

- [8] *Валтинов А. П., Мисюра И. В.* Тез. докл. II Всес. научно-технической конф. «Материаловедение халькогенидных и кислородсодержащих полупроводников». Черновцы, 1986, т. I, с. 101.
- [9] *Diell T.* Phys. Rev. B, condensed matter., 1983, vol. 28, N 3, p. 1548—1563.
- [10] *Нагаев Э. Л.* Физика магнитных полупроводников. М.: Наука, 1971. 430 с.

Институт проблем
материаловедения АН УССР
Черновицкое отделение
Черновцы

Поступило в Редакцию
25 марта 1987 г.
В окончательной редакции
16 ноября 1987 г.

УДК 537.622

Физика твердого тела, том 30, в. 4, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 4, 1988

ОСОБЕННОСТИ ОРИЕНТАЦИОННЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В АМОРФНЫХ ПЛЕНКАХ Dy—Co

Г. И. Фиш, Л. И. Вершинина, С. З. Склюев, Г. И. Фролов,
Б. П. Хрусталеv, В. Ю. Яковчук

В аморфных пленках Dy—Co компенсационного состава обнаружено резонансное поглощение, которое связывалось с возникновением ориентационных фазовых переходов (ОФП) между коллинеарными и угловыми фазами [1]. С целью выяснения особенностей этих переходов в данной работе на одних и тех же образцах проведены исследования магнитных свойств пленок Dy—Co различными методами: ФМР ($f=9.2$ ГГц), вращательного анизометра (чувствительность $\sim 3.06 \cdot 10^{-3}$ эрг/дел), электронной микроскопии (микроскопы ПРЭМ-200 и JEM—100 СХ). Ферромагнитные аморфные пленки Dy_xCo_{1-x} ($x=17-25$ ат.%) толщиной 700 Å с перпендикулярной анизотропией (ПА) получены методом вакуумного напыления.

В пленках с концентрацией $25 < x < 17$ ат.% наблюдались широкие линии однородного резонансного поглощения ($\Delta H=300-500$ Э), причем для $x=17$ и 25 ат.% значения резонансных полей при параллельной и перпендикулярной ориентации подмагничивающего поля относительно плоскости пленки почти совпадали по величине, т. е. в этих образцах ПА ($K_u > 0$) сравнима с анизотропией формы и $K_{1, \text{эфф}} = K_u - 2\pi M^2 \sim 0$. В области концентраций $17 < x < 25$ ат.% при определенной магнитной обработке (предварительное намагничивание в полях 3—7 кЭ вдоль нормали к плоскости) появляются пики неоднородного ФМР с $\Delta H \sim 100$ Э и резкой угловой зависимостью резонансных параметров.

На рис. 1 приведена зависимость резонансного поля ($H_{\text{рез}}$) этого поглощения от угла между полем и нормалью к плоскости пленки θ для пленки $Dy_{23}Co_{77}$ (минимумам $H_{\text{рез}}$ соответствуют минимумы ширины линии ΔH). Естественно предположить, что направление, при котором $H_{\text{рез}}$ и ΔH минимальны, соответствует равному положению результирующего магнитного момента. Назовем это направление эффективной осью легкого намагничивания (ОЛН). Отметим, что положение эффективной ОЛН зависит от направления вращения подмагничивающего поля (вращательный гистерезис). Анализ кривых вращающих моментов, полученных на этих же пленках (рис. 1, кривая 2), приводит к такому же выводу, т. е. эффективная ОЛН расположена под углом к нормали (угловая фаза (УФ)) и зависит от направления вращения подмагничивающего поля. Видно наличие гармоники $\sim \sin 4\theta$, возникающей при отличной от нуля константы анизотропии K_2 (амплитуда этой гармоники уменьшается с увеличением поля).

Для сравнения на рис. 1 (кривые 3 и 4) показаны угловые зависимости $H_{\text{рез}}$ и $L_{\text{вращ}}/L_0$ для пленки $Dy_{15}Co_{85}$ некомпенсационного состава. Ширина линии ФМР для этой пленки практически не зависит от угла ($\Delta H \sim 300$ Э).

Видно, что пленки $Du_{15}Co_{85}$ обладают результирующей анизотропией типа «легкая плоскость» и ФМР в них соответствует обычному однородному резонансному поглощению.

Можно указать несколько механизмов появления второй константы анизотропии, которую в отличие от K_2 в кристаллах обозначим $K_{2эф}$. 1) За счет флуктуаций намагниченности и анизотропии, присущих аморфным средам из-за соизмеримости K_2 и $2\pi M^2$, $K_{1эф}$ может меняться по величине и по знаку, что, согласно [2], должно приводить к появлению $K_{2эф}$ и возникновению угловой фазы: $\sin^2 \theta = -K_{1эф}/2K_{2эф}$. 2) При поверхностном окислении, приводящем к образованию слоев с ортогональными осями анизотропии, или при непрерывном изменении намагниченности

