

УДК 537.624,537.632

ИССЛЕДОВАНИЕ ОРИЕНТАЦИИ ВЕКТОРА ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ СВЕРХНАПРАВЛЕННОГО ПУЧКА ПОВЕРХНОСТНОЙ СПИНОВОЙ ВОЛНЫ

© 2020 г. С. В. Герус¹, *, Э. Г. Локк¹, А. Ю. Анненков¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова Российской академии наук, Фрязинский филиал, Фрязино, Россия

*E-mail: svg318@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 02.12.2019 г.

После доработки 23.12.2019 г.

Принята к публикации 27.01.2020 г.

Экспериментально и теоретически исследованы направления, в которых переносят энергию лучи поверхностных спиновых волн, для интервала частот, в котором (на одной из частот) возникает сверхнаправленное распространение волны. Найдено, что эти направления хорошо совпадают с ориентацией вектора групповой скорости волн, причем для сверхнаправленного луча это направление можно измерить с максимально возможной точностью.

DOI: 10.31857/S0367676520050117

Ниже экспериментально и теоретически исследованы направления, в которых переносят энергию волновые пучки поверхностной спиновой волны (ПСВ), возбуждаемой линейным преобразователем, для геометрии, при которой возникает сверхнаправленное распространение этих волн.

Недавно в магнитостатическом приближении была решена аналитически общая двумерная задача по исследованию дифракционной расходимости ограниченного по ширине луча (волнового пучка) спиновой волны с неколлинеарной ориентацией волнового вектора \vec{k}_0 и вектора групповой скорости \vec{V}_0 [1–3]. Было установлено, что угловая ширина дифракционного луча поверхностных спиновых волн (ПСВ) в ферритовой пластине зависит не только от отношения длины спиновой волны λ_0 к длине возбудителя D (что характерно для волн в изотропных средах), но и от кривизны изочастотной зависимости спиновой волны в точке, соответствующей вектору \vec{k}_0 . В итоге, для случая $D \gg \lambda_0$ была получена общая формула, описывающая угловую ширину $\Delta\psi$ дифракционных лучей в зависимости от параметров исходной спиновой волны, анизотропной среды и возбудителя. В частности, если в качестве возбудителя волны используется линейный преобразователь длиной D и если приближенно полагать, что волновой вектор \vec{k}_0 возбуждающейся ПСВ нормален линии преобразователя, то полученная общая

формула упрощается, приобретая вид (подробнее см. раздел 9 в [2])

$$\Delta\psi = \frac{\lambda_0}{D} \left| \frac{d\psi}{d\varphi}(\varphi_0) \right|, \quad (1)$$

где φ и ψ – углы, определяющие ориентацию произвольного волнового вектора \vec{k} и соответствующего вектора групповой скорости \vec{V} на изочастотной зависимости волны; φ_0 – угол, задающий ориентацию вектора \vec{k}_0 (или ориентацию преобразователя относительно вектора внешнего магнитного поля \vec{H}_0); λ_0 – длина спиновой волны; $d\psi/d\varphi(\varphi_0)$ – значение производной в той точке изочастотной зависимости, которая соответствует вектору \vec{k}_0 . Из формулы (1) видно, что угловая ширина луча $\Delta\psi$ зависит не только от отношения λ_0/D , но и от величины $d\psi/d\varphi(\varphi_0)$, описывающей кривизну изочастотной зависимости.

