

УДК 539.23 : 548.25 + 621.372.0.29.63

© 1991

## СПИН-ВОЛНОВОЙ РЕЗОНАНС В ИОННО-ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ СТРУКТУРАХ

*В. Н. Бержанский, В. Е. Петров, В. Л. Кокос*

Исследован спин-волновой резонанс в пленках феррита-граната иттрия, имплантированных ионами  $\text{Ne}^+$ . Определены оптимальные условия формирования поверхностного слоя с анизотропией «легкая плоскость» и заданными значениями поверхностного закрепления спинов. Предложен подход к интерпретации физических свойств ионно-имплантированных феррит-гранатовых структур, использующий в качестве основных дефектообразующих элементов каскадные радиационно-разупорядоченные области.

Ионная имплантация (ИИ) широко используется в ЦМД-технологии для получения эпитаксиальных феррит-гранатовых структур (ЭФГС) с заданными свойствами [1]. В последнее время ионная имплантация начинает применяться в спин-волновой электронике [2-4]. С ее помощью можно изменять параметр поверхностного закрепления, что делает возможным коррекцию амплитудно-частотных характеристик устройств на магнито-статических волнах. Однако динамическая связь дефектного имплантированного слоя с основным волноведущим слоем способна привести к увеличению скорости релаксации спиновых волн и соответственно росту потерь при их распространении. Для разработки метода ионной имплантации как инструмента управления свойствами поверхности ЭФГС необходимо изучение влияния условий имплантации на закрепление поверхностных спинов и затухание спиновых волн. С этой целью в данной работе методом спин-волнового резонанса (СВР) исследовалось изменение релаксации спиновых волн и параметра закрепления спинов на поверхности в ЭФГС на основе  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (ЖИГ) при имплантации ионами  $\text{Ne}^+$ .

### 1. Оценка коэффициентов дефектообразования в ИИ—ЭФГС

Состояние спинов на поверхности зависит от обменных, магнитоупругих и диполь-дипольных взаимодействий. При имплантации в гранаты различных ионов из-за возникающих радиационных дефектов в ИИ-слое происходит модификация указанных взаимодействий, что и приводит к изменению закрепления спинов. Глубина залегания ИИ-слоя задается в основном энергией иона  $E$ , а его дефектность при фиксированной энергии — дозой  $D$ . Как глубина, так и дефектность ИИ-слоя зависят от массы иона, поэтому сравнивать результаты, полученные при имплантации различными ионами, затруднительно. В связи с этим в [5] при интерпретации физических свойств ИИ—ЭФГС было предложено использовать в качестве основных дефектообразующих элементов радиационно-разупорядоченные области (РРО), которые создаются высокоэнергетическими ионами в результате каскада атомных столкновений. Каждая такая область из-за большого числа атомных смещений имеет аморфную кристаллическую структуру. Известно, что аморфный ЖИГ антиферромагнитен, температура его магнитного упорядочения в зависимости от метода полу-

чения изменяется в диапазоне 40—80 К. При комнатной температуре РРО должны представлять собой парамагнитные включения в ферромагнитной матрице. Концентрация РРО определяется формулой [6, 7]

$$C = 1 - e^{-\beta D}. \quad (1)$$

Коэффициент дефектообразования  $\beta$ , пропорциональный числу радиационных дефектов в  $1 \text{ см}^3$  на один ион, равен  $\beta = N \sigma_s V_0$ , где  $N$  — плотность частиц граната,  $\sigma_s$  — сечение рассеяния иона,  $V_0$  — средний объем РРО. При облучении кристаллов ферритов быстрыми нейтронами  $\beta$  определялся методом нейтронографии [7]. В ИИ—ЭФГС параметр  $\beta$  может быть найден по данным конверсионной мессбауэровской спектроскопии [5]. Аморфная фаза ИИ-слоя регистрируется в  $\gamma$ -спектрах по появлению центрального парамагнитного дублета. Измеряя интенсивность дублета  $\Omega$  от дозы, можно оценить  $\beta$ . На рис. 1 показаны подобные зависимости, полученные при имплантации ЭФГС  $\text{Ne}^+$  [8] и  $\text{N}^+$  [9]. Коэффициенты  $\beta$  ( $10^{-15} \text{ см}^2$ ) равны  $\beta^{\text{Ne}^+} = 2.25$ ,  $\beta^{\text{N}^+} = 1.55$ . При малых  $D$  наблюдается отклонение экспериментальных результатов от зависимости типа (1), связанное, на наш взгляд, с явлением перколяции — «протеканием» аморфного состояния по РРО.

