

где Σ — сечение неупругих потерь энергии налетающих электронов. Величина Σ оценивалась по резерфордскому сечению при условии слабых энергетических потерь в соответствии с результатами [7]. Мы получили, что N_0/N_R меняется от $6.7 \cdot 10^{-4}$ для WO_3 до $9.6 \cdot 10^{-5}$ для NiO . По приближенному значению N_R и вычисленному параметру $b_{ee} N_R^2$ оценивались значения B_{ee} (при $T=430$ К). Результаты приведены в таблице. Полученные нами величины B_{ee} не выходят за пределы диапазона значений B_{ee} для полупроводников, у которых существование Оже-рекомбинации считается доказанным (см. табл. 7.2 [8]).

Обработка данных эксперимента проводилась нами не только по уравнениям (2) и (3), но и по обычным уравнениям формальной кинетики [9]. Подстановка полученных значений параметров ТСЭЭ в соответствующие уравнения дала возможность рассчитать $I_{\text{ТСЭЭ}}$ (см. рисунок) по уравнениям формальной кинетики (штриховые кривые) и по уравнениям (2) и (3) (сплошные кривые). Оказалось, что среднее квадратичное отклонение интенсивностей, рассчитанных по уравнениям (2), (3), для всех образцов не превышает экспериментального разброса (не более 10 %). Расчет же по уравнениям формальной кинетики давал значения среднеквадратичных отклонений как минимум в 2 раза больше, а для ($\text{NiO}-I$) среднеквадратичное отклонение было порядка максимальной интенсивности.

Таким образом, формулы (2) и (3) дают более точное описание эксперимента, чем уравнение формальной кинетики, что говорит в пользу Оже-распада созданных при возбуждении электронных дефектов в окисных полупроводниках [2].

Л и т е р а т у р а

- [1] Толпыго Е. И., Толпыго К. Б., Шейнкман М. К. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1966, т. 30, № 12, с. 1901—1905.
- [2] Solar N., Burstein E. Phys. Rev., 1955, vol. 98, p. 1757—1761.
- [3] Снитко О. В., Саченко А. В., Примаченко В. Е. Проблемы физики поверхности полупроводников. Киев: Наукова думка, 1981. 331 с.
- [4] Борисов В. В., Гордеев С. И., Шкилько А. М. ПТЭ, 1985, № 1, с. 239.
- [5] Кофтад П. Отклонение от стехиометрии, диффузия и электропроводность в простых оксидах металлов. М.: Мир, 1977. 396 с.
- [6] Коваленко В. Ф. Электронная техника, 1972, № 1, с. 3—11.
- [7] Вавилов В. С. Действие излучений на полупроводники. М.: Физматгиз, 1963. 208 с.
- [8] Аут И., Генцов Д., Герман К. Фотоэлектрические явления. М.: Мир, 1980. 209 с.
- [9] Balarin M., Zettrche A. Phys. Status Solidi (a), 1962, vol. 2, N 4, p. 1640—1675.

Украинский заочный политехнический институт им. И. З. Соколова
Харьков

Поступило в Редакцию
15 февраля 1988 г.
В окончательной редакции
26 апреля 1988 г.

ЛОКАЛЬНЫЕ ПОЛЯ НА ЯДРАХ Li^+ В ЛИТИЕВОМ ФЕРРИТЕ

А. А. Шемяков, А. М. Котельва, В. А. Клочан, А. В. Куневич

В магнитоупорядоченных кристаллах на ядрах номинально диамагнитных ионов обнаружены косвенные сверхтонкие поля, свидетельствующие о переносе спиновой плотности ближайших парамагнитных ионов на незаятые электронные оболочки диамагнитных ионов. Большая часть измерений этих полей проведена на ядрах ионов с электронными конфигурациями $3d^{10}$ [1, 2] и $4d^{10}$ [3]. Однако из-за сложности их электронного строения интерпретация механизма переноса спиновой плотности затруднительна.

В настоящей работе сообщается о первых измерениях локальных полей на ядрах ионов Li^+ ($1s^2$). Использовались аттестованные на однофазность моно- и поликристаллические образцы $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$ как с естественным содержанием изотопов Li^7 (92.57 %) и Li^6 (7.43 %), так и обогащенные до 100 % изотопом Li^6 . Во всех образцах имеется дальний порядок в расположении ионов Fe^{3+} и Li^+ в октаэдрической подрешетке, что проверялось по спектрам ЯМР Fe^{3+} (В) [4]. Измерения локальных полей проводились импульсным методом ЯМР при температуре 1.8 К.

