frac{\lambda}{D} \left| \frac{d\psi}{d\phi}(\phi) \right|. \quad (1)$$

Как указывалось в [32], в анизотропных средах удобнее рассчитывать не величину $\Delta\psi$, а отношение σ абсолютной угловой ширины $\Delta\psi$ (в радианах) к величине λ/D (представляющей собой уг-

² Без учета эффектов возбуждения на концах преобразователя.

ловую ширину дифракционного луча в изотропной среде, в радианах)

$$\sigma = \frac{\Delta\psi}{\lambda/D}. \quad (2)$$

По физическому смыслу величина σ является *относительной угловой шириной* волнового пучка (луча): во сколько раз величина σ окажется меньше (больше) единицы, во столько же раз угловая ширина луча $\Delta\psi$ будет меньше (больше), чем в изотропных средах. Подставляя (1) в (2) для величины σ можно получить простую формулу:

$$\sigma = \left| \frac{d\psi}{d\phi}(\phi) \right|. \quad (3)$$

Таким образом, как для вычисления величины $\Delta\psi$, так и для вычисления величины σ необходимо рассчитать зависимость $\psi(\phi)$ и соответствующую зависимость $d\psi/d\phi$ для конкретной волны.

Расчеты зависимости $\psi(\phi)$ и ее производной $d\psi/d\phi$ для поверхностной спиновой волны (или поверхностной магнитостатической волны) приведены на рис. 7 в работе [32], а на рис. 8а в этой же работе представлены расчеты относительной угловой ширины σ волнового пучка поверхностной спиновой волны, возбуждаемой ограниченным линейным преобразователем³ (для случая $D \gg \lambda$). Как видно из перечисленных рисунков, можно создать такие условия, при которых угловая ширина луча поверхностной спиновой волны будет равна нулю (т.е. возникает нерасширяющийся луч).

Выясним теперь, могут ли существовать такие условия, при которых угловая ширина луча обратной спиновой волны будет равна нулю? Чтобы ответить на поставленный вопрос, рассчитаем зависимости $\psi(\phi)$, $d\psi(\phi)/d\phi$ и $\sigma(\phi)$ для обратной спиновой волны. Для расчета зависимости $\psi(\phi)$ используем формулы, приведенные в работе [34]. На рис. 3а и 3б показаны зависимость $\psi(\phi)$ и ее производная $d\psi/d\phi$ для трех различных частот обратной спиновой волны, а на рис. 4 – соответствующая зависимость $\sigma(\phi)$, причем при расчетах использовались те же параметры ферритовой пластины и постоянного магнитного поля, что и в работе [34]: $4\pi M_0 = 1875$ Гс, $s = 82$ мкм, $H_0 = 367$ Э.

³ Отметим, что на рис. 8а в [32] представлены расчеты величины σ для основного дифракционного луча в случае, когда поверхностная спиновая волна с неколлинеарной ориентацией векторов \vec{V} и \vec{k} падает на щель длиной D таким образом, что вектор \vec{k} всегда перпендикулярен линии щели, а угол χ между векторами \vec{V} и \vec{k} меняется. Однако в разделе 9 работы [32] отмечено, что как с математической, так и с физической точки зрения эта геометрия эквивалентна геометрии возбуждения спиновой волны с помощью линейного преобразователя длиной D для случая, когда выполняются неравенства $D \gg \lambda$ и $D \ll \lambda_{ЭМВ}$, справедливость которых предполагается в данной работе.

Зная величину σ и длину спиновой волны λ , можно подобрать длину возбуждающего преобразователя D (при соблюдении условия $D \gg \lambda$), при которой в соответствии с формулой (2) абсолютная угловая ширина $\Delta\psi$ возбужденного волнового пучка будет приемлемой.