Знание коэффициентов дефектообразования позволяет перейти к си-

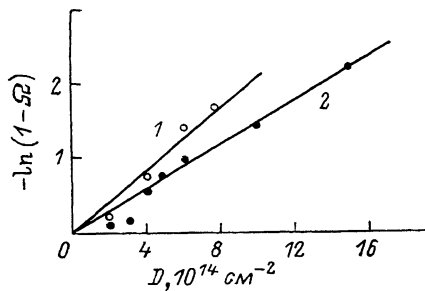


Рис. 1. Зависимости интенсивности парамагнитной фазы в  $\gamma$ -спектрах от дозы ЭФГС, имплантированных  $\text{Ne}^+$  [8] (1),  $\text{N}^+$  [9] (2).  $E=80$  кэВ.

стеме отсчета, связанной не с дозой, а с концентрацией РРО, которая является обобщенной характеристикой дефектности имплантированных слоев.

## 2. С п и н - в о л н о в о й р е з о н а н с в ИИ—ЭФГС

СВР измерялся на частоте 9200 МГц. На пленках ЖИГ наблюдалось до 13 объемных спин-волновых возбуждений и одна поверхностная мода  $SM_1$ , локализованная у подложки. После имплантации ионами  $\text{Ne}^+$  на границе воздух—пленка возникает поверхностная мода  $SM_2$ . Ее интенсивность составляет около 20 % от интенсивности моды  $SM_1$ , а ширина  $\Delta H_{SM_2}$  в 3—5 раз больше, чем  $\Delta H_{SM_1}$ . При дозах  $D$ , больших  $8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ , мода  $SM_2$  исчезает.

На рис. 2 представлены концентрационные зависимости однородной  $\Delta H_0(c)$  и поверхностной  $\Delta H_{SM_2}(c)$  мод. С ростом концентрации РРО  $\Delta H_{SM_2}$  растет быстрее, чем  $\Delta H_0$ . После достижения максимумов происходит уменьшение потерь обеих мод.

На рис. 3 изображены концентрационные зависимости сдвига поверхностной моды  $SM_2$  относительно однородной моды при двух различных энергиях ионов  $\text{Ne}^+$ . С увеличением энергии сдвиг растет, а его концентрационная зависимость аналогична зависимости  $\Delta H_{SM_2}(c)$ .

На рис. 4 приведены энергетические зависимости  $\Delta H_0$ ,  $\Delta H_{SM_2}$  и рассчитанное [5] отношение глубины залегания дефектов ( $\bar{X}_D + 2\Delta\bar{X}_D$ ) к толщине пленки  $d$  ( $\bar{X}_D$  и  $\Delta\bar{X}_D$  — средние значения глубины залегания радиационных дефектов и ее дисперсии). Значение релаксационных потерь поверхностной волны слабо зависит от погружения ИИ-слоя в глубь пленки, которое происходит при увеличении энергии ионов, в то время как потери однородной моды растут, если слой погружен глубже, чем на  $0.1d$ .

