

# Возникновение сверхразрешения в результате дифракции поверхностной спиновой волны на неоднородности круглой формы

А.Б. Хутиева<sup>1</sup>, А.В. Садовников<sup>1</sup>, С.В. Герус<sup>2</sup>, Э.Г. Локк<sup>2</sup>, А.Ю. Анненков<sup>2</sup>, А.В. Луговской<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Фрязинский филиал)

**Аннотация:** выполнены эксперименты и расчеты по дифракции поверхностной спиновой волны на сквозном отверстии в касательно намагниченной ферритовой пленке для случая, когда волна возбуждается линейным преобразователем, параллельным внешнему однородному магнитному полю. Обнаружено, что при наличии направлений, в которых возможно сверхнаправленное распространение волны, в этих направлениях возникает новое физическое явление – сверхразрешение при наблюдении точечного объекта.

**Ключевые слова:** ферритовая плёнка, поверхностная спиновая волна, визуализированная дифракционная картина, сверхнаправленность, сверхразрешение

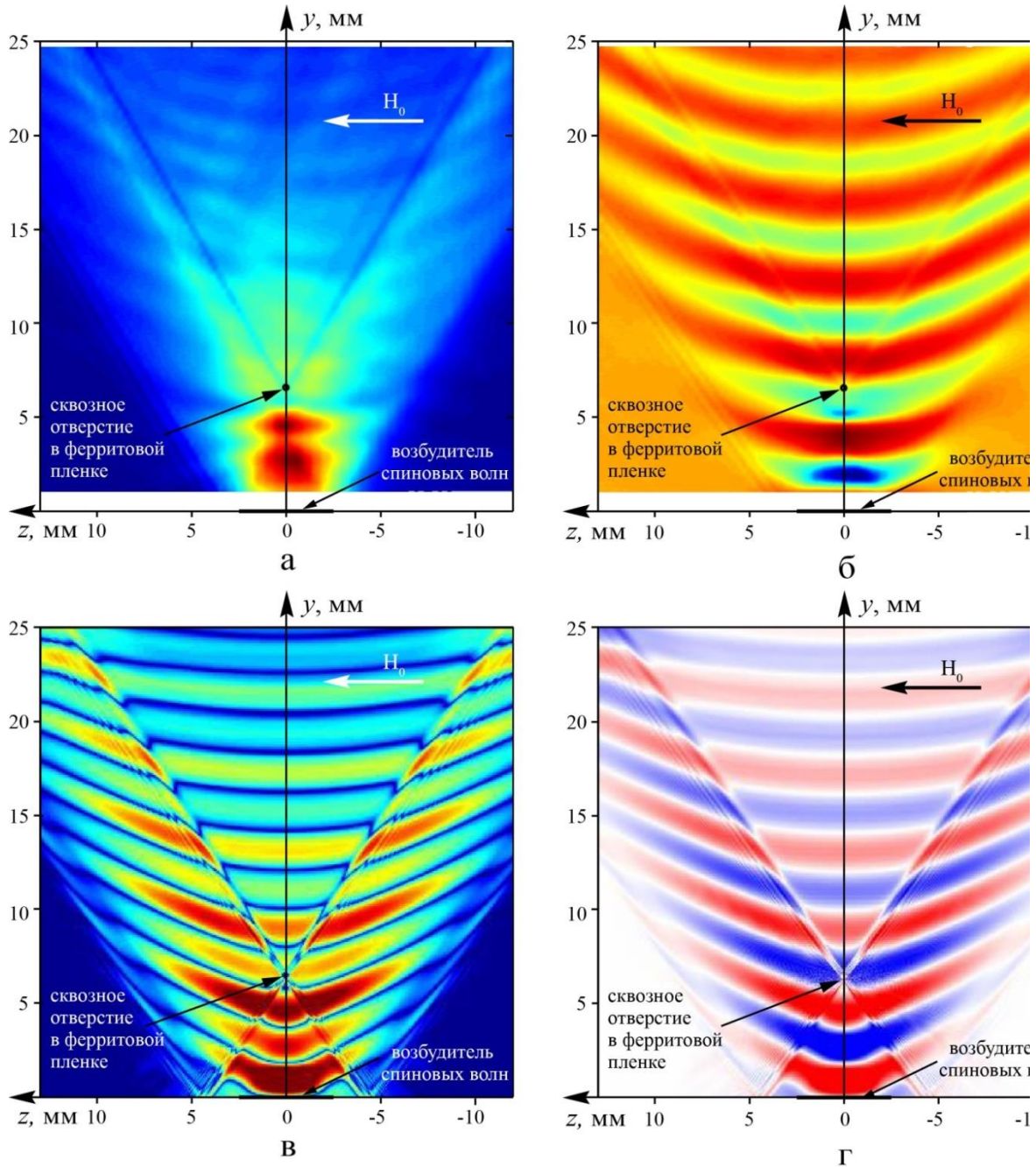
## 1. Введение

Недавно [1] была аналитически решена задача по исследованию дифракционной расходимости ограниченного по ширине луча (волнового пучка) спиновой волны (СВ) с неколлинеарной ориентацией волнового вектора  $\mathbf{k}_0$  и вектора групповой скорости  $\mathbf{V}_0$ . Было показано, что угловая ширина  $\Delta\psi$  дифракционного луча, возбуждаемого линейным преобразователем либо щелью в непрозрачном экране, зависит не только от отношения длины СВ  $\lambda_0$  к длине возбудителя  $D$  (как в изотропных средах), но и от кривизны изочастотной зависимости СВ в точке, соответствующей волновому вектору. Было установлено, что для оценки угловой ширины лучей  $\Delta\psi$  в анизотропных средах нельзя использовать критерий Рэлея, поскольку эта ширина может быть не только больше или меньше величины  $\lambda_0/D$ , но может быть даже равна