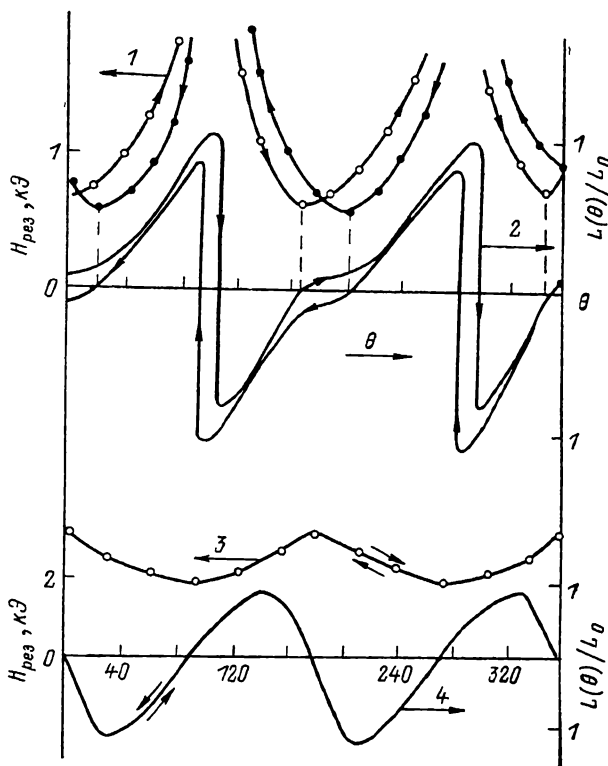


Рис. 1. Угловые зависимости резонансных полей $H_{рез}$ и вращательных моментов $L(\theta)/L_0$ в поле $H=5$ кЭ для пленок $Du_{23}Co_{77}$ (кривые 1 и 2) и $Du_{15}Co_{85}$ (кривые 3 и 4). θ — угол между магнитным полем и нормалью к плоскости пленки.

по толщине образца (например, сформированном в процессе напыления); для описания анизотропии также необходимо введение $K_{2эф} > 0$, которое является функцией магнитного поля [3, 4].

Таким образом, энергия анизотропии должна быть записана в форме: $F_A = K_{1эф} \sin^2 \theta + K_{2эф} \sin^4 \theta$. При $K_{2эф} > 0$, $K_{1эф} < 0$, $K_{1эф} + 2K_{2эф} > 0$ реализуются условия возникновения УФ. Вследствие вырождения энергии основного состояния в УФ может возникать доменная структура [5, 6].

Действительно, при наблюдении ФМР в увеличивающихся и уменьшающихся подмагничивающих полях обнаруживается гистерезис в положении $H_{рез} \sim 100$ Э. После приложения магнитных полей вдоль нормали в плоскости пленки проявлялось выделенное направление намагниченности, положение которого менялось при изменении направления поля. Отметим, что подобная «вращающаяся анизотропия» была обнаружена в «закритических пленках», обладающих страйп-доменами [7]. Эти факты вместе с вращательным гистерезисом свидетельствуют о неоднородном распределении намагниченности в пленках $Du_{23}Co_{77}$.

Непосредственное наблюдение неоднородного распределения намагниченности проводилось на электронном микроскопе. На рис. 2 приведена микрофотография магнитного контраста пленки $Du_{23}Co_{77}$, полученная на участках с $K_u > 0$. Известно, что величина магнитного контраста пропорциональна скорости изменения плоскостной составляющей намагниченности.

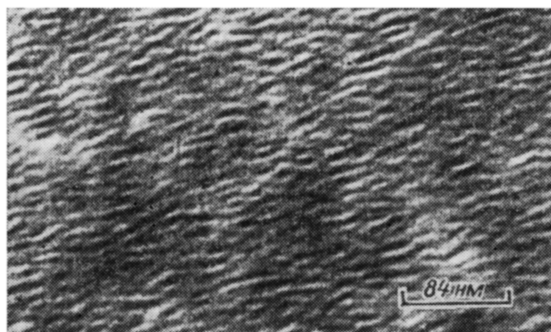


Рис. 2. Магнитный контраст, полученный на пленке $Du_{23}Co_{77}$ методом лоренцевой электронной микроскопии.

Видно, что в полях объективной линзы ($H \sim 2$ кЭ вдоль нормали) в плоскости пленки существует неоднородное распределение намагниченности типа микродоменной страйп-структуры с периодом порядка ~ 100 Å, которое, по-видимому, можно связать с ОФП в УФ.

Авторы выражают благодарность И. Е. Дикштейну и Ф. В. Лисовскому за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Фиш Г. И., Хрусталева Б. П., Фролов Г. И., Яковчук В. Я. ФТТ, 1986, т. 28, № 7, с. 2205—2207.
- [2] Синицын Е. В., Бострем И. Г. ЖЭТФ, 1983, т. 85, № 2 (8), с. 661—669.
- [3] Йелон А. В сб.: Физика тонких пленок. М.: Мир, 1973, т. VI, с. 228—333.
- [4] Tsunashima S., Itatima K., et al. Jap. Appl. Phys., 1977, vol. 16, N 6, p. 1051—1052.
- [5] Белов К. П., Звездин А. К., Кадошцева А. М., Левитин Р. З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979. 320 с.
- [6] Барьяхтар В. Г., Богданов А. И., Яблонский Д. А. ФНТ, 1986, т. 12, № 1, с. 43—54.
- [7] Koikeda T., Suzuki K., Chikazumi S. Appl. Phys. Lett., 1964, vol. 4, N 9, p. 160—162.

Институт физики

им. Л. В. Киренского СО АН СССР
Красноярск

Поступило в Редакцию
15 июля 1987 г.

В окончательной редакции
18 ноября 1987 г.

УДК 539.143.43

Физика твердого тела, том 30, в. 4, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 4, 1988

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВРЕМЕНИ ЯДЕРНОЙ ПОПЕРЕЧНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЕ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

З. П. Суладзе, К. О. Хуцишвили

Экспериментальные исследования в магнетиках указывают на зависимость времени ядерной поперечной релаксации T_2 от температуры [¹⁻³]. Например, в поликристаллических образцах литиевого феррита ($Li_{0.5}Fe_{2.5}O_4$) наблюдается монотонный рост T_2 при понижении температуры [³].

В настоящее время рассматриваются различные механизмы ядерной магнитной релаксации [^{1, 3}]. Одним из наиболее эффективных механиз-