

энергии и плотности ионных потоков, облучающих пленку. Осцилляция связана с наличием в разряде вблизи анода дискретных областей ионизации.

3. Показано, что α -фаза Та обладает большей дисперсностью, чем β -фаза Та.

Авторы выражают искреннюю благодарность Г. Е. Горюнову за помощь при проведении экспериментов.

Литература

1. Read M.H., Altman C. // J. Appl. Phys. Lett. 1965. 7. P. 51.
2. Burbank R.D. // J. Appl. Cryst. 1973. 6. P. 217.
3. Feinstein L.G., Hutterman R.D. // Thin Solid Films. 1973. 16. P. 129.
4. Westwood W.D., Waterhouse N., Wilcox P.S. // Ta-Thin Films. L.: Acad. Press, 1973. P. 11.
5. Wilcox P.S., Westwood W.D. // Can. J. Phys. 1971. 49. P. 1543.
6. Hoogeveen R., Moske M., Geisler H., Samwer K. // Thin Solid Films. 1996. 275. P. 203.
7. Stelmack L.A., Thurman C.T., Thompson G.K. // Phys. Rev. 1989. B37/38. P. 787.
8. Гусева М.Б. // Изв. АН. СССР, сер. физ. 1986. 50, № 3. С. 459.
9. Палатник Л.С., Фукс М.Я., Косевич В.Ш. Механизм образования и субструктура конденсированных пленок. М.: Наука, 1972.
10. Matsunami N., Yamasura Y. // Atomic Data and Nucl. Data Tables. 1984. 31. P. 1.
11. Лейшак К. Взаимодействие излучения с твердым телом и образование элементарных дефектов. М.: Атомиздат, 1979.
12. Павлов Е.В. Ионная имплантация в полупроводниках и других материалах. Вильнюс, 1985.
13. Иверонова В.И., Ревкевич Г.П. Теория рассеяния рентгеновских лучей. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1972.

Поступила в редакцию
22.11.00

УДК 537.622.5

СООТНОШЕНИЕ ОБМЕННОЙ И РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЭНЕРГИЙ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ ЛИНЕЙНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ Cr_2O_3

С. С. Кротов, А. В. Лисняк

(кафедра общей физики для естественных факультетов;
кафедра квантовой статистики и теории поля)

E-mail: alisniak@mail.ru

В рамках феноменологического подхода рассмотрен линейный магнитоэлектрический (МЭ) эффект в Cr_2O_3 . Показано, что продольная часть (в случае, когда внешнее поле параллельно оси третьего порядка) МЭ-эффекта в Cr_2O_3 обусловлена обменным взаимодействием, а поперечная — релятивистским, и на этой основе объяснено изменение тензора МЭ-эффекта α_{ij} при спин-флоп-переходе, а также найдены отличные от нуля в спин-флоп-фазе Cr_2O_3 компоненты вектора тороидального момента \mathbf{T} .

Более ста лет назад Пьер Кюри впервые высказал идею о возможности индукции электрической поляризации магнитным полем и соответственно намагничивания — электрическим [1]. Но лишь после привлечения в физику твердого тела идей «магнитной симметрии» Ландау и Лифшиц (см. [2]) выдвинули предположение о том, что в некоторых веществах в принципе возможен магнитоэлектрический (МЭ) эффект, т.е. наличие в свободной энергии линейного по электрическому и магнитному полям члена. В работе Дзялошинского [3] содержался уже и конкретный пример магнитоэлектрика — антиферромагнетика Cr_2O_3 . Несмотря на то что МЭ-эффект давно известен и дает заманчивую с точки зрения его приложений возможность влиять через магнитную составляющую системы на ее электрические свойства и наоборот, этот эффект до

сих пор не нашел значимого применения в технике, в частности, из-за относительно малой величины энергии соответствующего взаимодействия. Тем не менее изучение МЭ-эффекта по-прежнему привлекает внимание исследователей во всем мире [4].

