

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ СПИНОВОЙ ВОЛНЫ В ТОНКОЙ ПЛЕНКЕ ЖИГ НА ПОВЕРХНОСТНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЕ

*А.М.Медников, А.Ф.Попков, В.И.Анисимкин,
Б.П.Нам, А.А.Петров, Д.Д.Спиваков, А.С.Хе*

Экспериментально исследуется распространение поверхностных спиновых волн (ПСВ) в ферритовой пленке при наличии поверхностной акустической волны (ПАВ) Рэлея. Наблюдалось значительное рассеяние ПСВ при наличии ПАВ в узкой резонансной области. Проведено сравнение эксперимента с теоретическим расчетом.

В пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ) могут распространяться взаимодействуя, спиновые и акустические волны. Обычно их взаимодействие исследуется в области пересечения соответствующих им дисперсионных кривых, когда образуется связанная магнитоупругая волна. В данной работе исследовалось взаимодействие поверхностных магнитоэлектрических спиновых волн и ПАВ Рэлея, коллинеарно распространяющихся в пленке ЖИГ вдали от области магнитоакустического резонанса, когда частота ПАВ много меньше частоты ПСВ и быстрая спиновая волна неупруго рассеивается на медленно бегущей ПАВ. Теория коллинеарного рассеяния обменных спиновых волн в неограниченном феррите при параметрической накачке в области устойчивых взаимодействий построена в работе [1]. Впервые об экспериментальном наблюдении эффекта рассеяния Мандельштама – Бриллюэна спиновых волн на объемных акустических волнах в стержне ЖИГ сообщалось в работе [2]. Однако в тонких пленках рассеяние спиновых волн при акус-

тической накачке до сих пор не исследовалось. Как показано в данной работе, в тонкой пленке ЖИГ при использовании ПАВ наблюдается гораздо более сильный эффект рассеяния.

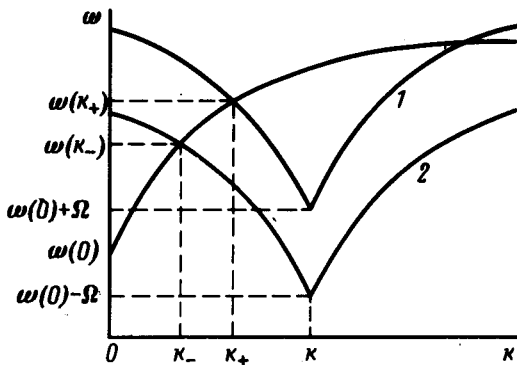


Рис. 1. Опорные кривые двух соседних гармоник Флоке поверхностных спиновых волн при параллельном — 1 и встречном — 2 распространении ПАВ и сигнальной ПСВ

При акустической накачке распространение спиновых волн благодаря эффекту магнитострикции имеет особенности, характерные для распространения волн в периодических структурах [3]. На дисперсионной кривой $\omega(k)$ спиновых волн возникают полосы непропускания, внутри которых происходит взаимное преобразование гармоник Флоке, имеющих сдвиг по частоте и волновому числу, кратный соответственно частоте Ω и волновому числу K акустической волны. Наиболее эффективно преобразование ПСВ происходит в точках фазового согласования взаимодействующих волн, когда выполняются законы сохранения энергии и импульса при неупругом рассеянии. На плоскости (ω, k) эти условия выполняются в точках пересечения опорных кривых $\omega_l(k)$ взаимодействующих гармоник Флоке. На рис. 1 изображены опорные кривые основной $l = 0$ и соседней $l = -1$ гармоник Флоке ПСВ для двух случаев: 1 — проходящая ПСВ и ПАВ распространяются в одном направлении; 2 — в противоположных. Внутри полосы непропускания, образующейся в окрестности точки пересечения опорных кривых, из-за неупругого брэгговского отражения сигнальная ПСВ рассеивается в волну обратного направления, благодаря чему распространение ее происходит с затуханием. Отраженная волна имеет сдвиг по частоте на $\pm \Omega$. Согласно теории связанных волн мощность проходящей в направлении Y волны изменяется по закону

$$P(Y)/P(0) = 1 - \text{th}^2(Y \sqrt{\omega_B^2 - \Delta\omega^2}/v_g), \quad (1)$$

