

бывания неспаренного электрона на $3s$ - и $3p$ -орбиталях фосфора соответственно как $C_{3s}^2 = A/A^* = 20.8/3640 = 0.0057$, $C_{3p}^2 = B/B^* = 1.2/103 = 0.0116$. Следовательно, полную вероятность пребывания неспаренного электрона на атоме фосфора в алмазе можно оценить как $C_{3s}^2 + C_{3p}^2 = 0.017$. Аналогичная вероятность на азоте в алмазе составляет 0.29 [3]. Установление более детальных структурных особенностей вхождения фосфора в кристаллическую решетку алмаза потребует получения констант A и B на основе теоретических моделей кристалла и сравнения их с экспериментальными.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Александров И. В., Гончаров А. Ф., Зисман А. Н., Стишов С. М. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 2(8). С. 680—691.
- [2] Самсоненко Н. Д., Соболев Е. В. // Письма в ЖЭТФ. 1967. Т. 5. № 9. С. 304—306.
- [3] Smith W. V., Sorokin P. P., Gelles I. L., Lasher G. S. // Phys. Rev. 1959. V. 115. N 6. P. 1546—1552.
- [4] Watson R. E., Freeman A. J. // Phys. Rev. 1961. V. 123. P. 521—528.
- [5] Эткинс П., Саймонс М. Спектры ЭПР и строение неорганических радикалов. М.: Мир, 1970. 306 с.

Макеевский инженерно-строительный институт

Поступило в Редакцию
25 марта 1991 г.

© Физика твердого тела, том 33, № 8, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 8, 1991

ОРИЕНТАЦИОННЫЙ МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В НИТЕВИДНЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ ЖЕЛЕЗА

В. Е. Зубов, Г. С. Кринчик, С. Н. Кузьменко

В работе [1] была измерена спектральная зависимость четного по на магничности ориентационного магнитооптического эффекта (ОМЭ) в железе в ближней инфракрасной области спектра. При исследовании 180° доменных границ (ДГ) в монокристаллах железа при нормальном падении света наблюдался большой эффект, который был интерпретирован как ОМЭ [2]. Однако последующее изучение этого эффекта показало, что он имеет необычные поляризационные свойства, противоречащие этой простейшей интерпретации. В настоящей работе приводятся результаты исследования поляризационных свойств указанного эффекта, наблюдающегося при колебаниях 180° и 90° ДГ, а также сообщается об измерении истинного ОМЭ на монокристаллах железа в видимой области спектра.

Исследования проводились на нитевидных монокристаллах железа квадратного сечения со стороной $t = 30 \div 150$ мкм и длиной несколько мм с оптически совершенными гранями типа (100). Доменная структура образцов визуализировалась с использованием меридианального эффекта Керра в установке, собранной на базе микроскопа МБС-10. Образцы, как правило, имели одну 180° ДГ, расположенную в центре вдоль оси кристаллов, которая могла прерываться ромбовидными доменами с намагниченностью в них, направленной перпендикулярно указанной оси. Схематически доменная структура и используемые системы координат показаны на рис. 1. Измерения производились с помощью высокочувствительного магнитооптического микромагнетометра, созданного на базе металлографического микроскопа МИМ-8 и описанного в [3]. Числовая апертура использованного иммерсионного объектива составляла 1.25.

На рис. 2 представлены результаты измерения указанного необычного эффекта при нормальном падении света для двух поляризаций: 1) вектор

световой волны \mathbf{E} лежит в плоскости xz (кривая 1), 2) вектор \mathbf{E} лежит в плоскости yz (кривая 2). Кривые получены при перемещении входного окна фотоумножителя в плоскости изображения микроскопа вдоль оси x , т. е. поперек колеблющейся в переменном поле H_y 180° ДГ. Входное окно имело размеры 0.2×3.5 мкм и длинной стороной было ориентировано вдоль ДГ. Из рис. 2 видно, что эффект резко анизотропен по величине. В то же время при повороте плоскости поляризации света на 90° ОМЭ должен был только изменить знак, поскольку намагниченность в ДГ коллинеарна оси x , а в соседних доменах параллельна оси y . Аналогичный результат получен при сканировании входного окна фотоприемника вдоль оси x' перпендикулярно колеблющейся 90° ДГ: 1) эффект, несколько меньший по сравнению с представленным на рис. 2, наблюдался для случая, когда вектор \mathbf{E} световой волны лежал в плоскости $x'z$, т. е. был перпендикулярен 90° ДГ; 2) эффект практически отсутствовал, когда вектор \mathbf{E} лежал в плоскости $y'z$.

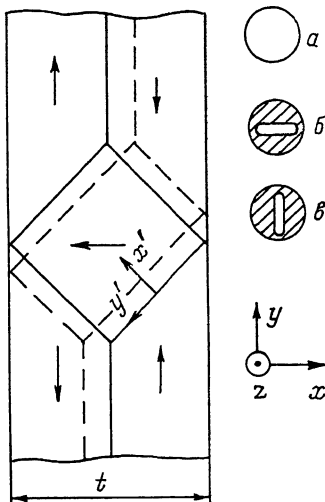


Рис. 1. Фрагмент доменной структуры в нитевидном монокристалле железа.