нулю. Последующие эксперименты, показали, что величина  $\Delta\psi$  для поверхностной и для обратной объёмной СВ в ферритовой пластине действительно может быть как больше, так и меньше величины  $\lambda_0/D$ , причём было реализовано сверхнаправленное распространение для обеих СВ [2, 3]. Эти работы заметно повысили интерес к исследованию дифракционных явлений в анизотропных средах. Ниже представлено исследование дифракции поверхностной СВ (ПСВ) на сквозном отверстии в ферритовой пленке. Расчеты выполнялись численными методами с помощью микромагнитного моделирования на основе уравнений Максвелла и уравнения Ландау-Лифшица с диссипативным членом в форме, предложенной Гильбертом [4], а эксперименты проводились методом зондирования [2], позволяющем визуализировать распределение амплитуды и фазы СВ в плоскости плёнки.

## 2. Экспериментальные и рассчитанные дифракционные картины спиновых волн в плоскости ферритовой пластине.

Ферритовая плёнка железиттриевого граната толщиной  $s = 17$  мкм и намагниченностью насыщения  $4\pi M_0 = 1750.5$  Гс была касательно намагничена внешним однородным магнитным полем величиной  $H_0 = 485$  Э. С помощью лазера в ферритовой плёнке было сделано сквозное отверстие диаметром  $d = 250$  мкм.

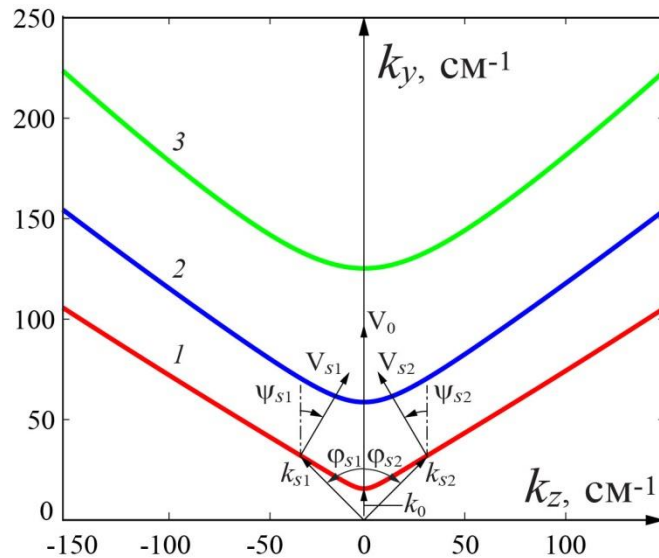
Линейный возбуждающий преобразователь имел ширину 15 мкм и длину  $D = 5$  мм. Он был расположен на расстоянии 6.3 мм от отверстия и ориентирован параллельно вектору внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}_0$ . В экспериментах исследовались визуализированные картины, описывающие дифракцию ПСВ на отверстиях в плоскости ферритовой пленки для частот от 2970 МГц до 3100 МГц. Визуализированные картины для ПСВ с частотой  $f_l = 2971$  МГц представлены на рис. 1 (а и б), а соответствующие картины, рассчитанные на базе пакета программ MUMAX3, – на рис. 1 (в и г).