Характеризуя лучи в анизотропных средах, удобно рассчитывать для них как абсолютную угловую ширину $\Delta\psi$ (в градусах), так и относительную угловую ширину дифракционного луча σ , определяя последнюю как отношение угловой ширины луча $\Delta\psi$ (в радианах) к величине λ_0/D , описывающей угловую ширину луча в изотропной среде (в радианах):

$$\sigma = \Delta\psi/(\lambda_0/D). \quad (2)$$

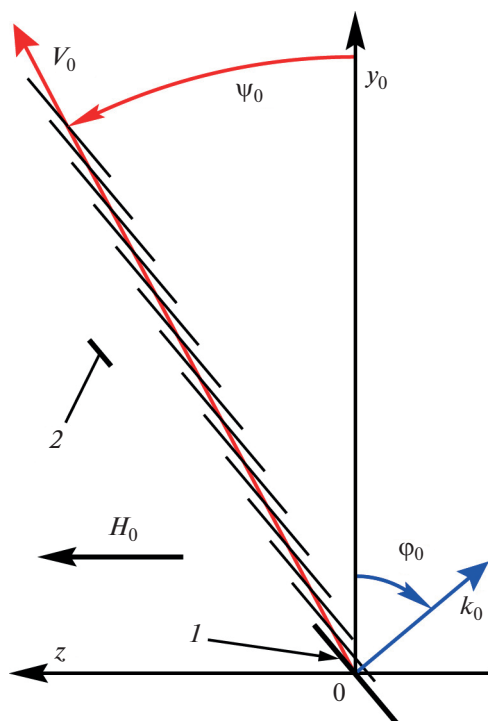


Рис. 1. Схема эксперимента в плоскости ферритовой пленки: 1 – линейный преобразователь длиной 5 мм, возбуждающий спиновые волны с ориентацией волновых векторов под углом $\varphi_0 = -50^\circ$; 2 – приемный преобразователь (зонд) с апертурой ~ 0.5 мм; сплошными линиями показаны волновые фронты возбуждающейся ПСВ.

То есть, если, например, $\sigma = 0.5$, то это значит, что угловая ширина луча $\Delta\psi$ в два раза меньше ширины аналогичного луча в изотропной среде (при одинаковом отношении λ_0/D).

С помощью формул (1), (2) и общей формулы, представленной в [2], можно вычислить величины $\Delta\psi$ и σ не только для всех типов спиновых волн, но и для волн иной природы в различных анизотропных средах и структурах. Проведенные исследования показали, что известный критерий Рэлея, применяемый для оценки угловой ширины луча $\Delta\psi$ в изотропных средах, нельзя использовать для оценки величины $\Delta\psi$ в анизотропных средах, поскольку величина $\Delta\psi$ может быть не только больше или меньше отношения λ_0/D , но может быть даже равна нулю (если $d\psi/d\varphi(\varphi_0) = 0$). Очевидно, что в последнем случае в анизотропной среде возникает сверхнаправленное распространение волны (подобное коллимации), когда возбуждающийся сверхнаправленный луч не расширяется, сохраняя свою абсолютную ширину по мере распространения (угловая ширина луча при этом равна нулю).

С целью подтверждения теоретических результатов, описанных выше, были эксперимен-

тально исследованы дифракционные картины лучей поверхностной и обратной объемной спиновых волн, распространяющихся в касательно намагниченной ферритовой пленке, для ряда геометрий, в том числе для случая, когда угловая ширина луча равна нулю. Распределение энергии лучей спиновых волн в плоскости пленки исследовалось методом зондирования [4–7], который позволяет визуализировать пространственное распределение амплитуды и фазы спиновых волн в плоскости ферритовой структуры. В итоге экспериментальные исследования [8, 9] показали, что в соответствии с предсказаниями работ [1–3] угловая ширина луча для поверхностной и обратной объемной спиновых волн в ферритовой пластине действительно может быть как больше, так и меньше величины λ_0/D , причем для обоих типов спиновых волн было реализовано сверхнаправленное распространение волны.