где $\Delta\omega$ — расстройка частоты, ω_B — полуширина полосы непропускания, v_g — групповая скорость волны. Проведенный расчет на основе уравнений движения магнитного момента и уравнений магнитостатики с учетом граничных условий приводит к следующей формуле для частотного расщепления

$$\omega_B = \frac{\gamma B}{M} \left[\left(\frac{\chi_2^2 - \chi_1^2}{(1 - \chi_1)} \right) \frac{v_g k}{\omega_M} + \frac{(\chi_2^2 + \chi_1^2 - 2\chi_1)}{\chi_2} \right] (\epsilon_{xx} - \epsilon_{yy}) +$$

$$+ (\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy}) \left[\frac{(\chi_1^2 + \chi_2^2)(\chi_1^2 + \chi_2^2 - 2\chi_1) - 4\chi_1\chi_2^2(1 - \chi_1)}{2\chi_1(\chi_2^2 - \chi_1^2)} \right], \quad (2)$$

где γ — гиромагнитное отношение, B — энергия магнитострикции,

$$\chi_1 = \frac{\omega_H \omega_M}{\omega^2 - \omega_H^2}, \quad \chi_2 = \frac{\omega \omega_M}{\omega^2 - \omega_H^2}, \quad \omega_H = \gamma H, \quad \omega_M = \gamma^4 \pi M,$$

M — намагниченность, ϵ_{xx} и ϵ_{yy} — компоненты тензора упругих деформаций. При выводе (2) предполагалось, что волна Рэлея слабо неоднородна в пределах толщины магнитной пленки, параллельной плоскости (Y, Z) , так что $\epsilon_{xy} \approx 0$, $c_{11}\epsilon_{xx} + c_{12}\epsilon_{yy} \approx 0$, где c_{11} , c_{12} — упругие постоянные.

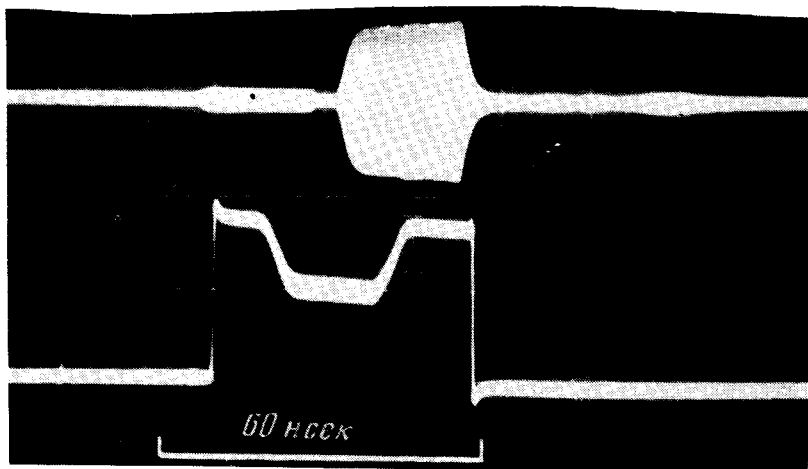


Рис. 2. Осциллограммы импульсов ПАВ (вверху) и ПСВ (внизу) в середине полосы непропускания