До сих пор одним из наиболее изученных МЭ-материалов является Cr_2O_3 , в котором МЭ-эффект был предсказан исходя из инвариантности МЭ-части термодинамического потенциала ($F_{ME} = -\alpha_{ij} E_i H_j$, где E_i и H_j — компоненты электрического и магнитного полей соответственно, $i, j = x, y, z$) относительно операции преобразований магнитного класса Cr_2O_3 : E , $2C_3$, $3U_2$, IR , $2S_6R$, $3\sigma_d R$, где E — тождественное преобразование, C_3 — поворот вокруг вертикальной оси симметрии третьего порядка, U_2 — поворот вокруг горизонтальной оси второго порядка, I —

инверсия, S_6 — поворот вокруг зеркальной оси шестого порядка, σ_d — отражение в плоскости симметрии, R — обращение времени. Хотя Дзялошинский и обсуждал в своих работах иерархию взаимодействий, определяющих магнитные свойства вещества, выделяя в первую очередь обменные (зависящие лишь от взаимной ориентации спинов) и релятивистские взаимодействия (определяющие ориентацию магнитных моментов по отношению к кристаллической решетке) [5, 6], он не акцентировал внимание на Cr_2O_3 . Вместе с тем этот вопрос имеет принципиальное значение, так как отношение релятивистской энергии к обменной и соответственно отношение констант взаимодействия пропорционально $(v^2/c^2)(E_0^2/T_C^2)$ (где E_0 — величина порядка энергии атомных взаимодействий, v — скорость электронов в кристалле, c — скорость света, T_C — температура Кюри) и лежит в пределах $10^{-3} \div 10^{-5}$.

Вскоре после теоретического предсказания МЭ-эффект в Cr_2O_3 был обнаружен экспериментально [7, 8]. Измерения подтвердили полученный теоретически вид МЭ-тензора:

$$\alpha_{ij} = \begin{pmatrix} \alpha_- & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_- & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_{||} \end{pmatrix}.$$

Впоследствии Радо [9] дал квазимикроскопическое обоснование эффекта и высказал предположение, что в спин-флоп-фазе Cr_2O_3 величины α_- и $\alpha_{||}$ поменяются местами. Долгое время вопрос о природе МЭ-эффекта в Cr_2O_3 оставался открытым, затем были выдвинуты аргументы в пользу его релятивистского происхождения [10]. С другой стороны, непосредственное рассмотрение МЭ-взаимодействия в Cr_2O_3 , допустимого обменной симметрией [11], позволяет наглядно объяснить как вид МЭ-тензора Cr_2O_3 , так и его изменение при спин-флоп-переходе.

Известно [12], что в элементарной ячейке Cr_2O_3 находятся четыре иона Cr^{+++} , которым соответствуют четыре спина ($\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2, \mathbf{s}_3, \mathbf{s}_4$). Введем векторы $\mathbf{m}, \mathbf{l}_1, \mathbf{l}_2, \mathbf{l}_3$ по формулам:

$$\mathbf{m} = \mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2 + \mathbf{s}_3 + \mathbf{s}_4,$$

$$\mathbf{l}_1 = \mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2 - \mathbf{s}_3 + \mathbf{s}_4,$$

$$\mathbf{l}_2 = \mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2 + \mathbf{s}_3 - \mathbf{s}_4,$$

$$\mathbf{l}_3 = \mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2 - \mathbf{s}_3 - \mathbf{s}_4.$$

Нетрудно показать, что они образуют базисы одномерных представлений $A_{1g}^- - A_{2u}^-$ группы обменной симметрии антиферромагнетика Cr_2O_3 [10] (характеры этих представлений приведены в таблице).

