

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ БЕЗОБМЕННЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В ФЕРРИТОВЫХ ПЛЕНКАХ С ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ

*А.В.Вашковский, Э.Г.Локк, В.И.Щеглов*

*Институт радиотехники и электроники РАН  
141120 Фрязино, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 14 февраля 1996 г.

Исследованы области существования и дисперсионные зависимости безобменных спиновых волн при симметричной и несимметричной доменных структурах в пленках железоиттриевого граната.

PACS: 75.30.Ds

Исследованию распространения спиновых волн в ферритмагнитных пластинах и пленках с доменной структурой посвящено значительное количество работ [1-4]. В большинстве из них исследованы ферромагнитный резонанс и распространение спиновых волн в пленках и пластинах с регулярной полой доменной структурой (ДС). Теоретическое рассмотрение проводилось в предположении, что длина спиновой волны  $\lambda$  много больше ширины домена  $d$  и толщина ферритового слоя  $s$  также много больше  $d$ . Доменные границы полагались бесконечно тонкими 180-градусными стенками.

Однако в магнитных пленках ширина домена обычно близка к толщине пленки, то есть  $d \approx s$ . Теоретическое рассмотрение распространения спиновых волн в этом случае не проводилось, по-видимому, из-за математических трудностей.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию распространения безобменных спиновых волн (более известных в литературе как магнитостатические волны (МСВ), так как при расчете их дисперсии обменом можно пренебречь) в пленках железоиттриевого граната (ЖИГ) – одного из самых распространенных материалов для СВЧ исследований.

Эксперименты были выполнены на пленках ЖИГ, помещенных в касательное однородное постоянное магнитное поле  $H_0$ , величина которого менялась от 0 до 100 Э. Геометрические параметры доменной структуры определялись по эффекту Фарадея с помощью измерительного микроскопа одновременно с измерением параметров МСВ, которые возбуждались и принимались подвижными преобразователями длиной 3,5 мм и толщиной 12 мкм. Исследования проводились на пленках ЖИГ, выращенных в плоскости (111). Исследуемые пленки обладали магнитной одноосной анизотропией типа "легкая ось", которая была перпендикулярна плоскости пленки, из-за чего вектор намагниченности внутри домена был отклонен от плоскости пленки и его проекция на нормаль к плоскости пленки была достаточно велика. Благодаря этому, ДС при касательном намагничивании пленок наблюдалась в достаточно широком диапазоне полей  $H_0$ . Все пленки имели достаточно большие размеры (более 30 × 30 мм), что позволяло пренебречь краевыми искажениями ДС и переотражениями МСВ.

В экспериментах подмагничивающее поле  $H_0$  прикладывалось в плоскости пленки параллельно кристаллографической оси [110]. В зависимости от величины подмагничивающего поля различались четыре интервала полей:

1)  $\cong 0 < H_0 < H_{t1}$  – в пленке существует регулярная полосовая симметричная ДС, соседние домены имеют одинаковую ширину и ориентированы вдоль направления поля;

2)  $H_{t1} < H_0 < H_{t2}$  – регулярная зигзагообразная симметричная ДС, соседние домены имеют одинаковую ширину и ориентированы под углами  $\pm 30^\circ$  к направлению поля;

3)  $H_{t2} < H_0 < H_{t3}$  – регулярная полосовая несимметричная ДС, соседние домены имеют существенно различную ширину и ориентированы вдоль направления поля;

4)  $H_0 > H_{t3}$  – ДС отсутствует, пленка находится в состоянии насыщения.

Значения  $H_{t1}$ ,  $H_{t2}$  и  $H_{t3}$  (полей перехода пленки из одного состояния к другому) для различных пленок ЖИГ варьировались достаточно сильно:  $H_{t1} \cong 4 - 30 \text{ Э}$ ,  $H_{t2} \cong 6 - 35 \text{ Э}$ ,  $H_{t3} \cong 22 - 65 \text{ Э}$ . Период симметричной ДС лежал в пределах 4–8 мкм, а период несимметричной ДС – 5–23 мкм.

Ниже описаны параметры и характеристики МСВ, наблюдавшиеся в пленке ЖИГ толщиной 7.9 мкм с  $4\pi M_0 = 1780 \text{ Гс}$ . Экспериментальные результаты для данной пленки приведены на рис. 1–3. С небольшими отличиями описываемая картина распространения МСВ наблюдалась и в других пленках ЖИГ.

