

## МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЛАБЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Г.С.Кринчик, В.Е.Зубов

Показано, что аномально большие магнитооптические эффекты в слабых ферромагнетиках обусловлены не абсолютной величиной результирующего магнитного момента и не его переориентацией, а переориентацией вектора антиферромагнетизма, сопровождающей перемагничивание слабого ферромагнетика. В ходе эксперимента наблюдались эффекты разрушения поверхностного магнетизма гематита внешним магнитным полем.

В одной из первых работ по исследованию магнитооптических свойств слабых ферромагнетиков-ортоферритов было обращено внимание на неожиданно большую величину полярного эффекта Керра [1]. Эффект оказался примерно таким же, как в ферромагнетиках-ферритах-гранатах, хотя спонтанная намагниченность ортоферритов примерно в двадцать раз меньше, чем спонтанная намагниченность иттриевого феррита-граната. Наиболее ярко это аномальное поведение слабых ферромагнетиков выступило при исследовании гематита  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ . Измеренный в работе [2] экваториальный эффект Керра в гематите оказался примерно

таким же как и в ферромагнитных диэлектриках, хотя спонтанный ферромагнитный момент гематита примерно в тысячу раз меньше, чем суммарная намагниченность его подрешеток. При обсуждении работы [2] А.С.Боровик-Романов и И.Е.Дзялошинский высказали предположение, что аномально большие магнитооптические эффекты в слабых ферромагнетиках обусловлены переориентацией вектора антиферромагнетизма  $L$  при перемагничивании слабого ферромагнетика. Данное исследование посвящено экспериментальной проверке указанной гипотезы.

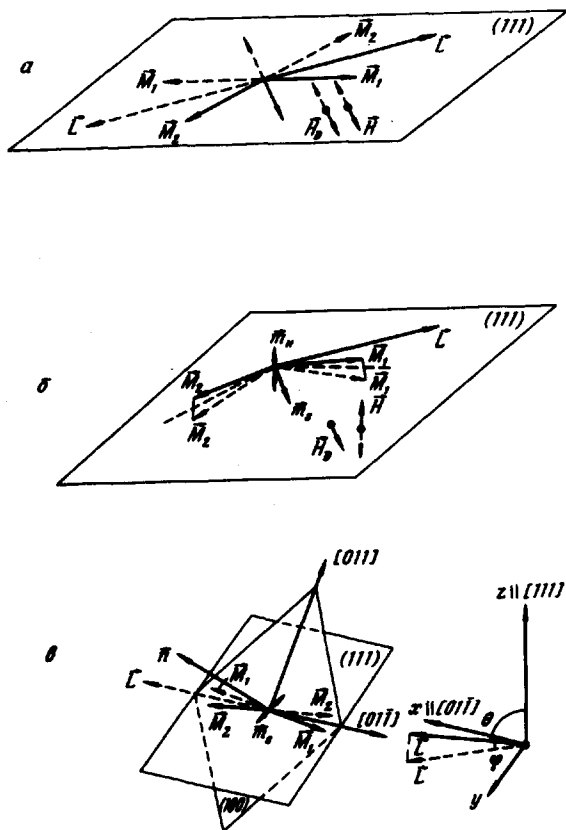


Рис. 1

Идея эксперимента состояла в том, чтобы осуществить измерение магнитооптического эффекта в двух случаях, когда результирующая намагниченность совпадает по величине, но в одном случае при перемагничивании кристалла вектор антиферромагнетизма изменяет свою ориентацию, а во втором – нет. Первый случай реализуется при перемагничивании спонтанного ферромагнитного момента  $m_s$ , второй – при перемагничивании наведенного внешним полем момента  $m_H$ . На рис. 1 приведены схемы, поясняющие сказанное. На рис. 1,а показано как происходит изменение ориентации подрешеток при перемагничивании гематита в базисной плоскости. При этом наблюдается экваториальный эффект Керра  $\delta$  для света, плоскость поляризации которого перпендикулярна вектору  $m_s$ . Соответствующая этому случаю кривая зависимости  $\delta(H)$  приведена на рис. 2. На рис. 1,б показано, что при изменении ориентации  $m_H$  ориентация подрешеток не изменяется (при этом мы отвлекаемся от учета влияния дважды релятивистских взаимодействий, кото-

рые могут привести к повороту спин-системы в базисной плоскости [3]). Заметим, что величина  $m_H$  может сравнительно легко достигать значений  $m_s$  поскольку поле Дзялошинского для гематита равно  $22 \text{ кэ}$  [4]. На рис. 1,в изображена ситуация, аналогичная 1,а, для небазисной плоскости гематита (100). В этом случае может наблюдаться не только экваториальный эффект Керра (соответствующая кривая при  $H \parallel [01\bar{1}]$  приведена на рис. 2), но и полярный эффект Керра за счет нормальной составляющей намагниченности  $m_s^n$ . Таким образом, осуществить задуманный эксперимент можно, например, сравнив значения полярного эффекта Керра в случаях 1,б и 1,в, обусловленные соответственно нормальными к поверхности составляющими магнитного момента  $m_H^n$  и  $m_s^n$ .