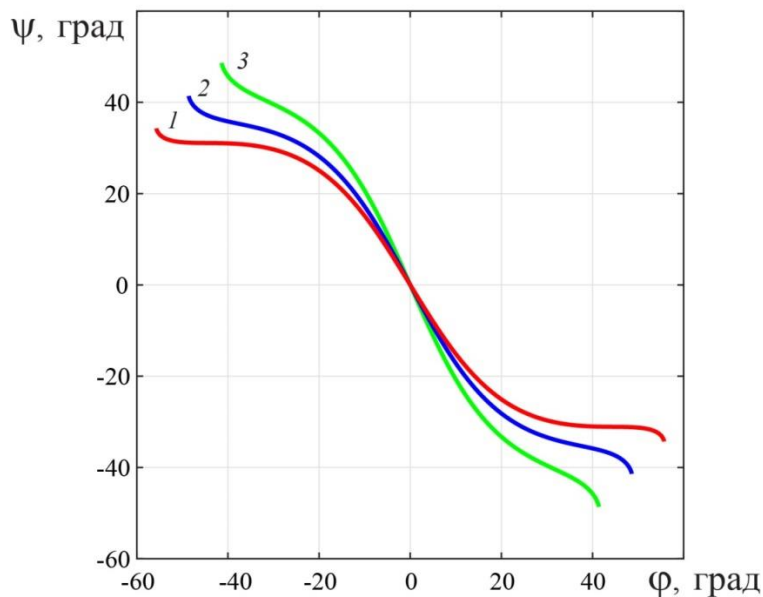
**Рисунок 1.** Экспериментальное (а, б) и рассчитанное (в, г) распределения амплитуды (а, в) и фазы (б, г) ПСВ, возбуждаемой линейным, параллельным вектору  $\mathbf{H}_0$  преобразователем, при её дифракции на сквозном отверстии в ферритовой пластине.

Как видно из рис. 1, рассчитанные и экспериментальные дифракционные картины, хорошо соответствуют друг другу. На представленных картинах можно увидеть ряд явлений, обусловленных дифракционной расходимостью волновых пучков СВ. Как

известно, дифракционная расходимость – это расширение волнового пучка из-за дифракции при его распространении в какой-либо среде или структуре. Очевидно, что о степени дифракционной расходимости можно судить по относительной угловой ширине дифракционного луча  $\sigma$ , которая в анизотропной среде зависит не только от отношения длины волны к размерам возбудителя, но и от направления, в котором переносится энергия волны. Поэтому, чтобы легче было понять наблюдаемые явления, рассчитаем дополнительно некоторые характеристики ПСВ. На рис. 2 показаны изочастотные зависимости ПСВ, на рис. 3 – зависимость угла  $\psi$ , под которым ориентирован вектор групповой скорости СВ  $\mathbf{V}$ , от угла  $\varphi$ , задающего ориентацию волнового вектора СВ  $\mathbf{k}$ , на рис. 4а и 4б – соответственно, зависимости относительной угловой ширины дифракционного луча  $\sigma$  от углов  $\varphi$  и  $\psi$  (расчёты выполнены в соответствии с теорией [1]).



**Рисунок 2.** Изочастотные зависимости ПСВ в касательно намагниченной ферритовой пластине для различных частот: 1 – 2971, 2 – 3099, 3 – 3256 МГц.