Одномерное представление	E	$2C_3$	$3\sigma_d$	I	$2S_6$	$3U_2$	Базисный вектор
A_{1g}^-	1	1	1	1	1	1	\mathbf{m}
A_{2g}^-	1	1	-1	1	1	-1	\mathbf{l}_3
A_{1u}^-	1	1	-1	-1	-1	1	\mathbf{l}_1
A_{2u}^-	1	1	1	-1	-1	-1	\mathbf{l}_2

Соответственно в обменном приближении можно построить следующие МЭ-инварианты:

$$E_z(\mathbf{l}_2\mathbf{m}) \text{ и } E_z(\mathbf{l}_1\mathbf{l}_2),$$

где E_z — компонента электрического поля, параллельная оси z (оси симметрии третьего порядка). МЭ-часть термодинамического потенциала принимает тогда форму

$$F_{ME} = -\Lambda_1(\mathbf{l}_2\mathbf{m})E_z - \Lambda_2(\mathbf{l}_1\mathbf{l}_2)E_z.$$

А поскольку в Cr_2O_3 в соответствии с данными нейтронографии [13, 14] $\mathbf{l}_1 = \mathbf{l}_3 = 0$, то тензор α_{ij} имеет вид

$$\alpha_{ij} = \frac{c}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ l_{2x} & l_{2y} & l_{2z} \end{pmatrix}.$$

Отсюда непосредственно следует, что коэффициент $\alpha_{||}$ имеет обменную природу, а α_- — релятивистскую. Это согласуется с экспериментально найденным соотношением их величин и температурной зависимостью [8]: вдали от точки Кюри обменные силы существенно превосходят релятивистские, а вблизи эти силы становятся сопоставимы.

С учетом кристаллической симметрии, в релятивистском приближении компоненты векторов $\mathbf{m}, \mathbf{l}_1, \mathbf{l}_2$ и \mathbf{l}_3 преобразуются следующим образом:

$$\begin{array}{cccccc} A_{1g} & A_{1u} & A_{2g} & A_{2u} & E_g & E_u \\ \hline l_{1z} & l_{2z} & m_z & l_{3z} & (m_x, m_y) & (l_{2x}, l_{2y}) \\ & & & & (-l_{1y}, l_{1x}) & (l_{3y}, -l_{3x}) \end{array}$$

Это и приводит к наличию в термодинамическом потенциале релятивистских инвариантов вида [15]

$$m_z l_{2z} E_z, \quad l_{1z} l_{3z} E_z,$$

$$(E_x m_x + E_y m_y) l_{2z}, \quad (E_y l_{1x} - E_x l_{1y}) l_{2z},$$

$$(E_x l_{2x} + E_y l_{2y}) l_{1z}, \quad (E_x l_{3y} - E_y l_{3x}) l_{1z}.$$

Нетрудно убедиться, что векторы $\mathbf{m}, \mathbf{l}_1, \mathbf{l}_2$ и \mathbf{l}_3 также образуют базис обменной группы спин-флоп-фазы Cr_2O_3 (кристаллическая группа C_{2h} или $2_x/m$, где x — ось второго порядка):

Базисный вектор	E	I	U_{2x}	σ_x
\mathbf{m}	1	1	1	1
\mathbf{l}_3	1	1	-1	-1
\mathbf{l}_1	1	-1	1	-1
\mathbf{l}_2	1	-1	-1	1

Соответствующие обменные инварианты получим в виде

$$E_z(\mathbf{l}_2\mathbf{m}), \quad E_y(\mathbf{l}_2\mathbf{m}), \quad E_x(\mathbf{l}_1\mathbf{m}), \\ E_z(\mathbf{l}_1\mathbf{l}_3), \quad E_y(\mathbf{l}_1\mathbf{l}_3), \quad E_x(\mathbf{l}_2\mathbf{l}_3),$$

откуда непосредственно следует, что при отклонении \mathbf{l}_2 от оси третьего порядка z величина α_{33} значительно убывает.