Известно, что в ЭФГС на основе чистого ЖИГ существует небольшая одноосная анизотропия, связанная с разницей параметров подложки и пленки. Эта анизотропия невелика, и выход намагниченности из плоскости пленки составляет несколько градусов. Резонансные поля для объемных

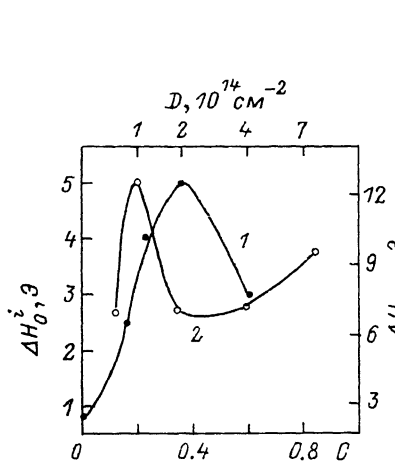


Рис. 2. Зависимости ширины линий однородной  $\Delta H_0$  (1) и поверхностной  $\Delta H_{SM2}$  (2) мод от концентрации РРО при имплантации  $Ne^+$  (80 кэВ).

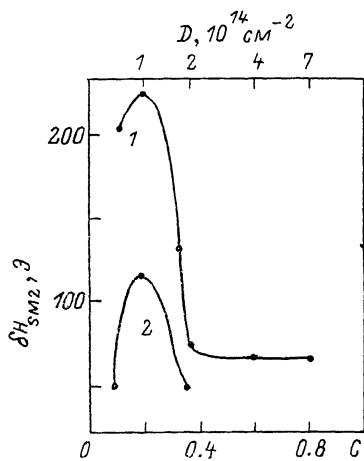


Рис. 3. Концентрационные зависимости сдвига  $\delta H_{SM2}$  поверхностной моды  $SM2$  относительно однородной моды при имплантации  $Ne^+$  (80 кэВ).

1 — 90, 2 — 50 кэВ.

спиновых волн в пленке типа (111) при перпендикулярном намагничивании даются выражением [10, 11]

$$H_{01} = \frac{\omega}{\gamma} + \left(4\pi - \frac{2K_u}{M_s^2}\right) M_s + \frac{4}{3} \frac{K_1}{M_s} - Dk_z^2, \quad (2)$$

где  $K_u$  и  $K_1$  — константы одноосной и кубической анизотропии,  $M_s$  — намагниченность,  $D=2A/M_s$  — константа обменной жесткости,  $k_z =$

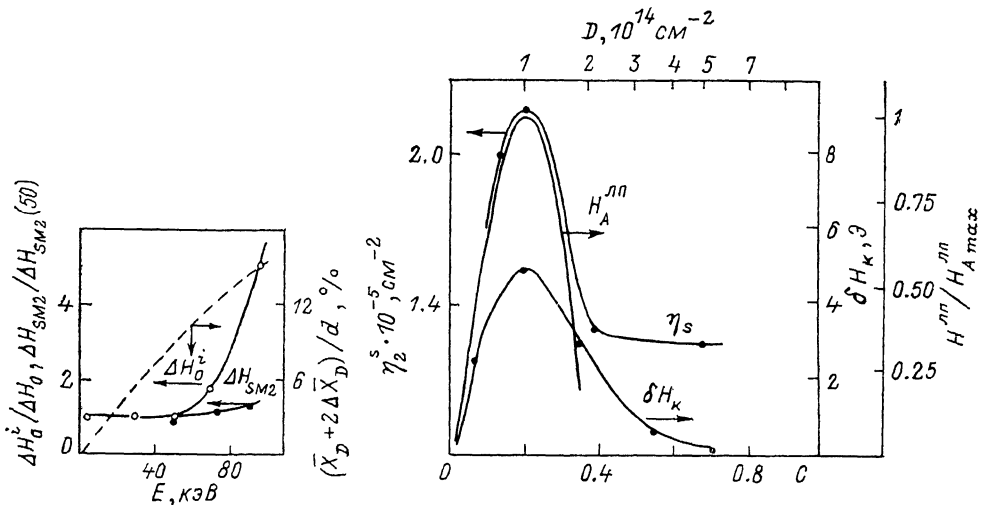


Рис. 4. Зависимости приведенных значений ширины линий однородной и поверхностной мод и средней глубины ИИ-слоя от энергии ионов  $Ne^+$ .  $D=2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ .

