

05.2; 01

© 1993

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ ОБМЕННЫХ
СПИНОВЫХ ВОЛН В ПЛЕНКАХ ЖИГ
С НЕОДНОРОДНЫМИ ПО ТОЛЩИНЕ
МАГНИТНЫМИ СВОЙСТВАМИП.Е. Зильберман, А.Г. Темиряев,
М.П. Тихомирова

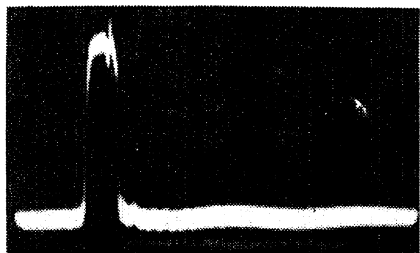
Изучение особенностей импульсного распространения коротких спиновых волн представляет значительный практический интерес, поскольку на основе таких волн могут быть созданы линии задержки СВЧ диапазона. Малые групповые скорости спиновых волн в совокупности с малой (менее 1 мкм) длиной волны позволяют получить задержки в десятки и сотни наносекунд при проходе волной расстояния в несколько микрон. Это дает возможность при использовании в качестве волноведущей среды эпитаксиальных пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) получить требуемые на практике задержки при распространении сигнала по нормали к поверхности, а не вдоль пленки, как в случае линий задержки (ЛЗ) на магнитостатических волнах (МСВ). Таким образом, появляется возможность размещения нескольких линий задержки на площади пленки $\sim 0.5-1 \text{ см}^2$, необходимой для одной ЛЗ на МСВ. В то же время по своим характеристикам линии задержки на спиновых волнах могут превосходить аналогичные устройства на МСВ.

Распространение коротких спиновых волн обусловлено преимущественно обменным, а не диполь-дипольным взаимодействием. Чтобы подчеркнуть это, будем называть подобные волны обменными спиновыми волнами (ОСВ). Основной трудностью при использовании ОСВ долгое время являлось отсутствие способов их эффективного возбуждения. Один из путей преодоления этой трудности был продемонстрирован в работе [1], где слой, созданный с помощью ионного имплантирования вблизи поверхности, позволял возбуждать ОСВ, бегущие в глубь пленки. Другая возможность связана с использованием пространственно-неоднородных сред [2]. При этом волновое число ОСВ q меняется в пространстве. В области, где $q \rightarrow 0$, возникает эффективное возбуждение ОСВ внешним электромагнитным полем. Применительно к магнитным пленкам пространственная неоднородность может быть обусловлена зависимостью эффективной намагниченности M от координаты x по толщине пленки. Под эффективной намагниченностью будем понимать величину, определяемую намагниченностью насыщения M_{sut} и полем одноосной анизотропии H_a : $4\pi M(x) = 4\pi M_{sut} - H_a$. В работе [3] нами было показано, что изменение M по толщине пленки позволяет эффективно возбуждать ОСВ в широкой полосе

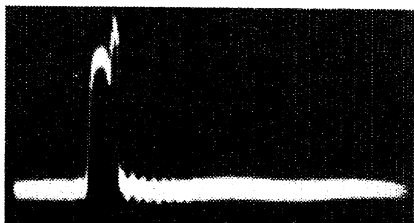
частот. Кроме того, приведенные в [3] оценки показывают, что за счет выбора профиля $M(x)$ появляются уникальные возможности синтеза фазочастотных характеристик линий передачи на ОСВ. Это дает основание говорить о перспективности использования толщинно-неоднородных пленок ЖИГ для создания ЛЗ на ОСВ. Решение данной задачи требует, однако, изучения распространения импульсов ОСВ в таких структурах. Результаты подобного исследования представлены в данной работе.