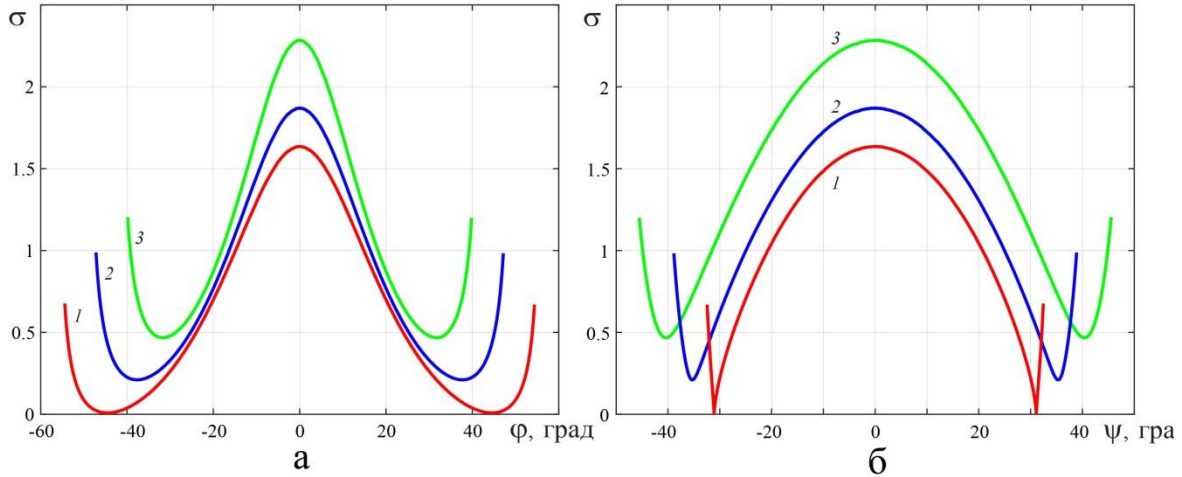


**Рисунок 3.** Зависимость угла  $\psi(\varphi)$  для ПСВ с частотой: 1 – 2971, 2 – 3099, 3 – 3256 МГц.

Напомним, что в соответствии с работой [1], по физическому смыслу величина  $\sigma$  является относительной угловой шириной дифракционного луча, равной отношению

абсолютной ширины луча  $\Delta\psi$  к ширине аналогичного (при одинаковом отношении  $\lambda/D$ ) луча в изотропной среде, и определяется формулой  $\sigma = \Delta\psi/(\lambda/D)$ .

Опишем кратко, как происходит распространение и дифракция волнового пучка (см. рис. 1). Очевидно, что показанные на рис. 1 картины можно считать интерференцией двух дифракционных картин: картины, возникающей из-за дифракции возбуждаемого волнового пучка по мере его распространения, и картины, возникающей в результате его дифракции на отверстии. Рассмотрим вначале особенности дифракции, связанные с первой из упомянутых картин.



**Рисунок 4.** Зависимости относительной угловой ширины дифракционного луча  $\sigma$  от углов  $\varphi$  (а) и  $\psi$  (б), рассчитанные для ПСВ с частотой: 1 – 2971, 2 – 3099, 3 – 3256 МГц.

Основная часть СВЧ-энергии, поступающая на преобразователь, расходуется на возбуждение волновых векторов  $\mathbf{k}$ , близких по ориентации к вектору  $\mathbf{k}_0 = 15,66 \text{ см}^{-1}$  на рис. 2 (углы  $\varphi$ , задающие ориентацию этих векторов, близки к нулю). Поскольку при  $\varphi \sim 0$  величина  $\sigma$ , определяющая дифракционную расходимость, принимает максимальные значения (см. рис. 4а) и поскольку длина СВ  $\lambda(\varphi \sim 0) \sim 4 \text{ мм}$  сравнима с длиной преобразователя  $D = 5 \text{ мм}$ , то вся эта энергия быстро расплывается и амплитуда СВ вдоль оси  $y$  заметно уменьшается уже в сечении  $y = 5 \text{ мм}$  (рис. 1а).

Если на рис. 1 из правого конца преобразователя провести луч под углом, равным углу отсечки групповой скорости  $\psi_{\text{отс}1} = -34,3^\circ$ , а из левого конца преобразователя – луч под углом  $\psi_{\text{отс}2} = 34,3^\circ$ , то построенные лучи ограничат область ферритовой пластины, по которой расплывается вся эта энергия.

Кроме того, при возбуждении СВ оба конца линейного преобразователя работают как полу-точечные возбудители, также расходуя на возбуждение СВ некоторую небольшую долю от всей СВЧ-энергии, поступающей на преобразователь.

Следует отметить, что для данных параметров ферритовой пластины, поля  $H_0$  и частоты при ориентации волнового вектора  $\mathbf{k}$  под углами  $\varphi_{s1} = 44,6^\circ$  и  $\varphi_{s2} = -44,6^\circ$  возможно сверхнаправленное распространение СВ в направлениях  $\psi_{s1} = -31,1^\circ$  и  $\psi_{s2} = 31,1^\circ$  соответственно, поскольку для данных ориентаций  $\mathbf{k}$  величина производной  $d\varphi/d\varphi$  равна нулю и, следовательно,  $\sigma = 0$  в соответствии с формулой (38) в [1] (см. рис. 3, рис. 4, а также рис. 2, где показаны углы  $\varphi_{s1}$ ,  $\varphi_{s2}$ ,  $\psi_{s1}$ ,  $\psi_{s2}$  и соответствующие им векторы  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{V}$ ). Этот факт существенно влияет на распространение возбуждающегося волнового пучка СВ: из-за отсутствия дифракционной расходимости в направлении  $\psi_{s1}$ , исходящем из левого конца преобразователя и в направлении  $\psi_{s2}$ , исходящем из правого конца преобразователя, оказывается локализована определённая часть энергии волнового пучка (см. рис. 1а), что отмечалось и ранее в [6] для случая  $\lambda \sim D$ .