Экспериментальные исследования проводились при комнатной температуре на пленке ЖИГ размерами $4,9 \text{ мкм} \times 0,5 \text{ см} \times 2 \text{ см}$, выращенной на подложке гадолиний-галлиевого граната толщиной 450 мкм , вырезанной в плоскости (111) . Возбуждение и прием ПСВ типа феррит — воздух осуществлялись микрополосковыми преобразователями шириной 10 мкм , удаленными на расстояние $0,6 \text{ см}$ друг от друга. ПАВ возбуждалась и принималась двумя клиньями из CdS . Для получения условий согласования взаимодействующих волн по частоте и волновому числу изменялось внешнее магнитное поле, приложенное параллельно плоскости пленки и перпендикулярно направлению распространения волн. При наличии бегущей ПАВ мощность ПСВ, проходящей от одного преобразователя до другого уменьшалась внутри полосы непропускания. На рис. 2 приведена типичная осциллограмма принимаемых сигналов задержанных импульсов ПАВ (вверху) и огибающей ПСВ (внизу) в условиях выполнения законов неупругого рассеяния для встречного распространения сигнальной ПСВ и акустической волны накачки. При этом

внешнее поле $H = 790$ Э, $f_{\text{ПСВ}} = 4,1$ ГГц, $f_{\text{ПАВ}} = 39$ МГц, длительность импульсов ПСВ $\tau_{\text{ПСВ}} = 15$ мксек, а ПАВ $\tau_{\text{ПАВ}} = 7$ мксек. Мощность ПАВ составляла примерно 10 мВт. Сдвиг импульса ПАВ относительно провала на импульсе ПСВ вызван задержкой при распространении между приемными преобразователями ПСВ и ПАВ. С помощью анализатора спектра на преобразователях ПСВ наблюдался также сигнал рассеянной ПСВ, имеющей сдвиг по частоте на частоту акустической волны. Сигнал был слаб, поскольку рассеянная волна распространялась по границе пленка – подложка и слабо связана с преобразователями. На рис. 3 показано относительное изменение мощности проходящей ПСВ в зависимости от внешнего магнитного поля при параллельном – 1 и встречном – 2 распространении ПАВ и принимаемой ПСВ. Частоты волн и мощность ПАВ здесь те же, что и для рис. 2. Как и следовало ожидать, согласно рис. 1, происходит сдвиг по частоте, приводящий к сдвигу резонансного поля. Величина эффекта рассеяния была пропорциональна мощности ПАВ, что находится в согласии с формулами (1) и (2). При уменьшении расстояния между преобразователями ПСВ до 0,3 см величина эффекта падала в четыре раза. Когда частота ПАВ изменялась от 30 до 70 МГц рассеяние ПСВ менялось от 10 до 70%, что связано с изменением амплитуды ПАВ.

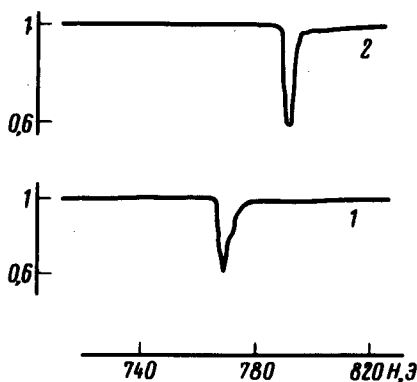


Рис. 3. Относительное изменение мощности прошедшей ПСВ в зависимости от внешнего магнитного поля при параллельном – 1 и встречном – 2 распространении ПАВ и принимаемой ПСВ

Расчет по формулам (1) и (2) для ЖИГ, в котором $B = 3,4 \cdot 10^6$ Эрг/см³, $4\pi M = 1750$ Гс согласуется с экспериментом при мощности ПАВ ~ 10 мВт, при этом $\omega_B = 0,5 \cdot 10^7$ Гц ($\omega_B/\gamma \sim 0,29$). Однако экспериментальная ширина полосы не пропускаения $\Delta H \sim 6$ Э явно не согласуется с теоретическими

оценками. Это несоответствие объясняется уширением полосы пропуска из-за неоднородных внутренних полей в пленке.

Поступила в редакцию
28 апреля 1981 г.

Литература

- [1] Н.Н.Кирюхин, Ф.В.Лисовский. ФТТ, 10, 709, 1968.
 - [2] В.И.Зубков, Я.А.Моносов, В.И.Шеглов. Письма в ЖЭТФ, 13, 229, 1971.
 - [3] S. R. Sechadri . Proc. IEEE, 65, 996, 1977.
-