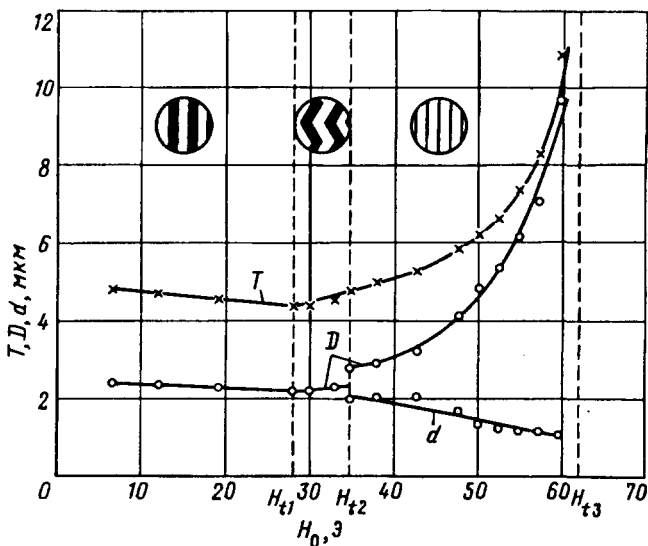


Рис.1. Зависимости периода  $T$  доменной структуры (\*), ширины доменов  $D$  (о) и ширины узких доменов  $d$  несимметричной доменной структуры (о) в пленке ЖИГ от величины касательного однородного подмагничивающего поля  $H_0$  (на вставках к рисунку схематически показан вид доменной структуры)

На рис.1 показаны зависимости периода  $T$  полосовых и зигзагообразной симметричной и несимметричной ДС и зависимости ширины  $D$  и  $d$  доменов от величины постоянного магнитного поля  $H_0$ .

Рассмотрим сначала случай, когда преобразователи ориентированы параллельно полю  $H_0$ , а МСВ распространяются перпендикулярно  $H_0$ , то есть для геометрии, при которой в насыщенном состоянии в пленке возбуждалась бы поверхностная МСВ.

В первом интервале полей ( $6 < H_0 < 28 \text{ Э}$ ) наблюдались три области возбуждения МСВ:  $1a$ ,  $1b$  и  $1c$ , лежащие в диапазоне частот 150–500 МГц (рис.2a). Дисперсионные зависимости МСВ для этих областей показаны на рис.3 (кривые 1–4). Дисперсионная кривая для области  $1c$  имеет разрывы при величинах полей  $6 < H_0 < 17 \text{ Э}$  (кривая 3) и не имеет разрывов при

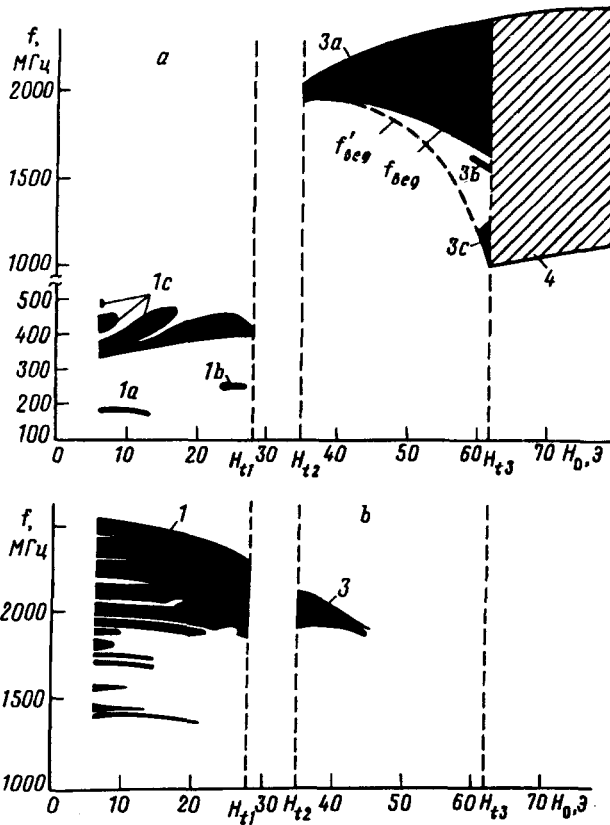


Рис.2. Области существования поверхностных (а) и объемных (б) МСВ в пленке ЖИГ в зависимости от величины касательного однородного подмагничивающего поля  $H_0$ : области 1а, 1б, 1с и 1 – при симметричной доменной структуре в пленке; области 3а, 3б, 3с и 3 – при несимметричной доменной структуре в пленке; область 4 – при намагничивании пленки до насыщения

$17 \leq H_0 < 28 \text{ Э}$  (кривая 4). Наблюдаемые зависимости по своему виду соответствуют дисперсионным кривым поверхностных МСВ. Поверхностный характер возбуждавшихся МСВ подтверждается также невзаимностью затухания волны при изменении направления ее распространения на противоположное.

