Анненков А.Ю., Герус С.В., Локк Э.Г.

Фрязинский филиал института радиотехники и электроники

им. В.А. Котельникова РАН

Ориентация вектора групповой скорости и угловая ширина сверхнаправленного луча обратной объёмной спиновой волны

Визуализированная картина распределения комплексной амплитуды для сверхнаправленного луча обратной спиновой волны, возбуждаемой линейным преобразователем, исследована в плоскости касательно намагниченной ферритовой плёнки. Экспериментально и на основе расчётов определена ориентация вектора групповой скорости этого луча и его угловая ширина, оказавшаяся близкой к нулю. Получено хорошее соответствие между экспериментальными и теоретическими значениями исследуемых величин.

Ключевые слова: обратная спиновая волна, сверхнаправленный луч

Сравнительно недавно в магнитостатическом приближении была решена общая двумерная задача по дифракции на произвольно ориентированной щели поверхностной спиновой волны с неколлинеарной ориентацией волнового вектора $\mathbf{k_0}$ и вектора групповой скорости $\mathbf{V_0}$ [1, 2]. В результате решения этой задачи было установлено, что угловая ширина возникающих дифракционных волновых пучков (лучей) зависит не только от отношения длины падающей спиновой волны λ_0 к длине щели D (как в изотропных средах), но и от математических свойств изочастотной зависимости спиновой волны, падающей на щель. Было показано, что когда волновой вектор исходной спиновой волны $\mathbf{k_0}$ ориентирован нормально линии щели, то, как с математической, так и с физической точки зрения рассматриваемая дифракционная задача эквивалентна (при определенных условиях[1]) задаче по возбуждению спиновой волны с помощью линейного преобразователя длиной D. В итоге проведенных исследований для случая $D >> \lambda_0$ была получена общая формула, описывающая зависимость угловой ширины каждого дифракционного волнового пучка от параметров исходной (падающей на щель или возбуждаемой преобразователем) спиновой волны, от параметров анизотропной среды, а также от длины и ориентации щели. Из полученной формулы следовало, что угловая ширина дифракционного луча в анизотропных средах может быть не только больше или меньше величины λ_0/D (λ_0 – длина исходной плоской волны, D – длина возбудителя), но, при определенных условиях, угловая ширина луча может быть равна нулю. Также в [2] было показано, что с помощью этой формулы можно вычислять угловую ширину луча для других типов спиновых волн и для волн иной природы в различных анизотропных средах и структурах. В работе [3] эта общая формула была использована для расчётов угловой ширины луча обратной объёмной спиновой волны. Недавно изложенные выше теоретические результаты были экспериментально подтверждены при исследовании угловой ширины лучей поверхностной спиновой волны, возбуждаемой линейным преобразователем [4].

В данной работе с целью подтверждения теоретических результатов, описанных выше, экспериментально исследована визуализированная картина луча обратной

[1] Подробнее эти условия изложены в разделе 9 в [2].

спиновой волны в касательно намагниченной ферритовой плёнке для случая, когда угловая ширина луча может быть равна нулю. Общая схема эксперимента показана на рис. 1. При проведении экспериментов внешнее касательное магнитное поле было равно H_0 = 500 Э, а ферритовая плёнка железоиттриевого граната имела толщину s = 48,5 мкм и намагниченность насыщения $4\pi M_0$ = 1690 Гс. Возбуждающий преобразователь представлял из себя позолоченную вольфрамовую проволочку толщиной 12 мкм и имел длину D = 5 мм.

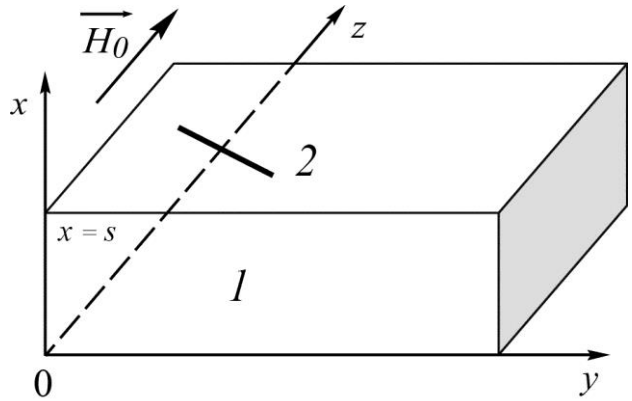

Рис. 1. Общая геометрия задачи. *1* – ферритовая плёнка, 2 – линейный преобразователь, возбуждающий спиновую волну.

