

УДК 548 : 537.611.46

© 1992

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК FeV_2O_4 ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ КЮРИ

Е. В. Бабкин, С. Сапаров, А. А. Чарьев

Обсуждены особенности на температурных зависимостях вращающего момента и электросопротивления монокристаллических пленок FeV_2O_4 . Показано, что немонотонные температурные зависимости этих свойств обусловлены ориентационным магнитным фазовым переходом, который возможен при определенном сочетании температурных зависимостей намагниченности и константы наведенной магнитной анизотропии.

Магнитные и электрические свойства монокристаллических пленок FeV_2O_4 были подробно обсуждены в работе [1], где показано, что смена типа магнитного фазового перехода, возникновение одноосной магнитной анизотропии и зависимость магнитных и электрических свойств пленок от толщины обусловлены сильными напряжениями со стороны подложки при наличии кооперативного эффекта Яна—Теллера. За пределами рассмотрения остались моменты, не связанные с предложенной моделью взаимодействия магнитного и структурного параметров порядка. В настоящей работе описаны особенности вращающего момента и электросопротивления монокристаллических пленок FeV_2O_4 вблизи температуры Кюри.

На рис. 1 показана характерная температурная зависимость вращающего момента пленки $\text{Fe}_{1.08}\text{V}_{1.92}\text{O}_4$ толщиной 530 Å во внешнем магнитном поле напряженностью 8 кЭ под углом 50° к оси легкого намагничивания (нормали к плоскости пленки). Ее особенностью является достаточно резкий рост вращающего момента вблизи температуры Кюри, в той или иной степени присутствующий в пленках других толщин. Данный эффект сопровождается немонотонным изменением электропроводности в этой же области температуры (рис. 2).

Одна из возможных причин указанных явлений может заключаться в определенном сочетании температурных зависимостей намагниченности и константы магнитной анизотропии, при котором возможно немонотонное изменение ориентации магнитного момента пленки. Таким образом, вблизи температуры Кюри могут быть два фазовых перехода: переход в парамагнитную фазу и ориентационный фазовый переход. При этом немонотонное изменение электросопротивления является следствием немонотонной магнитоэлектрической деформации, вызванной вращением намагниченности; сильное влияние деформации пленок FeV_2O_4 на их электрические свойства отмечено в [1]. Поскольку этот вопрос носит общий характер для тонких магнитных пленок, исследуем условия, при которых данный эффект возможен.

Рассмотрим плотность свободной энергии пленки, помещенной во внешнее магнитное поле напряженностью H под углом ψ к оси легкого намагничивания

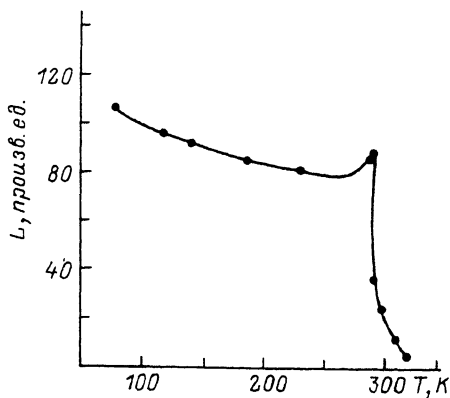


Рис. 1. Температурная зависимость вращающего момента пленки $\text{Fe}_{1.08}\text{V}_{1.92}\text{O}_4$, в магнитном поле напряженностью 8 кЭ; угол между направлением поля и оси легкого намагничивания 50 град.

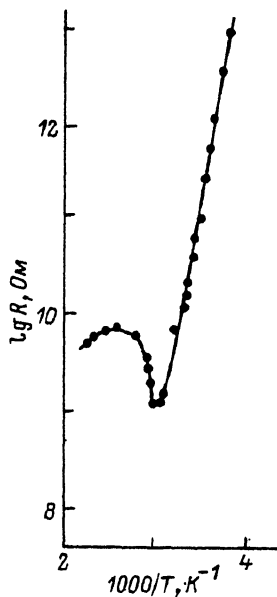


Рис. 2. Температурная зависимость электросопротивления пленки $\text{Fe}_{1.08}\text{V}_{1.92}\text{O}_4$.

$$f = k_n \sin^2(\psi - \theta) - 2\pi M^2(\psi - \theta) - MH \cos \theta, \quad (1)$$

где k_n — константа наведенной магнитной анизотропии, M — намагниченность насыщения, θ — угол между векторами намагниченности и напряженности магнитного поля.

Из условия минимума плотности свободной энергии можно получить выражение для вращающего момента на единицу объема

$$L = k \sin 2(\psi - \theta), \quad (2)$$

$$k = k_n - 2\pi M^2,$$

которое вместе с классическим выражением

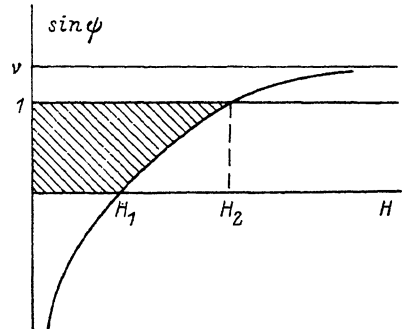
$$L = [MH] \quad (3)$$

позволяет получить связь между измеряемыми величинами

$$\psi = \arcsin \frac{L}{MH} + \frac{1}{2} \arcsin \frac{L}{k}. \quad (4)$$

Условием реализации данного ориентационного фазового перехода является равенство $dL/dT = 0$, которое, согласно (4), имеет вид

Рис. 3. Область ориентационного фазового перехода на диаграмме в координатах $(H, \sin \psi)$.



$$\frac{dM}{dT} \frac{1}{M^2 H} \sqrt{1 - \left(\frac{L_k}{k}\right)^2} + \frac{1}{2} \frac{dk}{dT} \frac{1}{k^2} \sqrt{1 - \left(\frac{L_k}{MH}\right)^2} = 0, \quad (5)$$

где L_k — минимальное значение вращающего момента.

Выясним экспериментальные условия наблюдения эффекта. В случае слабых магнитных полей уравнение (5) имеет вид

$$\left(\frac{dk}{dT} \frac{1}{k^2}\right)^2 - \frac{1}{M^4 H^2} \left(\frac{dM}{dT}\right)^2 = \left[\left(\frac{dk}{dT} \frac{1}{k^2}\right)^2 - \frac{1}{M^4 H_k^2} \left(\frac{dM}{dT}\right)^2\right] \sin^2 \psi. \quad (6)$$

Фазовая диаграмма в координатах $(H, \sin \psi)$ показана на рис. 3, где штриховыми линиями отмечена область переориентации магнитного момента, здесь

$$H_1 = 2H_k^2 \left(\frac{dM}{dT}\right) \left(\frac{dk}{dT}\right)^{-1}, \quad (7)$$

$$H_2 = H_k = \frac{k}{M}, \quad (8)$$

$$\nu = \left[1 - H_k^2 \left(\frac{dM}{dT}\right)^2\right]. \quad (9)$$

Таким образом, в определенной области углов и полей вблизи температуры Кюри возможно сосуществование двух магнитных фазовых переходов: фазового перехода в парамагнитное состояние и ориентационного фазового перехода с немонотонным изменением ориентации магнитного момента.

Список литературы

[1] Чарьев А. А., Бабкин Е. В., Баранов А. В. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 10. С. 175—181.

Институт физики им. Л. В. Киренского
СО РАН
Красноярск

Поступило в Редакцию
31 июля 1991 г.