Штрихами показана доменная структура, наблюдаемая при наложении поля $H_y > 0$. Справа — различные апертурные диафрагмы, использованные в эксперименте.

Мы поставили контрольный эксперимент на доменах, соседствующих с 90° ДГ в том же образце (поперечный размер образца $t=70$ мкм). В дальнейшем будем называть доменным эффектом, обусловленный намагниченностью доменов, а граничным — эффектом, обусловленный выходом намагниченности на поверхность образца в области самой ДГ. Указанный доменный эффект (рис. 3), измеренный в белом свете при его нормальном па-

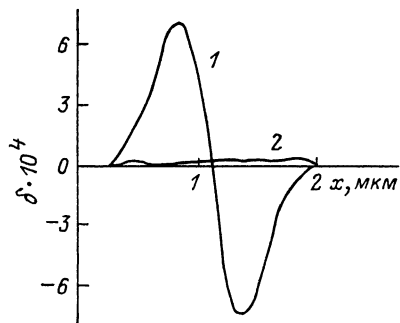


Рис. 2. Интенсивностный магнитооптический эффект, наблюдаемый в случае нормального падения света при сканировании фотоприемника вдоль направления, перпендикулярного к колеблющейся 180° ДГ.

Диаметр АД равен 4 мм. $H_{0y}=0.2$ Э, где H_{0y} — амплитуда поля H_y . Кривая 1 измерена при $\mathbf{E} \parallel$ плоскости xz , кривая 2 — $\mathbf{E} \parallel yz$.

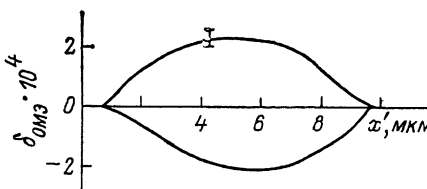


Рис. 3. ОМЭ, измеренный при сканировании фотоприемника вдоль линии, параллельной оси x и проходящей через середину 90° ДГ (рис. 1), при колебаниях 90° ДГ в поле H_y .

Диаметр АД равен 2 мм, $H_{0y}=6$ Э. Кривая 1 — $\mathbf{E} \parallel$ плоскости xz , кривая 2 — $\mathbf{E} \parallel yz$.

дении и больших амплитудах раскочки 90° ДГ ($\Delta \sim 5$ мкм), действительно оказался ориентационным эффектом, изменяющим знак при повороте \mathbf{E} на 90° от оси x к оси y . Но абсолютная величина его $\delta_{\text{ОМЭ}} \approx 2 \cdot 10^{-4}$ оказалась значительно меньше, чем величина эффекта, представленного кривой 1 на рис. 2. Использование светофильтров ЖС18 и ПС8, отсекавших часть спектра с $\lambda \leq 0.5$ и $\lambda \leq 0.65$ мкм соответственно, практически

не изменило величину наблюдаемого ОМЭ. Аппроксимация спектральной зависимости ОМЭ, измеренной в инфракрасной области [1], в видимую область спектра дает величину эффекта, согласующуюся с наблюдаемой в настоящей работе.

В своей недавней работе [4] Шефер и Хуберт приводят ряд визуальных наблюдений ДГ в ферромагнетиках, на основании которых делают вывод о существовании нового магнитооптического эффекта, связанного с неоднородным распределением намагниченности, т. е. с появлением в компонентах тензора диэлектрической проницаемости некоторых линейных комбинаций производных составляющих вектора намагниченности \mathbf{M} по координатам. Казалось бы, описанный в этой работе эффект мог быть одним из частных случаев нового эффекта [4], однако его поляризационные свойства противоречат предложенной Шефером и Хубертом феноменологической теории нового эффекта. Авторы [4] предлагают для описания новых градиент-зависимых эффектов в плоскости xy следующий тензор диэлектрической проницаемости:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} \end{pmatrix},$$

где

$$\epsilon_{xx} = -\epsilon_{yy} \sim -\frac{\partial M_x}{\partial y} - \frac{\partial M_y}{\partial x},$$

$$\epsilon_{xy} = \epsilon_{yx} \sim \frac{\partial M_x}{\partial x} - \frac{\partial M_y}{\partial y}.$$

Соотношение между ϵ_{xx} и ϵ_{yy} показывает, что $|\epsilon_{xx}| = |\epsilon_{yy}|$, и, следовательно, оно противоречит экспериментальным данным (рис. 2).

Заметим теперь, что поляризационные свойства эффекта (рис. 2) полностью совпадают с жесткими поляризационными свойствами гироэлектрического доменного экваториального эффекта Керра (ЭЭК). А именно он отличен от нуля для p -компоненты линейно-поляризованного света (кривая 1) и практически равен нулю для s -компоненты (кривая 2). Поэтому можно предположить, что в данном случае мы имеем дело не с граничным эффектом, а с доменным эффектом, возникающим из-за способа наблюдения ДГ в непараллельном пучке света высокоапертурного объектива микроскопа.