Рис. 5. Концентрационные зависимости параметра поверхностного закрепления  $\eta_s^{\text{II}}$  разности полей коллапса  $\delta H_k$  и расчетных значений приведенного поля анизотропии  $H_A^{\text{III}}$ .

Величины нормированы на  $\Delta H_0$  (ширина линий при  $D=0$ ) и  $\Delta H_{SM2}(50)$  (ширина линии при  $E=50$  кэВ).  $d$  — толщина пленки.

$=n\pi/d$  — волновое число,  $n$  — число полуоволн по нормали к пленке,  $d$  — толщина пленки.

В зависимости от параметров закрепления спинов на поверхностях в спектре спиновых волн могут возбуждаться четные или нечетные моды или их комбинации, а также поверхностные моды. Возможные значения  $k_x$  определяются из обменных граничных условий, которые имеют вид

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial m}{\partial z} + \eta_1^s m\right)_{z=d/2} &= 0, \\ \left(\frac{\partial m}{\partial z} - \eta_2^s m\right)_{z=-d/2} &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $m$  — переменная составляющая намагниченности,  $\eta_1^s$  и  $\eta_2^s$  — параметры закрепления спинов на поверхностях пленка—подложка и пленка—воздух. В случае ионно-имплантированных структур  $\eta_1^s$  задано, а  $\eta_2^s$  может изменяться в определенных пределах. Таким образом, в этих пленках можно реализовать различные граничные условия. Положение поверхностной моды относительно объемных мод зависит от параметра закрепления. Так, для случая, когда  $\eta_1^s \approx -\eta_2^s$  (на поверхности пленка—подложка — анизотропия типа «легкая ось», а на поверхности пленка—воздух — «легкая плоскость»), волновое число поверхностной моды равно  $ik_x = \eta_2$ , а ее положение в спектре дается выражением

$$H_{SM2} = \frac{\omega}{\gamma} + \left(4\pi - \frac{2K_u}{M_s^2}\right) M_s + \frac{4}{3} \frac{K_1}{M_s} + D (\eta_2^s)^2. \quad (4)$$

Зависимость параметра закрепления спинов на имплантированной поверхности ЭФГС от концентрации РРО может быть найдена по концентрационной зависимости сдвига резонансного поля моды  $SM2$  относительно резонансного поля однородной моды

$$\delta H_{SM2} = H_{SM2} - H_{01} = D (\eta_2^s)^2. \quad (5)$$

На рис. 5 представлены экспериментальные зависимости  $\eta_2^s$ , построенные по данным рис. 3 с использованием формулы (5). Константа обменной жесткости измерялась по данным СВР на основе формулы (2),  $D = 4.9 \times 10^{-9}$  Э·см<sup>2</sup>. Параметр закрепления  $\eta_2^s$  максимален при  $c = 0.2$ .

Физической причиной, лежащей в основе возбуждения моды  $SM2$  и наблюдающей концентрационной зависимости параметра  $\eta_2^s$ , является возникновение при имплантации слоя с поверхностной анизотропией типа «легкая плоскость». Это поле наводится плоскостными напряжениями величиной  $\sigma_{||}$ , которые возникают в результате расширения решетки вдоль нормали к пленке, и может быть записано в виде