Во втором интервале полей при регулярной зигзагообразной симметричной ДС ( $28 < H_0 < 35 \text{ Э}$ ) МСВ в пленке не возбуждались.

В третьем интервале полей ( $35 < H_0 < 62 \text{ Э}$ ) в пленке ЖИГ возбуждались также поверхностные МСВ. Наблюдалось три области существования поверхностных МСВ: 3а, 3б и 3с (рис.2а). В первом из них поверхностные МСВ возникали вблизи частоты 2000 МГц с волновыми числами  $0 \leq k < 300 \text{ см}^{-1}$ . С увеличением поля полоса частот и эффективность возбуждения поверхностных МСВ постепенно увеличивались. В двух других областях поверхностные МСВ возбуждались в интервале полей  $59 < H_0 < 62 \text{ Э}$ .

При  $H_0 \geq H_{t3} = 62 \text{ Э}$  пленка намагнитилась до насыщения и все области существования поверхностных МСВ слились в одну (рис.2а, область 4), занимающую частотный диапазон 990–2400 МГц в соответствии с теорией [5].

На рис.3 показаны дисперсионные зависимости  $f(k)$  для области 3а (кривые 5, 6 и 7) и области 4 (кривая 8). Крутизна дисперсионных кривых с увеличением  $H_0$  возрастает, что является, по-видимому, следствием увеличения параллельной полю проекции средней намагниченности пленки. В отличие от дисперсионных зависимостей  $f(k)$ , характерных для насыщенной пленки, за-

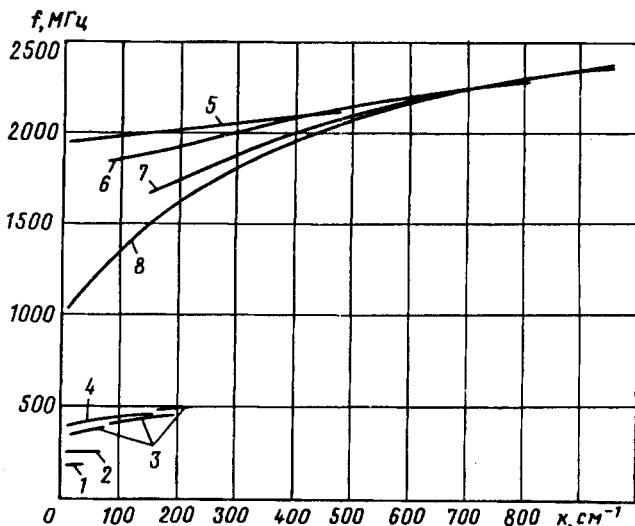


Рис.3. Дисперсионные зависимости  $f(k)$  поверхностных МСВ при существовании в пленке ЖИГ симметричной (кривые 1-4) и несимметричной (кривые 5-7) доменных структур и при намагничивании пленки до насыщения (кривая 8) для различных областей существования МСВ (см. рис.2а) и значений однородного магнитного поля  $H_0$  (приведены в скобках): 1 - для области 1а (6Э); 2 - для области 1б (6Э); 3 и 4 - для области 1с (6 и 26.5Э); 5, 6, 7 - для области 3а (42.8, 50.1 и 54.9Э); 8 - для области 4 (62.2Э)

висимости  $f(k)$  для пленки с несимметричной ДС при величинах полей  $45 < H_0 < 62Э$  начинаются не с  $k \approx 0$ , а с некоторого значения  $k_{min}$ , зависящего от величины  $H_0$ . Иначе говоря, низкочастотная граница спектра поверхностных МСВ для области 3а (кривая  $f_{beg}$  на рис.2а) соответствует волнам с  $k \neq 0$ . Аппроксимируя зависимости  $f(k)$  (кривые 5, 6, 7 на рис.3) до пересечения с осью ординат  $f$ , получим значения частот спектра поверхностных МСВ  $f'_{beg5}$ ,  $f'_{beg6}$ ,  $f'_{beg7}$ , ..., соответствующие волнам с  $k \approx 0$ . Кривая  $f'_{beg}$  на рис.2а построена по этим значениям частот. Кривые  $f'_{beg}$  и  $f_{beg}$  ограничивают область, которая соответствует не наблюдаемым экспериментально волнам с  $k < k_{min}$ .