Дальнейшие исследования, описанные ниже, посвящены расчетам и экспериментам по определению направлений, в которых переносят энергию сверхнаправленные волновые пучки ПСВ в ферритовой пленке. Схема эксперимента представлена на рис. 1. Ферритовая пленка железоиттриевого граната, имеющая толщину $s = 14.7$ мкм и намагниченность насыщения $4\pi M_0 = 1855.8$ Гс, была намагничена касательным однородным магнитным полем $H_0 = 471.5$ Э. На поверхности пленки располагался линейный преобразователь толщиной 12 мкм и длиной $D = 5$ мм, который возбуждал ПСВ с ориентацией волнового вектора под углом $\varphi_0 = -50^\circ$. Приемный зонд, представляющий собой петельку с апертурой ~ 0.5 мм, был способен свободно перемещаться вдоль поверхности пленки и измерять амплитуду и фазу ПСВ (более подробно установка и метод измерений описаны в [7, 8]).

Для описанной геометрии были получены визуализированные картины, описывающие распределение амплитуды ПСВ в плоскости ферритовой пленки, для ряда фиксированных значений частоты¹, лежащих в частотном интервале ~ 150 МГц вблизи начальной части спектра ПСВ, причем на частоте $f_s = 2982$ МГц, лежащей внутри данного интервала, в пленке возникало сверхнаправленное распространение волны. Поскольку сверхнаправленный луч не расширяется по мере распространения, то, очевидно, что в окрестности частоты f_s можно с максимально возможной точностью измерить направление ψ_{exp} , в котором переносит энергию луч ПСВ.

Как видно из рис. 2а, направления (углы) ψ_{exp} , измеренные на основе анализа полученных визуализированных картин, и направления ψ_{th} , теоре-

¹ Аналогичная картина представлена, например, на рис. 4 в [8] для значения $\varphi_0 = -45^\circ$.

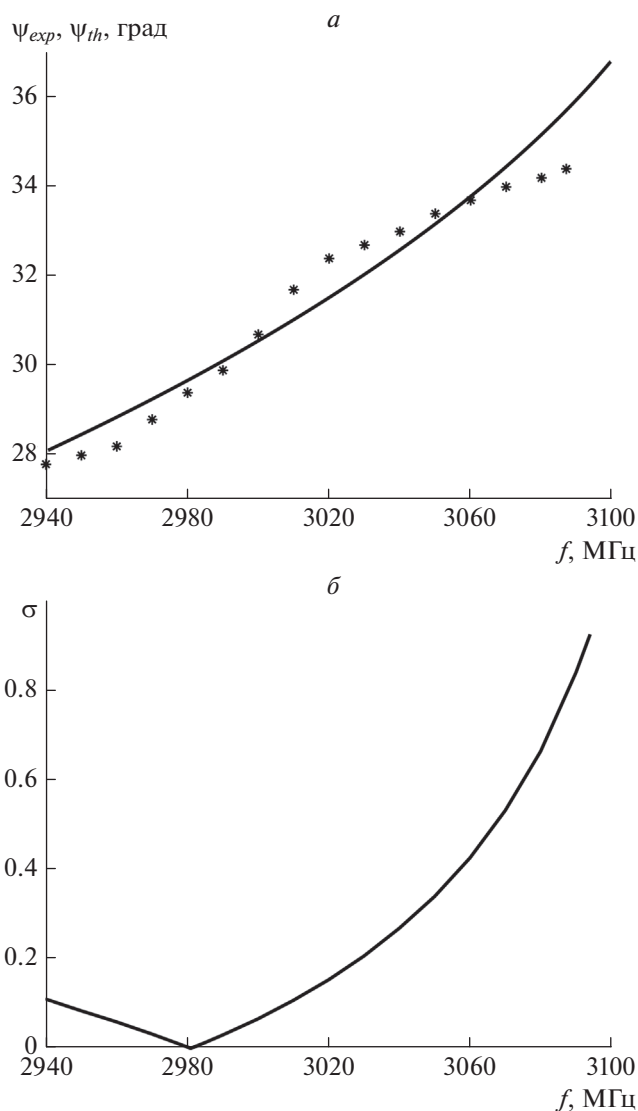


Рис. 2. Измеренные и рассчитанные направления ψ_{exp} и ψ_{th} (точки и сплошная линия), в которых переносят энергию лучи ПСВ (а), и рассчитанная относительная угловая ширина σ лучей ПСВ (б) в зависимости от частоты f .