ЭЭК при нормальном падении света на образец в микроскопе, вообще говоря, должен обращаться в нуль, потому что он нечетен по углу падения света φ , и вклады в этот эффект для пучков света с $+\varphi$ и $-\varphi$ должны компенсироваться. По-видимому, при исследовании ДГ с помощью высокоапертурного объектива происходит раскомпенсация этих вкладов, и в результате возникает отличный от нуля эффект с поляризационными свойствами доменного эффекта, не зависящий от структуры ДГ. Для дополнительной проверки этого предположения мы провели измерения с использованием в магнитооптическом микромагнетометре апертурных диафрагм (АД) различного размера и формы, которые определяли угловую апертуру и форму падающего на образец пучка света (при увеличении диафрагмы угловая апертура пучка увеличивается). В частности, для случая, когда вектор \mathbf{E} лежит в плоскости xz , уменьшение апертуры пучка приводило к уменьшению эффекта. Использование АД со щелью, параллельной оси x (рис. 1, вставка б), привело к некоторому возрастанию эффекта по сравнению с открытой диафрагмой (вставка а), а при использовании АД (вставка в) эффект существенно уменьшился. При использовании диафрагмы б лучи света лежат в плоскостях, близких к плоскости xz , и при этом осуществляется наиболее благоприятная ситуация для появления ЭЭК. В случае в лучи близки к плоскости yz , параллельной ДГ, и доменный ЭЭК в этой ситуации должен быть мал. Когда вектор \mathbf{E} лежал в плоскости yz , эффект при использовании различных АД отсутствовал. Эксперименты с АД подтверждают предположение о том, что наблюдаемый

эффект обусловлен раскомпенсацией вкладов в ЭЭК от пучков света с углами падения $+\varphi$ и $-\varphi$. Конкретной причиной раскомпенсации может быть магнитооптический аналог эффекта Гоос—Хенхен [5]. По нашему мнению, предложенное объяснение согласуется с экспериментальными наблюдениями Шефера и Хуберта.

С п и с о к л и г е р а т у р ы

- [1] Криничик Г. С., Чепурова Е. Е., Юрченко С. Е. // ФТТ. 1973. Т. 15. С. 3069—3071.
- [2] Криничик Г. С., Бенидзе О. М. // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. № 6 (12). С. 2180—2194.
- [3] Зубов В. Е., Криничик Г. С., Кудakov А. Д. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 6 (12). С. 243—249.
- [4] Schafer R., Hubert A. // Phys. Stat. Sol. (a). 1990. V. 118. P. 271—288.
- [5] Goos F., Hanchen H. // Ann. der Physik. 1949. H. 6. S. 251; Федоров Ф. И. // Журн. прикл. спектр. 1977. Т. 27. № 4. С. 580—588.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова
Физический факультет

Поступило в Редакцию
1 марта 1991 г.

В окончательной редакции
27 марта 1991 г.

УДК 621.315.592

© Физика твердого тела, том 33, № 8, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 8, 1991

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ТОНКИХ ПЛАСТИН ПРИ ЗЕРКАЛЬНОМ ОТРАЖЕНИИ ФОНОНОВ ОТ ГРАНИЦ

Ф. Ф. Агаев, Н. М. Гусейнов, К. А. Рустамов

В работе [1] была рассмотрена фононная теплопроводность тонких пластин при низкой температуре, когда основными источниками рассеяния фононов являются трехфононный ангармонизм, рассеяние на дефектах и границах пластины. При этом считалось, что отражение фононов на граничных плоскостях происходит диффузным образом. Было показано, что картина областей различных режимов нестационарной теплопроводности, изображенная на плоскости параметров L и $1/T_0$ (L — характерный размер фононной неоднородности, T_0 — температура равновесного состояния пластины), существенно зависит от соотношения толщины пластины d с характерным размером d_0 , зависящим от характеристик кристалла. В частности, диффузное граничное рассеяние приводит к тому, что теплопроводность, определяемая подтепловыми фононами (основной вклад в интеграл, определяющий поток энергии, дают фононы с энергиями $\hbar\omega \sim \hbar\bar{\omega} \ll T_0$), при $d < d_0$ отсутствует.

В настоящее время развита методика экспериментов [2], позволяющая изучать теплопроводность тонких пленок в зависимости от их толщины и состояния поверхности. В этой связи интересно было бы провести классификацию различных режимов теплопроводности на плоскости параметров L и $1/T_0$ для другого предельного случая при чисто зеркальном отражении фононов от границ пластины.

Важную роль в этой задаче играет конверсия поляризации фононов при граничном рассеянии. При отсутствии конверсии получился бы результат объемного случая [3], поскольку упругое зеркальное отражение фононов на границах не повлияло бы на вид анизотропной части функции распределения фононов, определяющей поток энергии. Учет конверсии поляризации может привести из-за различия во взаимодействии поперечных и продольных фононов с тепловыми к тому, что анизотропная часть функции распределения будет зависеть от координаты z в перпендикуляр-