В других исследованных пленках ЖИГ описанный выше характер распространения поверхностных МСВ в целом сохранялся, однако имели место и отличия: в некоторых пленках левее основной области существования поверхностных МСВ (типа 3а) иногда наблюдалась не одна дополнительная область существования поверхностных МСВ (типа 3б), а две или три таких области, расположенных рядом, но разделенные частотными интервалами, в которых волны отсутствовали. Интервал полей, в которых наблюдались эти дополнительные области, как правило, был шире, чем в описываемой пленке, а дисперсионные кривые имели разрывы (подобно кривой 3 на рис.3).

Рассмотрим теперь случай, когда преобразователи ориентированы перпендикулярно полю  $H_0$ , а МСВ распространяются параллельно  $H_0$ , то есть для геометрии, при которой в насыщенном состоянии в пленке возбуждались бы обратные объемные МСВ.

В первом интервале полей ( $6 < H_0 < 28 \text{ Э}$ ) при симметричной ДС наблюдались МСВ в диапазоне 1300–2600 МГц с  $k < 500 \text{ см}^{-1}$  (область 1 на рис.2b). Характер их дисперсионных кривых свидетельствовал о возбуждении прямых объемных МСВ, что подтверждалось также тем, что при изменении направления распространения волны на противоположное затухание не менялось. По-видимому, в первом интервале полей вектор намагниченности в доменах обоих знаков имел достаточно большую проекцию на нормаль к плоскости пленки. При  $H_0 \approx 5 \text{ Э}$  дисперсионная кривая была разорвана: частотные "участки" эффективного возбуждения МСВ чередовались с "участками" полного отсутствия МСВ. С увеличением поля МСВ с малыми  $k$  постепенно переставали возбуждаться, а полосы возбуждения сливались. При  $H_0 = 27 \text{ Э}$  дисперсионная кривая уже была сплошной.

При наличии в пленке регулярной зигзагообразной симметричной ДС МСВ не возбуждались.

В третьем интервале полей при несимметричной ДС в пленке снова наблюдалось возбуждение прямых объемных МСВ с  $k < 300 \text{ см}^{-1}$  в диапазоне 1900–2100 МГц (область 3 на рис.2b), но только в интервале полей 35–46 Э (насыщение имело место при  $H_0 \approx 62 \text{ Э}$ ). Крутизна дисперсионных кривых и занимаемый МСВ частотный диапазон были значительно меньше, чем аналогичные параметры прямых объемных МСВ, возбужденных в пленке с симметричной ДС.

При насыщении ( $H_0 > H_{t3}$ ) в пленке возбуждались обратные объемные МСВ.

Экспериментальные результаты, описанные выше, не объясняется в рамках теорий, использующих усредненный по всем доменам тензор магнитной проницаемости (см., например, [1,2]). При использовании модели усредненной намагниченности рассчитанные и измеренные дисперсионные кривые не совпадают. По-видимому, объяснение полученных результатов можно получить, располагая информацией об ориентации вектора намагниченности внутри доменов обоих знаков в зависимости от приложенного поля и соответствующим математическим аппаратом для расчета дисперсионных кривых.

- 
1. И.А.Гишинский, К.А.Рязанцев, ФТТ 16, 3008 (1974).
  2. С.А.Вызулин, С.А.Киров, Н.Е.Сырьев, Вестник МГУ, сер. 3, физика и астрономия 25(4), 70 (1984).
  3. V.I.Kostenko and M.A.Sigal, Phys. Status Solidi (b) 170, 569 (1992).
  4. Г.Т.Казаков, А.Г.Сухарев, Ю.А.Филимонов, Тез. докл. V Всесоюзной школы по спин-волновой электронике СВЧ, Звенигород 1991, с.83.
  5. R.W.Damon and J.R.Eshbach, J. Phys. Chem. Solids 19, 308 (1961).