В соответствии с теорией [1, 2], для случая, когда волновой пучок возбуждается линейным преобразователем, можно приближенно полагать, что волновой вектор $\mathbf{k_0}$ спиновой волны нормален линии преобразователя и полученная ранее общая формула для угловой ширины $\Delta\psi$ этого пучка упрощается, приобретая вид (подробнее см. раздел 9 в [2])

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

где φ_0 ориентация волнового вектора $\mathbf{k_0}$ относительно оси y (или ориентация преобразователя относительно внешнего магнитного поля $\mathbf{H_0}$), углы ψ и φ определяют ориентацию произвольных соответствующих вектора групповой скорости $\mathbf{V}$ и волнового вектора $\mathbf{k}$ на изочастотной зависимости волны, а $d\psi/d\varphi(\varphi_0)$ – значение производной в той точке изочастотной зависимости, в которой оканчивается вектор $\mathbf{k_0}$. Из формулы (1) следует, что угловая ширина луча $\Delta\psi$ определяется не только отношением λ_0/D, но и величиной производной $d\psi/d\varphi(\varphi_0)$, описывающей кривизну изочастотной зависимости. Характеризуя лучи, удобно определять как их *абсолютную* угловую ширину $\Delta\psi$ в градусах, так и рассчитывать отношение σ угловой ширины $\Delta\psi$ (в радианах) к величине λ_0/D (угловой ширине луча в изотропной среде в радианах): $\sigma = \Delta\psi/(\lambda_0/D)$. Очевидно, что по физическому смыслу величина σ является *относительной угловой шириной дифракционного луча*: если, например, $\sigma = 1/2$, то это означает, что угловая ширина луча $\Delta\psi$ в два раза меньше, чем ширина аналогичного луча в изотропных средах (при одинаковом отношении λ_0/D).

Расчёты относительной угловой ширины дифракционного луча σ в зависимости от ориентации преобразователя φ можно найти в [3].

Ниже на рис. 2 приведена визуализированная картина распределения амплитуды для луча обратной спиновой волны с частотой f = 2823 МГц и ориентацией $\varphi = -17^{\circ}$, то есть для параметров волны, при которых можно было бы наблюдать сверхнаправленный (не расширяющийся) луч с наименьшей величиной σ = 0.