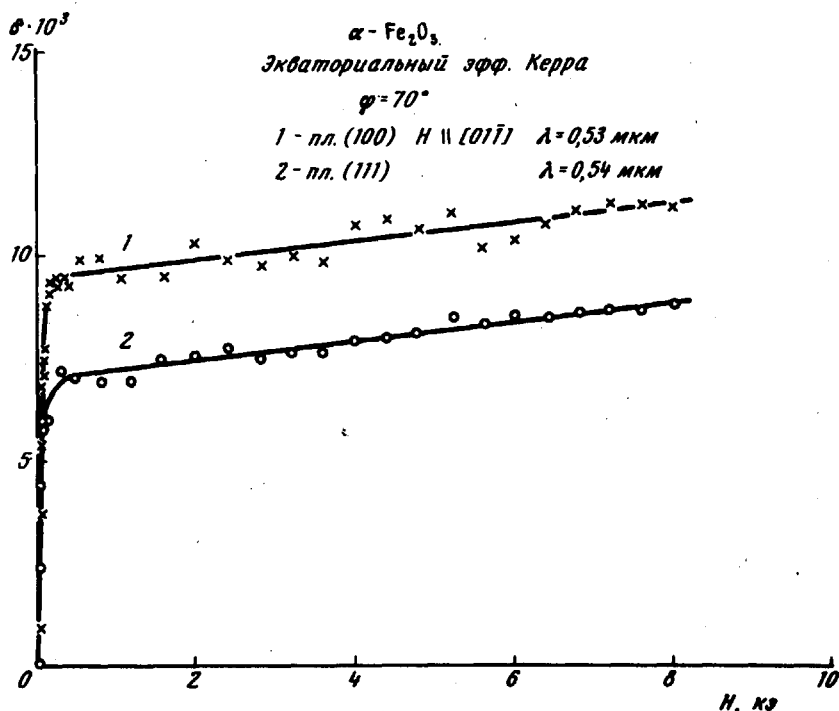


Рис. 2

Однако в случае 1,в имеется одно осложняющее обстоятельство. Дело в том, что как показано в работе [2] на небазисных гранях гематита возникает поверхностный магнетизм, т.е. макроскопический переходный слой типа доменной границы, в котором, в частности, при подходе к поверхности нормальная составляющая намагниченности  $m_s^n$  обращается в нуль. В связи с этим нами были проведены расчеты критического поля, которое может разрушить поверхностный магнетизм на небазисной грани гематита и вывести  $m_s^n$  на поверхность. Оценки показали, что определяющую роль в закреплении  $m_s^n$  на поверхности в гематите играет магнитодипольное взаимодействие. Энергия магнитной анизотропии в объеме кристалла гематита складывается из двух противоположных по знаку и почти равных по величине компонент [5] — энергии магнитодипольного взаимодействия и одноионной кристалли-

ческой анизотропии. Естественно допустить, что в противоположность магнитодипольной одноионная анизотропия мало изменяется на поверхности по сравнению с объемом. При указанном предположении была рассчитана энергия поверхностной анизотропии для граней (100) и (111) гематита в двух случаях: когда последняя атомная плоскость ионов  $\text{Fe}^{3+}$  состоит из ионов типа 1 или 2 [3]. Ниже приводятся выражения для плотностей указанных энергий (в эрг/см<sup>2</sup>)

$$\sigma_{(100)}^1 = -0,1 \sin^2 \theta \cos^2 \phi + 0,1 \sin^2 \theta \sin^2 \phi - 0,01 \cos^2 \theta - 0,25 \sin \theta \times \\ \times \cos \theta \sin \phi$$

$$\sigma_{(100)}^2 = 0,24 \sin^2 \theta \cos^2 \phi - 0,03 \sin^2 \theta \sin^2 \phi - 0,21 \cos^2 \theta + 0,04 \sin \theta \times \\ \times \cos \theta \sin \phi$$