Рассмотрим теперь особенности дифракции волнового пучка на отверстии в

ферритовой пластине. Как видно из рис. 1а, тень от отверстия практически не возникает ни вдоль оси  $y$ , ни в направлениях, лежащих в секторе углов  $-30^\circ < \psi < 30^\circ$  относительно отверстия. Это обусловлено тем, что, во-первых, в направлениях, близких к  $\psi = \varphi = 0$ , диаметр отверстия  $d = 250$  мкм в 16 раз меньше длины СВ  $\lambda \sim 4$  мм и, во-вторых, этим направлениям соответствует наибольшая величина  $\sigma$ , определяющая дифракционную расходимость (см. рис. 4). Однако при  $\psi = \psi_{s1} = -31.1^\circ$  и  $\psi = \psi_{s2} = 31.1^\circ$  ситуация меняется, поскольку *только при этих углах* зависимость  $\sigma(\psi)$  становится равной нулю (рис. 4б), что означает *отсутствие* дифракционной расходимости волнового пучка. В результате, на дифракционной картине за отверстием в направлениях  $\psi = \pm 31.1^\circ$  наблюдаются две отчетливые тени, похожие на отходящие от отверстия ровные «канавки» (см. рис. 1а), ширина которых равняется диаметру отверстия  $d$  и не меняется по мере распространения луча из-за отсутствия дифракционной расходимости в этом направлении (на рис. 1а протяженность этих «канавок» более 20 мм)! Отметим, что тень от отверстия на дифракционных картинах для СВ с другими частотами была не столь отчётливой и сильнее расширялась, из-за того, что с увеличением частоты СВ величина  $\sigma$  не бывает равной нулю, а её минимальное значение возрастает (рис. 4). Поскольку  $k_{s1} = k_{s2} = 45.37 \text{ см}^{-1}$ , что соответствует длине волны  $\lambda_{s1,2} = 1385$  мкм, то можно констатировать следующее: в результате дифракции на отверстии диаметром  $d = 250$  мкм ПСВ длиной  $\lambda_{s1,2} = 1385$  мкм, превышающей размер отверстия в  $\lambda_{s1,2}/d = 5.54$  раз, в направлениях  $\psi_{s1,2} = \pm 31.1^\circ$ , исходящих от отверстия, возникает отчётливая тень шириной  $d$  на расстоянии  $\sim L = 21$  мм от отверстия (и это не предел, судя по рис. 1а), причём расстояние  $L$  превышает диаметр отверстия в  $L/d = 84$  раза (для сравнения, если провести оценки с использованием критерия разрешимости Рэлея для изотропных сред, то окажется, что в описанной выше ситуации тень от объекта наблюдаться не может).

### 3. Заключение

Таким образом, из-за наличия в ферритовой пластине направлений, в которых возможно сверхнаправленное распространение ПСВ, в этих направлениях возникает новое физическое явление – сверхразрешение, при котором угловое разрешение оказывается во много раз меньше, чем полученное на основе критерия разрешимости Рэлея.

Авторы благодарят за изготовление отверстия в ферритовой плёнке сотрудника АО НИИ "ФЕРРИТ-ДОМЕН" Иванова В.П.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке **Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-07-00356)** и гранта президента РФ № МК-1870.2020.9.

#### Список литературы

1. Локк Э.Г. Угловая ширина луча при дифракции на щели волны с неколлинеарными групповой и фазовой скоростями // УФН – 2012 – т.182 – №12 – с. 1327-1343.
2. Annenkov A.Yu., Gerus S.V., Lock E.H. Superdirectional beam of surface spin wave // EPL (EuroPhysics Letters) – 2018 – V. 123 – №4 - P.44003-p1 – 44003-p7.
3. Annenkov A.Yu., Gerus S.V., Lock E.H. Superdirected beam of the backward volume spin wave // EPJ Web of Conferences – 2018 – V. 185 – P. 02006-1 - 02006-3.
4. Sadvnikov A. V., Odintsov S. A., Beginin E. N., Sheshukova S. E., Sharaevskii Yu. P. and Nikitov S. A. Toward nonlinear magnonics: Intensity-dependent spin-wave switching in insulating side-coupled magnetic stripes // Phys. Rev. B – 2017 – V.96 – P. 144428.
5. Анненков А.Ю., Герус С.В. Исследование распределения поверхностных магнитостатических волн путем сканирования поверхности ферритовой пластины // Радиотехника и электроника – 2012 – Т. 57 – № 5 – с. 572-577.
6. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. / Саратов: Издательство Саратовского университета, 1993.