$$H_{||}^a = -\frac{3\lambda_{||}}{M_s} \sigma_{||},$$

здесь  $\lambda_{||}$  — константа магнестрикции. Величина  $\sigma_{||}$  имеет вид  $\sigma_{||} = K\Delta a/a$ , где  $K = 1/3 (C_{11} + C_{12})$  — модуль объемного сжатия,  $\Delta a/a$  — относительное изменение параметра решетки. Упругие модули  $c_{ij} \times 10^{12}$  дин/см<sup>3</sup> в ЖИГ равны  $c_{11} = 2.69$ ,  $c_{12} = 1.08$ . С увеличением концентрации РРО растет, с одной стороны, величина  $\Delta a/a$  [12], а с другой — доля парамагнитной фазы (рис. 1). Рост последней сопровождается уменьшением  $\lambda_{||}$  и  $M_s$  [13]. На основе данных [13] относительно  $\lambda_{||}$  ( $D$ ) и  $M_s$  ( $D$ ) и наши данных по  $\Delta a/a$  [12] была построена концентрационная зависимость поля поверхностной анизотропии  $H_{||}^a$ , которая коррелирует с аналогичной зависимостью параметра закрепления (рис. 5).

При большой концентрации РРО  $c > 0.7$  доля парамагнитной фазы в слое с анизотропией «легкая плоскость» настолько велика, что он теряет свои магнитные свойства. При этом уменьшается  $H_{||}^a$ , условия возбуждения моды  $SM2$  не выполняются и она исчезает. При увеличении энергии падающих ионов  $E$  наблюдается рост параметра  $\eta_2^s$ , что может

быть связано с увеличением эффективного объема имплантированного слоя по отношению к общей толщине пленки.

Амплитуда поверхностной волны максимальна вблизи поверхности и спадает в глубь пленки по закону  $A_0 \exp(-\eta_2^2 z)$ . Поэтому скорость релаксации поверхностной моды должна быть более чувствительна к состоянию поверхности, чем однородная мода. Действительно, ширина линии моды  $SM_2$ , локализованной вблизи имплантированной поверхности, значительно превышает ширину линии однородной моды  $\Delta H_0$ , а также ширину линии приподложечной моды  $SM_1$ . По этой же причине  $\Delta H_{SM_2}$  более резко зависит от концентрации РРО, а максимум, характерный для концентрационной зависимости  $\Delta H_0(c)$ , наступает при более низких концентрациях.

Уширение линий поверхностной и объемной мод связано с их участием в двухмагнонных процессах релаксации на имплантационных дефектах — радиационно-разупорядоченных кластерах. Сужение линии  $SM_2$ , как и однородной моды, происходит в результате магнитной изоляции дефектной парамагнитной части имплантированного слоя. В связи с тем что соотношение объемов дефектного слоя и объема, занимаемого модой  $SM_2$ , значительно выше, чем это соотношение для однородной моды, сужение моды  $SM_2$  происходит при более низких концентрациях РРО (рис. 2).

При увеличении энергии ионов работают два конкурирующих процесса. С одной стороны, увеличивается глубина залегания радиационных ( $\bar{X}_D + 2\Delta\bar{X}_D$ ) дефектов (рис. 4; растет эффективная толщина дефектного слоя), а с другой — уменьшается концентрация РРО из-за уменьшения сечения упругого рассеяния [6]. Как видно из рис. 4, при больших энергиях на релаксацию однородной моды первый процесс оказывает более сильное влияние.

В отличие от однородной моды, ширина которой возрастает в 5 раз при погружении имплантированного слоя в глубь пленки, ширина моды  $SM_2$  при увеличении энергии ионов  $Ne^+$  изменяется в максимуме  $\Delta H_{SM_2}(c)$  всего на 30 % (рис. 3). Это естественно, поскольку максимальная константа спада поверхностной волны составляет  $2\pi/\eta_2^2 = 3 \cdot 10^4$  нм, а рост ( $\bar{X}_D + \Delta\bar{X}_D$ ) при увеличении энергии с 50 до 90 кэВ составляет всего 30 нм, что не может привести к существенному изменению скорости поверхностной релаксации.

Тот факт, что магнитная добротность волноведущего слоя ЭФГС не ухудшается при имплантации, если толщина ИИ-слоя составляет менее 10 % от всего объема пленки, является важным и может быть использован при разработке технологии материалов для ЦМД субмикронных размеров.