тически описывающие ориентацию вектора групповой скорости ПСВ, достаточно хорошо соответствуют друг другу. На рис. 2б представлены зависимости относительной угловой ширины луча от частоты $\sigma(f)$, рассчитанные по формулам (1) и (2) для этого же интервала частот.

Из сравнения рис. 2а и 2б видно, что наилучшее совпадение зависимостей $\psi_{exp}(f)$ и $\psi_{th}(f)$ наблюдается вблизи частоты f_s , на которой $\sigma(f_s) = 0$ и на которой возникает сверхнаправленное распространение луча ПСВ.

Отметим, что некоторые теоретические расчеты, поясняющие и подтверждающие описанные выше результаты, были представлены ранее в [8] на рис. 2 и 3. В частности, для использованных параметров ферритовой пленки и величины магнитного поля H_0 на рис. 2 в [8] приведены изочастотные зависимости ПСВ, а на рис. 3 (а и б) в [8] – зависимости $\psi(\varphi)$ и $\sigma(\varphi)$ соответственно. Если на рис. 3 в [8] провести вертикальную прямую $\varphi_0 = -50^\circ$, то соответствующие значения $\psi(\varphi_0)$ и $\sigma(\varphi_0)$ совпадают с аналогичными значениями, представленными на рис. 2 в данной работе.

В целом, анализируя результаты, представленные на рис. 2, можно сделать вывод, что направление ψ_{exp} , в котором переносят энергию лучи ПСВ, хорошо совпадает с ориентацией групповой скорости ПСВ ψ_{th} , причем с максимальной точностью измерить угол ψ_{exp} можно для сверхнаправленного луча (или для лучей, у которых относительная угловая ширина $\sigma \ll 1$).

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме № 0030-2019-0014 и при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17-07-00016).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lock E.H. // ArXiv: 1112.3929. 2011.
2. Локк Э.Г. // УФН. 2012. Т. 182. № 12. С. 1327; Lock E.H. // Phys. Usp. 2012. V. 55. № 12. P. 1239.
3. Локк Э.Г. // Радиотехн. электрон. 2015. Т. 60. № 1. С. 102; Lokk E.G. // J. Commun. Technol. Electron. 2015. V. 60. № 1. P. 97.
4. Зубков В.И., Локк Э.Г., Шеглов В.И. // Радиотехн. электрон. 1989. Т. 35. № 8. С. 1617; Zubkov V.I., Lock E.G., Shcheglov V.I. // J. Commun. Technol. Electron. 1989. V. 35. № 8. P. 1617.
5. Васьковский А.В., Зубков В.И., Локк Э.Г., Шеглов В.И. // ЖТФ. 1990. Т. 60. № 7. С. 138; Vashkovsky A.V., Zubkov V.I., Lokk E.G., Shcheglov V.I. // Techn. Phys. 1990. V. 60. № 7. P. 138.
6. Анненков А.Ю., Васильев И.В., Герус С.В., Ковалёв С.И. // ЖТФ. 1995. Т. 65. № 4. С. 71; Annenkov A.Yu., Vasil'ev I.V., Gerus S.V., Kovalev S.I. // Techn. Phys. 1995. V. 40. № 4. P. 71.
7. Анненков А.Ю., Герус С.В. // Радиотехн. электрон. 2012. Т. 57. № 5. С. 572; Annenkov A.Yu., Gerus S.V. // J. Commun. Technol. Electron. 2012. V. 57. № 5. P. 519.
8. Annenkov A.Yu., Gerus S.V., Lock E.H. // EPJ Web Conf. 2018. V. 185. Art. № 02006.
9. Annenkov A.Yu., Gerus S.V., Lock E.H. // EPL. 2018. V. 123. № 4. Art. № 44003.