Как видно из рис. 3, для всех трех значений частоты существуют такие ориентации φ волнового вектора \vec{k} спиновой волны (или линейного преобразователя, возбуждающего волну), при которых величина $d\psi/d\varphi$ равна нулю. Это означает, что при ориентации линейного преобразователя под данными углами φ возникает нерасширяющийся волновой пучок, т.е. как абсолютная, так и относительная угловая ширина возбуждаемого волнового пучка в этих случаях равны нулю: $\Delta\psi = \sigma = 0$ (см. рис. 4). Например, для частоты $f = 2350$ МГц нерасширяющийся волновой пучок будет распространяться под углом $\psi = 164.4^\circ$ при ориентации возбуждающего преобразователя под углом $\varphi = 47.3^\circ$, а для частоты $f = 1630$ МГц такой пучок будет распространяться под углом $\psi = 130.25^\circ$ при ориентации преобразователя $\varphi = 17.9^\circ$. Следует иметь в виду, что для частоты $f = 2350$ МГц функция $\varphi(\psi)$ (обратная функции $\psi(\varphi)$) является неоднозначной для значений ψ , лежащих в интервале углов $121.9^\circ < \psi < 164.4^\circ$, из-за чего при ориентации преобразователя под углом φ , лежащем в соответствующих интервалах неоднозначности (т.е. для $|\varphi| > 1.6^\circ$) на практике может наблюдаться неоднородная дифракционная картина (подробнее об этом см. раздел 7 в [32]). Для частоты $f = 1630$ МГц функция $\varphi(\psi)$ всегда является однозначной, поэтому неоднородная дифракционная картина в этом случае не возникает. Отметим, что возникновение нерасширяющегося волнового пучка при условии равенства нулю производной $d\psi/d\varphi$ согласуется с изложенными в работе [35] теоретическими представлениями о возможности каустического распространения энергии обратной спиновой волны.

Использование нерасширяющихся волновых пучков на практике позволит значительно снизить потери за счет расплывания пучка при его распространении от возбуждающего преобразователя к приемному. Отметим, что наиболее распространенное на практике использование волновых пучков обратной спиновой волны с противоположно направленной ориентацией векторов \vec{V} и \vec{k} (т.е. когда $\varphi = 0$) будет сопровождаться, согласно расчетам, довольно сильным расплыванием пучка (см. рис. 4) со значениями $\sigma = 8 \dots 10$, т.е. абсолютная угловая ширина пучка $\Delta\psi$ будет в $8 \dots 10$ раз больше, чем у возбуждателя таких же размеров в изотропной среде.

Таким образом, в данной работе выполнены расчеты угловой ширины волнового пучка обрат-

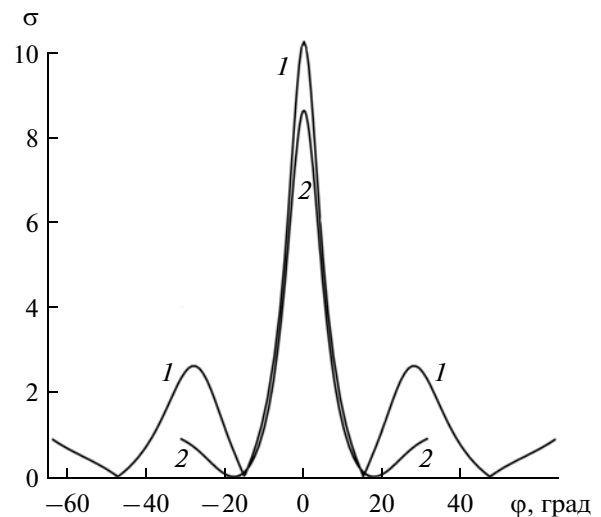


Рис. 4. Относительная угловая ширина σ волнового пучка спиновой волны в зависимости от угла φ , определяющего ориентацию возбуждающего пучок линейного преобразователя, для частоты $f = 2350$ (1), 1630 МГц (2).

ной спиновой волны, возбуждаемой произвольно ориентированным линейным преобразователем в касательно намагниченной ферритовой пластине. Для расчетов использована универсальная аналитическая формула (см. [32]), описывающая ширину волнового пучка в анизотропных средах в дальней зоне для случая, когда длина возбудителя намного больше длины волны. Показано, что в ферритовой пластине возникает нерасширяющийся волновой пучок обратной спиновой волны, если ориентация волнового вектора \vec{k} возбуждаемой волны (или ориентация возбуждающего преобразователя) соответствует точке перегиба на изочастотной зависимости волны (т.е. если волновой вектор \vec{k} направлен в точку, где $d\psi/d\varphi = 0$). Установлено также, что наиболее часто используемые на практике волновые пучки обратной спиновой волны с противоположно направленной ориентацией векторов \vec{V} и \vec{k} характеризуются достаточно большой угловой шириной, примерно в $8 \dots 10$ раз превышающей величину λ/D .

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 14-07-00332).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Damon R.W., Eshbach J.R. // J. Phys. Chem. Solids. 1961. V. 19. № 3–4. P. 308.
2. Ваиковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд-во СГУ, 1993.