Создание магнитного слоя с анизотропией типа «легкая плоскость» для подавления жестких ЦМД является основной целью ионной имплантации в ЦМД-технологии. О «качестве» этого слоя судят по разности полей коллапса  $\delta H_x$  нормальных ЦМД до и после имплантации [5]. На рис. 5 представлена зависимость  $\delta H_x(c)$  в пленке состава  $(YSmLuCa)_3(FeGe)_5O_{12}$ . Видно, что  $\delta H_x$  максимально при такой концентрации РРО, которая создает магнитоактивный слой с наибольшей легкоплоскостной анизотропией и достаточно большой намагниченностью. Такой слой обеспечивает эффективное замыкание полей рассеяния ЦМД.

Таким образом, в настоящей работе предложен подход к интерпретации физических свойств ионно-имплантированных структур с использованием в качестве основных дефектообразующих элементов каскадных радиационно-разупорядоченных областей. Эти области являются эффективным источником двухмагнонного рассеяния как для объемных, так и для поверхностных спиновых волн. При определенных концентрациях РРО, равных 0.2 и 0.4 для поверхностной и объемной мод соответственно, происходит снижение потерь спиновых волн, связанное с магнитной изоляцией ИИ-слоя от волноведущей структуры. Динамическая связь ионно-имплантированного дефектного слоя с основным волноведущим или ЦМД-

содержащим слоем становится существенной, если его глубина составляет более  $0.1d$ . Наблюдается корреляция концентрационных зависимостей параметра спинового поверхностного закрепления с полем магнитной поверхностной анизотропии, наведенной упругими напряжениями. Максимальное закрепление реализуется при концентрации РРО, равной 0.2. Эта концентрация является оптимальной и при подавлении жестких ЦМД.

#### Список литературы

- [1] Gerard P. // Thin Solid Films. 1984. V. 114. N 1/2. P. 3—32.
- [2] Яковлев Ю. М. // Обзоры по электронной технике. Сер. 6. Материалы. 1986. № 7. С. 1—56.
- [3] Кудряшкин И. Г., Крутогин Д. Г., Ладыгин Е. А. и др. // ФТТ. 1989. Т. 59. № 3. С. 70—77.
- [4] Ляпченко Н. И., Талалаевский В. М. // УФЖ. 1986. Т. 35. № 11. С. 1716—1718.
- [5] Бержанский В. Н., Петров В. Е., Эдельман И. С., Васильев Г. Г. // Препринт N 606 ИФСО АН СССР. Красноярск, 1991.
- [6] Томпсон М. Дефекты и радиационные повреждения в металлах. М.: Мир, 1971.
- [7] Голицкий В. Н., Мень А. Н., Сеницкий И. А., Чукалин Ю. Г. Структура и магнитные свойства окисных магнетиков, облученных быстрыми нейтронами. М.: Наука, 1986.
- [8] Остафийчук Б. К., Пыльпив В. М., Шевчук П. И. и др. // Металлофизика. 1987. Т. 11. № 4. С. 75—78.
- [9] Башкиров Ш. Ш., Ивойлов Н. Г., Романов Е. С. // ФТТ. 1985. Т. 25. № 9. С. 2853—2856.
- [10] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973.
- [11] Саланский Н. М., Ерухимов М. Ш. Физические свойства и применение магнитных пленок. Новосибирск: Наука, 1975.
- [12] Бержанский В. Н., Петров В. Е., Коробий Ю. Н. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. № 21.
- [13] Takeuchi T., Ohta N., Sugita Y. // IEEE Trans. Mag. 1984. V. MAG-20. N 5. P. 1108—1110.

Симферопольский государственный университет  
им. М. В. Фрунзе

Поступило в Редакцию  
11 апреля 1991 г.  
В окончательной редакции  
2 июля 1991 г.