Измерительный макет состоял из пленки ЖИГ, прижатой к отрезку 50-омной несимметричной полосковой линии, выполненной на поликоровой подложке толщиной 0,5 мм. СВЧ сигнал подавался на линию через циркулятор. Отраженный от линии сигнал детектировался. Макет помещался между полюсами электромагнита так, что магнитное поле было направлено либо вдоль поверхности пленки (касательное поле), либо перпендикулярно поверхности (нормальное поле). Использовались эпитаксиальные пленки ЖИГ со следующими параметрами: образец 1 - $S = 15$ мкм, перепад эффективной намагниченности $4\pi M = 200$ Гс; образец 2 - $S = 17$ мкм, $4\pi M = 330$ Гс. Профили изменения намагниченности данных пленок были приведены в работах [4] и [3]. При $H = 0$ подаваемый на макет СВЧ импульс полностью отражался. В некотором диапазоне магнитных полей (определяемых частотой заполнения импульса ω) амплитуда отраженного сигнала резко падала, и появлялся второй импульс, задержанный на время τ . В случае касательного поля τ сильно зависело от H , что демонстрируют фотографии на рис. 1,1-1,5. Фотографии выполнены при одном и том же коэффициенте усиления приемного тракта, но разных амплитудах подаваемого на макет сигнала. Значения K , приведенные в подписях к рисункам, показывают относительное изменение мощности подаваемого сигнала. Амплитуда протектированных импульсов пропорциональна мощности СВЧ сигнала. В случае нормального поля задержанный импульс наблюдался в существенно более широком интервале магнитных полей. Время задержки для первого образца в интервале полей шириной ~ 120 Э не зависело от величины H и составляло 140 нс. Фотографии 1,6 и 1,7, соответствующие данному случаю, демонстрируют отсутствие заметного дисперсионного искажения формы задержанного импульса.

Обсудим, прежде всего, зависимости времени задержки τ от поля H при фиксированной частоте ω . Как видно из рис. 1,2-1,5, время задержки нарастает при уменьшении H . Этот результат прямо противоположен данным, полученным в [1], где задержка импульсов ОСВ наблюдалась в однородных (за исключением приповерхностного слоя) пленках. Из теоретических соображений, основанных на применении закона дисперсии ОСВ в однородной среде, также следует, что при уменьшении H групповая скорость ОСВ V_{gr} увеличивается, и, следовательно, τ должно уменьшаться. Наблюдаемое в наших экспериментах возрастание τ есть прямое следствие неоднородности свойств пленки по толщине. Действительно, в однородной пленке величина τ зависит не только от V_{gr} ,



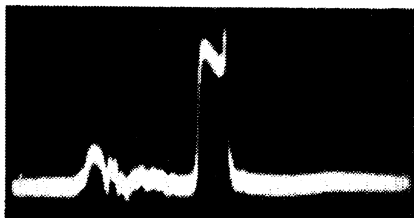
1



6



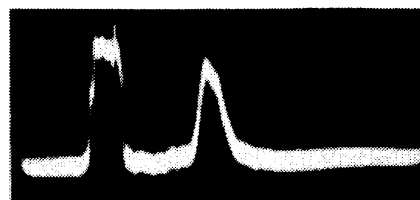
2



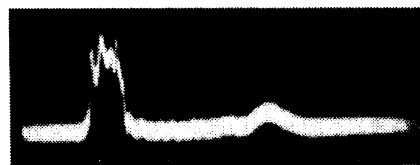
7



3



4



5

Рис. 1. Зависимость огибающей отраженного сигнала от времени для образца 1: 1-5 касательное поле,

$\frac{\omega}{2\pi} = 5124$ МГц: 1 - $H = 0$, $K = 0$; 2 - $H = 1084$ Э, $K = 10$ дБ; 3 - $H = 1079$, $K = 10$ дБ; 4 - $H = 1071$ Э, $K = 10$ дБ; 5 - $H = 1058$ Э, $K = 10$ дБ; 6, 7 - нормальное поле, $\frac{\omega}{2\pi} = 5322$ МГц; 6 - $H = 0$, $K = 0$; 7 - $H = 3790$ Э, $K = 7.6$ дБ.

но и от пути, проходимого импульсом ОСВ внутри пленок, — на этом пути должно выполняться условие $q^2(x) > 0$. Если длина такого пути возрастает при уменьшении H быстрее, чем растет $V_{ГР}$, то $\tau(H)$ вполне может увеличиваться. Растет $\tau(\omega, H)$ для неоднородных пленок, выполненный аналогично тому, как это описано в [3], показывает, что так оно и получается в исследованных образцах 1 и 2, помещенных в касательное поле.