3. Герус С.В. Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. М.: ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 2010. 317 с.
4. Syke C.G., Adam J.D., Collins J.H. // Appl. Phys. Lett. 1976. V. 29. № 6. P. 388.
5. Tsutsumi M., Sakaguchi Y., Kumagai N. // Appl. Phys. Lett. 1977. V. 31. № 11. P. 779.
6. Owens J.M., Collins J.H., Smith Jr. C.V., Chiang I.I. // Appl. Phys. Lett. 1977. V. 31. № 11. P. 781.
7. Parekh J.P., Tuan H.S. // IEEE Trans. 1978. V. MTT-26. № 12. P. 1039.
8. Гуляев Ю.В., Никитов С.А., Плесский В.П. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 9. С. 2831.
9. Герус С.В., Харитонов В.Д. // ФММ. 1984. Т. 58. № 6. С. 1069.
10. Вороненко А.В., Герус С.В., Харитонов В.Д. // Изв. вузов. Физика. 1988. Т. 31. № 11. С. 76.
11. Гуляев Ю.В., Никитов С.А., Животовский Л.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. № 10. С. 670.
12. Гуляев Ю.В., Никитов С.А., Волков А.И. // РЭ. 2007. Т. 50. № 9. С. 1107.
13. Анненков А.Ю., Виноградов А.П., Герус С.В. и др. // Изв. РАН. Сер. Физическая. 2007. Т. 71. № 11. С. 1612.
14. Magnonics from Fundamentals to Applications. Topics in Applied Physics. V. 125. Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 2013.
15. Tuan H.S., Parekh J.P. // Proc. Ultrasonic Symp. 5–7 Nov. 1980. Boston. N.Y.: IEEE, 1980. V. 1. P. 543.
16. Parekh J.P., Tuan H.S. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. № 3. P. 2279.
17. Лукомский Ю.В., Седлецкий Ю.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 5. С. 654.
18. Седлецкий Ю.В. // Укр. физ. журн. 1988. Т. 33. № 1. С. 53.
19. Вугальтер Г.А., Коровин А.Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 31. № 9. С. 1126.
20. Берегов А.С. Функциональная СВЧ-электроника. Киев: Киевский политехн. ин-т., 1984. С. 56.
21. Стальмахов А.В. Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. М.: ИРЭ АН СССР, 1992. 420 с.
22. Вашковский А.В., Гречушкин К.В., Стальмахов А.В. // РЭ. 1985. Т. 30. № 12. С. 2422.
23. Вашковский А.В., Гречушкин К.В., Стальмахов А.В., Тюлюкин В.А. // РЭ. 1987. Т. 32. № 11. С. 2295.
24. Вашковский А.В., Гречушкин К.В., Стальмахов А.В., Тюлюкин В.А. // РЭ. 1988. Т. 33. № 4. С. 876.
25. Валяевский А.Б., Вашковский А.В., Стальмахов А.В., Тюлюкин В.А. // РЭ. 1988. Т. 33. № 9. С. 1820.
26. Валяевский А.Б., Вашковский А.В., Гречушкин К.В., Стальмахов А.В. // РЭ. 1988. Т. 33. № 9. С. 1830.
27. Валяевский А.Б., Вашковский А.В., Стальмахов А.В., Тюлюкин В.А. // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 6. С. 51.
28. Анненков А.Ю., Герус С.В. // РЭ. 2012. Т. 57. № 5. С. 572.
29. Синяевский Г.П., Бабичев Р.К., Вяткина С.А. // Физические основы приборостроения. 2012. № 2. С. 30.
30. Вяткина С.А. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Ростов-на-Дону: ЮФУ, 2013. 175 с.
31. Demokritov S.O., Demidov V.E. // IEEE Trans. 2008. V. MAG-44. № 1. P. 6.
32. Локк Э.Г. // Успехи физ. наук. 2012. Т. 182. № 12. С. 1327.
33. Вашковский А.В., Локк Э.Г. // РЭ. 2012. Т. 57. № 5. С. 541.
34. Вашковский А.В., Локк Э.Г. // Успехи физ. наук. 2006. Т. 176. № 4. С. 403.
35. Veerakumar V., Camley R. E. // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. № 21. P. 214401.

Сдано в набор 10.09.2014 г. Подписано к печати 24.11.2014 г. Дата выхода в свет 23 ежем. Формат 60 × 88¹/₈
 Цифровая печать Усл. печ. л. 13.25 Усл. кр.-отт. 2.2 тыс. Уч.-изд. л. 13.25 Бум. л. 6.6
 Тираж 159 экз. Зак. 883 Цена свободная

Учредители: Российская академия наук, Институт радиотехники и электроники РАН

Издатель: Российская академия наук. Издательство "Наука", 117997 Москва, Профсоюзная ул., 90
 Оригинал-макет подготовлен МАИК "Наука/Интерпериодика"
 Отпечатано в ППП "Типография "Наука", 121099 Москва, Шубинский пер., 6