В последнее время при обсуждении МЭ-взаимодействий появился новый подход, развиваемый в рамках представления о тороидальном спиновом упорядочении [16, 17]. В общем случае тороидальный момент \mathbf{T} определяется следующим образом [18]:

$$\mathbf{T} = \frac{1}{10c} \int_V \{\mathbf{r}(\mathbf{r}\mathbf{j}(\mathbf{r})) - 2r^2\mathbf{j}(\mathbf{r})\} dV,$$

где $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ — плотность тока, или, в случае системы спинов,

$$\mathbf{T} = \frac{1}{2}\mu_B \int_V [\mathbf{r}\mathbf{s}] dV,$$

где \mathbf{r} и \mathbf{s} — радиус-вектор и соответствующий ему полный спин, а интегрирование ведется по элементарной ячейке. Тороидальный момент \mathbf{T} при этом дуален антисимметричной части тензора МЭ-эффекта α :

$$T_i \cong \frac{1}{2}\epsilon_{ijk}\alpha_{jk}.$$

В работе [16] авторы, анализируя тороидальные антиферромагнитные спиновые структуры, допустимые с точки зрения обменной симметрии, привели Cr_2O_3 в качестве примера магнитоэлектрика с отличным от нуля квадрупольным моментом. Там же они классифицировали магнитоэлектрики по наличию в них тороидального момента и отнесли спин-флоп-фазу Cr_2O_3 (C_{2h}) к смешанному, квадрупольно-тороидному типу. Появился также ряд экспериментальных работ, в которых рассматри-

вается МЭ-эффект в спин-флоп-фазе Cr_2O_3 [19], определяется вид МЭ-тензора α_{ij} и величина тороидального момента [20].

Как следует из данной работы, существуют следующие компоненты тороидального момента \mathbf{T} , соответствующего обменной части тензора МЭ-эффекта в Cr_2O_3 α_{ij} :

$$T_y = c l_{2x}, T_x = -c l_{2y}.$$

В спин-флоп-фазе именно они должны быть отличны от нуля, что и подтверждается результатами работы [20].

Литература

1. Curie P. // J. de Physique. 3 s erie. 1884. **3**. P. 393.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1992.
3. Дзялошинский И.Е. // ЖЭТФ. 1959. **37**. P. 881.
4. Proc. Intern. Conf. «Magnetoelectric Interaction Phenomena in Crystals» (MEIPIC): MEIPIC-2 // Ferroelectrics. 1994. **161**, **162**; MEIPIC-3 // Ferroelectrics. 1997. **207**.
5. Дзялошинский И.Е. // ЖЭТФ. 1957. **32**. С. 1547.
6. Дзялошинский И.Е. // ЖЭТФ. 1964. **46**. С. 1420.
7. Астров Д.Н. // ЖЭТФ. 1960. **38**. С. 984.
8. Folen V.J., Rado G.T., Stalder E.W. // Phys. Rev. Lett. 1961. **6**. P. 607.
9. Rado G.T. // Phys. Rev. 1962. **128**. P. 2546.
10. Tol dano P. // Ferroelectrics. 1994. **161**. P. 257.
11. Андреев А.Ф., Марченко В.И. // ЖЭТФ. 1976. **70**. С. 1522; УФН. 1980. **130**. С. 39.
12. Wyckoff R.W.G. The Structure of Crystals. N. Y., 1931.
13. Shull C.G., Strauser W.A., Wollan E.O. // Phys. Rev. 1951. **83**. P. 333.
14. Brockhouse B.N. // J. Chem. Phys. 1953. **21**. P. 961.
15. Туров Е.А. Кинетические, оптические и акустические свойства антиферромагнетиков. Свердловск, 1990.
16. Артамонов Ю.А., Горбацевич А.А. // ЖЭТФ. 1985. **89**. С. 1078.
17. Кротов С.С., Тугушев В.В. // ЖЭТФ. 1986. **91**. С. 1708.
18. Дубовик В.М., Чешков А.А. // ЭЧАЯ. 1974. **5**. С. 791.
19. Fiebig M., Fr hlich D., Thiele R.-J. // Phys. Rev. B. 1996. **54**, No. 18. R12681.
20. Попов Ю.Ф., Кадомцева А.М., Звездин А.К. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1999. **69**. С. 302.

Поступила в редакцию
24.11.00