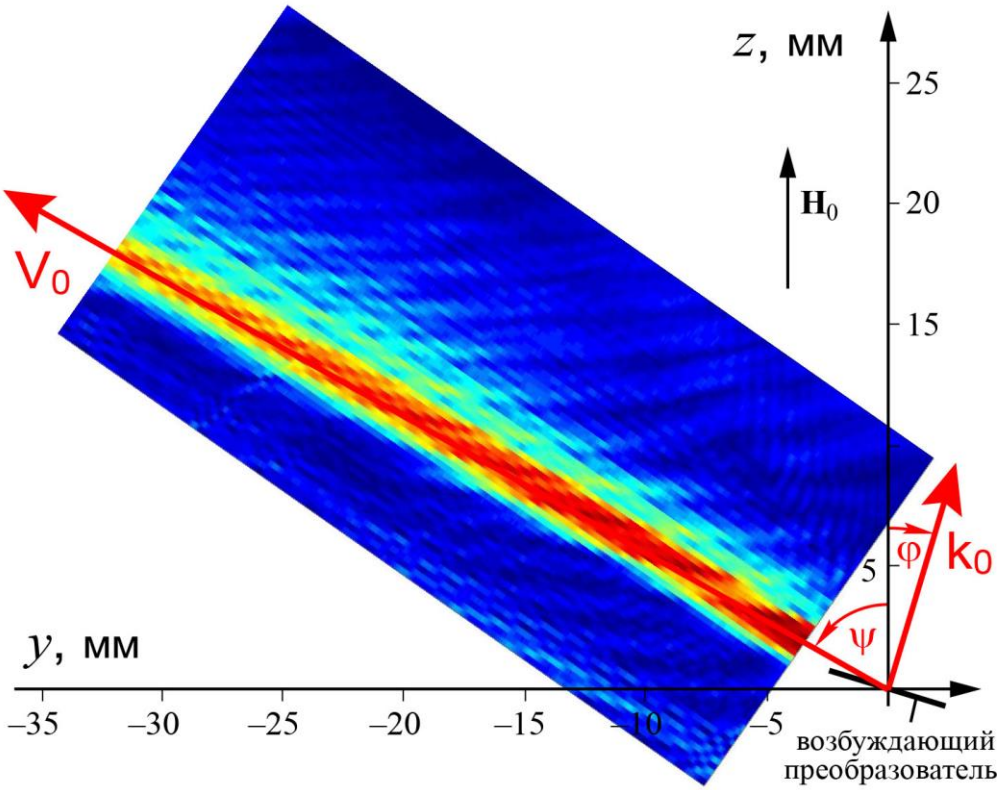

Рис. 2. Экспериментальное распределение амплитуды луча обратной спиновой волны при возбуждении её линейным преобразователем длиной D (в плоскости ферритовой пленки). Параметры эксперимента: φ_0 = -17°, f = 2823 МГц, k_0 = 62.8 см$^{-1}$, λ_0 = 1 мм. λ_0/D ~ 0.2.

Распределение энергии лучей спиновой волны в плоскости ферритовой пленки исследовалось методом зондирования, использованным ранее в работах [5 – 7]. После недавнего усовершенствования этот метод позволяет исследовать и визуализировать пространственное распределение амплитуды и фазы спиновых волн в плоскости ферритовой пленки на основе компьютерной обработкой измеренных характеристик исследуемой волны (подробнее о методике измерений см. [8]).

В экспериментах использовался возбуждающий преобразователь длиной D = 5 мм и толщиной 12 мкм, а также приемный зонд апертурой ~ 0,5 мм и толщиной 12 мкм. Области ферритовой плёнки, где амплитуда пучка спиновой волны максимальна, показаны на рис. 2 красным цветом, а области, где эта амплитуда близка к нулю – темно-синим. Изменение цвета на сопредельный цвет на рис. 2 соответствует уменьшению амплитуды волны вдвое.

Как видно по рис. 2 в соответствии с расчётами при данных параметрах f и φ наблюдается сверхнаправленный (нерасширяющийся), сохраняющий свою абсолютную ширину луч обратной спиновой волны с σ ~ 0. Поскольку энергия этого луча локализована вдоль его траектории (расплывание энергии по поверхности ферритовой пленки минимально), то он распространяется на расстояние ~ 50 мм и лишь на расстояниях, больше указанного, принимаемый сигнал ослабевает (из-за наличия естественного затухания) и луч уже сложно выделить на фоне шума. Следует отметить, для сравнения, что в изотропных средах при отношении λ_0/D = 0.2 волновой пучок имел бы угловую ширину 11.5°, а не 0.4°, как в эксперименте на рис. 2!

Как видно из рис. 2 по визуализированной картине сверхнаправленного луча, обладающего минимально возможной угловой шириной, можно определить ориентацию

групповой скорости спиновой волны (совпадающую с направлением луча) с наиболее высокой точностью – примерно 0.5°.

Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с предсказаниями и теоретическими расчетами на основе работ [1 – 3].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17-07-00016).

Библиографический список

1. Lock E. H. On the Angular Width of Diffractive Beam in Anisotropic Media. Cornell University Library: http://arxiv.org/abs/1112.3929
2. Локк Э. Г. Угловая ширина луча при дифракции на щели волны с неколлинеарными групповой и фазовой скоростями / Успехи физических наук, 2012. т. 182 – №12 – с. 1327-1343.
3. Локк Э.Г. Угловая ширина волнового пучка обратной спиновой волны, возбуждаемой линейным преобразователем в ферритовой пластине / Радиотехника и электроника, 2015. т.60 – №1 – с. 102-106.
4. A.Yu. Annenkov, S.V. Gerus, E.H. Lock. Superdirected Beam of the Surface Spin Wave. Cornell University Library: http://arxiv.org/abs/1611.09595
5. Зубков В. И., Локк Э. Г., Щеглов В. И. Распространение поверхностных магнитостатических волн в неоднородном постоянном магнитном поле с профилем типа вала / Радиотехника и электроника, 1990. т. 35 – №8 – с. 1617-1623.
6. Вашковский А. В., Зубков В. И., Локк Э. Г., Щеглов В. И. Распространение поверхностных магнитостатических волн в неоднородном постоянном магнитном поле типа протяженной ямы / Журнал технической физики, 1990. т. 60 – №7 – с. 138-142.
7. Анненков А. Ю., Васильев И.В., Герус С. В., Ковалёв С.И. Моды поверхностных магнитостатических волн в канале, создаваемом неоднородным магнитным полем / Журнал технической физики, 1995. т. 65 – №4 – с.71-82.
8. 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-.