$$\sigma_{(111)}^1 = 0,24 \cos^2 \theta$$

$$\sigma_{(111)}^2 = -0,24 \cos^2 \theta$$

$\theta, \phi$  – сферические углы вектора  $L$  (рис. 1,  $\epsilon$ ). На большинстве исследованных небазисных граней гематита наблюдался поверхностный магнетизм, который объясняется учетом энергии  $\sigma_{(100)}^2$ . Отсюда можно сделать интересное обратное заключение – естественный рост граней типа (100), как правило, заканчивается атомной плоскостью, состоящей из ионов  $\text{Fe}^{3+}$  типа 2. Расчет показал, что при учете  $\sigma_{(100)}^2$  ширина поверхностного магнитного слоя в поле  $H = 1$  кэ примерно 0,4 мкм, и этот слой уничтожается путем уменьшения его ширины и разворота вектора  $L$  в поле  $H \parallel y$  (рис. 1,  $\epsilon$ ) порядка 20 кэ. Действительно, эксперимент по измерению полярного эффекта Керра на небазисных гранях нескольких кристаллов<sup>1)</sup> обнаружил степенное нарастание полярного эффекта с увеличением поля перпендикулярного поверхности образца (рис. 3), что можно интерпретировать как результат стирания поверхностного магнетизма. Из хода кривой  $\alpha_K(H)$  видно, что полного разрушения поверхностного магнетизма в поле 13,5 кэ еще не произошло. Заметим, что процесс намагничивания монокристалла гематита при отсутствии влияния поверхностного магнетизма заканчивается в полях  $\sim 200$  э (см. рис. 2). Полученный результат подтверждается и наличием полярного эффекта при наложении поля в плоскости образца вдоль оси [011]. При этом точки кривой 1 при пересчете на эквивалентное значение  $m_s^n$  хорошо ложатся на кривую 2 (крестики на рис. 3). В то же время полярный эффект на базисной плоскости в нормальных полях до 13,5 кэ (при  $m_H^n \approx m_s^n$  на небазисной плоскости) оказался практически равным нулю (кривая 3, на рис. 3). Этот результат, по нашему мнению, однозначно доказывает, что аномально большие магнитооптические эф-

<sup>1)</sup> В некоторых случаях наблюдалась более сложная картина, которая связана с особенностями поверхностного магнетизма и заслуживает специального обсуждения.

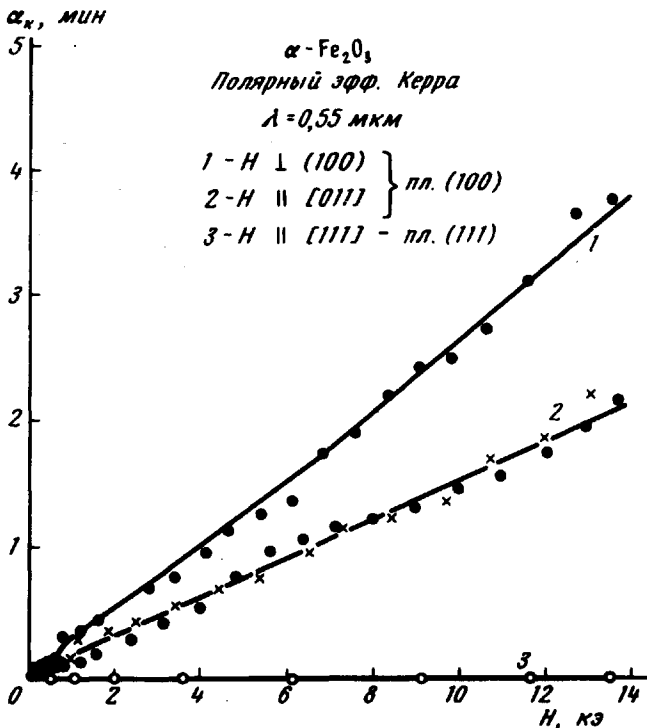


Рис. 3

эффекты в слабых ферромагнетиках определяются не абсолютной величиной  $m$  и его переориентацией, а сопровождающей перемагничивание  $m_s$  переориентацией всей спин-системы слабого ферромагнетика в том числе и его вектора антиферромагнетизма  $L$ . Сказанное не нужно понимать в том смысле, что вектор  $L$  слабого ферромагнетика аналогичен в магнитооптических свойствах вектору  $I$  ферро- или ферримагнетика. Например, наличие нормальной компоненты  $L$  на поверхности не вызывает появления полярного эффекта Керра. Более того, даже переориентация вектора  $L$  в антиферромагнетике может не сопровождаться большими нечетными магнитооптическими эффектами. Дело, по-видимому, обстоит таким образом, что те же микроскопические механизмы, которые приводят к появлению поля Дзялошинского и в итоге  $m_s$  слабого ферромагнетика, приводят также и к появлению anomalously больших недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости, которые изменяют знак при переориентации векторов  $m_s$ ,  $L$  и  $H_D$  и тем самым вызывают anomalously большие линейные по  $m_s$  магнитооптические эффекты в слабых ферромагнетиках. Возможно поэтому, что при построении количественной теории магнитооптических эффектов в слабых ферромагнетиках выяснится, что подтвержденная в данной работе гипотеза Боровика-Романова и Дзялошинского и гипотеза Кана с сотрудниками [1] о роли анизотропного замораживания орбитального момента в магнитооптических явлениях окажутся связанными между собой.

Московский  
 государственный университет  
 им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию  
 11 июля 1974 г.

## Литература

- [ 1 ] F.I.Kohn, P.S.Pershan, I.P.Remeika. Phys. Rev., **186**, 891, 1969.
  - [ 2 ] Г.С.Кринчик, А.П.Хребтов, А.А.Аскоченский, В.Е.Зубов. Письма в ЖЭТФ, **17**, 9, 466, 1973.
  - [ 3 ] И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, **32**, 1547, 1957.
  - [ 4 ] А.С.Боровик-Романов. Проблемы магнетизма. М., изд. Наука, 1972, стр. 47.
  - [ 5 ] I.O.Artman, I.C.Murphy, S.Foner. Phys. Rev., **138**, A912, 1965.
-