Отметим также, что имеется хорошее соответствие между экспериментами по спин-волновому резонансу (СВР) [3] и наблюдениями импульсов. Действительно, СВР возникает на частотах ω_n , определяемых условием $\varphi(\omega_n, H) = 2\pi n$, где $\varphi(\omega_n, H)$ — набег фазы ОСВ в пленке на частоте ω_n в поле H , n — номер резонанса. Поскольку, по определению, групповое время задержки

$\tau(\omega) = \frac{\partial \varphi}{\partial \omega}$, то приближенно

$$\tau \approx \frac{\varphi_{n+1} - \varphi_n}{\omega_{n+1} - \omega_n} = \frac{2\pi}{\omega_{n+1} - \omega_n} = \frac{1}{\Delta f},$$

где Δf — разность частот соседних пиков СВР. Зависимости $\tau(\omega)$, построенные таким образом, представлены на рис. 2. Эксперименты по наблюдению импульсов подтверждают приведенные характеристики. Исключение составляют лишь некоторые данные, полученные в касательном поле. Так, на рис. 2 участки кривых 1 t и 2 t , обозначенные пунктиром, соответствуют резкому падению амплитуды задержанного импульса (рис. 1, 5) и его исчезновению. Связано это, по-видимому, с сильным дисперсионным расплыванием.

В заключение обсудим полученные результаты с точки зрения возможности создания линий задержки на ОСВ. Прежде всего отметим, что для образца 1, имеющего профиль $M(x)$, близкий к параболической зависимости [4], задержка постоянна в полосе частот ~ 350 МГц. Потери при этом относительно невелики и, как следует из сопоставления рис. 1, 6 и 1, 7, могут составлять ~ 7.5 дБ при $\tau = 140$ нс. Профиль $M(x)$ для образца 2 имеет более существенные отклонения от параболы, что приводит к слабому спаданию времени задержки с частотой (кривая 2 n на рис. 2). Отметим, что большой перепад эффективной намагниченности позволяет в этом случае наблюдать задержанный импульс в более широкой полосе частот ~ 900 МГц. Отсюда видно, что при выращивании пленок, имеющих, с одной стороны, большое значение $4\pi M$, а с другой — заданное параболическое изменение $M(x)$, можно было бы создавать широкополосные бездисперсионные линии задержки с требуемым значением τ . Рабочий диапазон такой ЛЗ может быть перестроен изменением величины внешнего магнитного поля. В случае же касательного поля задержка оказывается сильно дисперсионной. Можно показать, что выбор подходящего профиля $M(x)$ обеспечивает при этом линейную зависи-

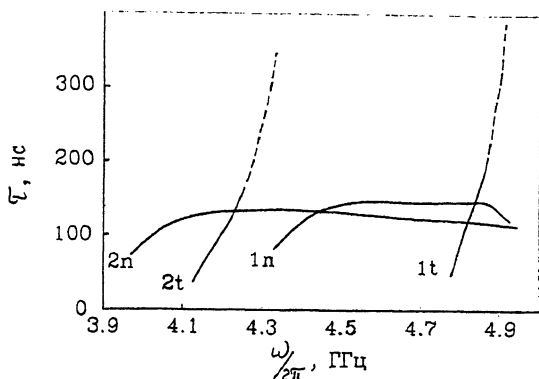


Рис. 2. Зависимости времени задержки от частоты $1n$ - образец 1, нормальное поле $H = 3585$ Э; $2n$ - образец 2, нормальное поле $H = 3505$ Э; $1t$ - образец 1, касательное поле $H = 895$ Э; $2t$ - образец 2, касательное поле $H = 808$ Э.

мость $\tau(\omega)$ в некоторой полосе частот. При фиксированной частоте с помощью изменения H можно управлять временем задержки.

Таким образом, на основе ОСВ, распространяющихся в пленках ЖИГ с неоднородными по толщине магнитными свойствами, можно реализовать различные типы линий задержки СВЧ диапазона.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Тихонов В.В. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 10. С. 884-888.
- [2] Schlotmann E. // J. Appl. Phys. 1964. V. 35. N 1. P. 159.
- [3] Зильберман П.Е., Темирязов А.Г., Тихомирова М.П. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 14. С. 79-83.
- [4] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Темирязов А.Г., Тихомирова М.П. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 2. С.

Институт радиотехники
и электроники РАН,
Фрязинская часть

Поступило в Редакцию
24 марта 1993 г.