В шпинели $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$ наряду с сигналами ЯМР, относящимися к ионам Fe^{3+} в А- и В-позициях (71.5—74.5 МГц) [4] и O^{2-} (46—50 МГц) [5], зарегистрированы ранее не наблюдавшиеся сигналы ЯМР в диапазоне частот 7.5—20 МГц. Эти сигналы наблюдаются только в образцах литиевого феррита с естественным содержанием изотопов Li^7 и Li^6 . В образцах, обогащенных до 100 % изотопом Li^6 , сигналов ЯМР в диапазоне частот 7—20 МГц нет. В то же время спектры ЯМР Fe^{3+} и O^{2-} как тех, так и других ферритов одинаковы. Из этого следует, что сигналы ЯМР в диапазоне частот 7.5—20 МГц относятся к одному и тому же изотопу лития Li^7 . Зная величины гиромангнитных отношений Li^6 (7.83 Гц·м/А) и Li^7 (20.68 Гц·м/А), был вычислен диапазон частот ЯМР Li^6 2.8—7.6 МГц. Однако зарегистрировать сигналы ЯМР Li^6 не удалось. По-видимому, это связано с тем, что в равных магнитных полях интенсивность сигнала ЯМР Li^6 примерно в 34 раза меньше, чем Li^7 [6].

На рис. 1 приведены спектры ЯМР Li^7 в отсутствие внешнего поля, скорректированные с учетом пропорциональности амплитуды сигнала частоте. Исследуемый образец состоял из мелких монокристаллов $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$. Спектры наблюдались при следующих условиях: длительность радиочастотных импульсов $\tau_1=1$ мкс, $\tau_2=2$ мкс, временной интервал между ними $\tau_{12}=80\div 400$ мкс, частота повторения 0.5 Гц, амплитуда радиочастотных импульсов выбиралась по максимуму сигнала. Из рис. 1 видно, что с увеличением задержки между возбуждающими импульсами разрешение спектра увеличивается и при $\tau_{12}=300$ мкс спектр ЯМР Li^7 представляет собой две четко разрешенные линии с резонансными частотами 8.2 и 18.9 МГц. Этим значениям частот ЯМР соответствуют локальные поля на ядрах ионов Li^+ , равные $4\cdot 10^5$ и $91.2\cdot 10^4$ А/м. Соотношение интенсивностей этих линий близко к 3/1. Такое поведение спектров свидетельствует о том, что при малых задержках преобладают сигналы ЯМР от ядер в доменных границах, а при достаточно больших задержках — от ядер в доменах. Действительно, так как время спин-спиновой релаксации ядер в доменах значительно больше, чем ядер в доменных стенках, то с увеличением задержки между возбуждающими импульсами сигнал ЯМР от ядер в доменных границах будет затухать значительно быстрее, чем сигнал от ядер в доменах. Поэтому спектр ЯМР, записанный при $\tau_{12}=300$ мкс, можно относить к ядрам лития внутри доменов. Этот вывод подтверждается и тем, что спектр ЯМР Li^7 литиевого феррита, находящегося во внешнем насыщающем магнитном поле, также состоит из двух разрешенных линий.

Измерение полевых зависимостей спектров ЯМР Li^7 показало, что обе линии смещаются в сторону более низких частот. На рис. 2 приведены зависимости резонансных частот ЯМР от величины внешнего магнитного поля. Незначительная интенсивность линии на 18.9 МГц не позволила провести измерения сдвига частоты в полях, больших $13.6\cdot 10^4$ А/м. Локальные поля на ядрах ионов Li^+ можно представить как сумму косвенных сверхтонких полей и дипольных полей от ионов Fe^{3+} в тетра- и октаэдрических позициях. Дипольные поля вычислялись прямым суммированием вкладов магнитных ионов, находящихся на расстояниях не более 10 постоянных решетки от рассматриваемого иона лития. Эти расчеты аналогичны расчетам дипольных полей на ядрах Fe^{57} в литиевом феррите, проведенным в работе [4]. Для дипольных полей получено выражение

$$\mathbf{H}_i^{\text{дип}} = d' (3 \cos \theta_i \mathbf{n}_i - \mathbf{n}), \quad (1)$$

где i принимает четыре значения: $i=1, 2, 3, 4$, соответственно четырем осям локальной симметрии ионов Li^+ в октаэдрических узлах шпинели; \mathbf{n}_i, \mathbf{n} — единичные векторы в направлении осей симметрии и намагниченности кристалла или его доменов; Θ_i — угол между ними; d' — параметр, характеризующий величины дипольных полей. В результате вычислений получено значение $d'=56 \cdot 10^4$ А/м.

Вклады в локальные поля, обусловленные косвенными сверхтонкими взаимодействиями, описывались феноменологически с учетом симметрии окружения ионов лития в кристалле. Для них было принято выражение, аналогичное (1)

$$H_i = cn + d(3 \cos \Theta_i \mathbf{n}_i - \mathbf{n}), \quad (2)$$

где c — параметр, определяющий изотропный вклад; $d=d'+d''$ — параметр, характеризующий общий вклад дипольных и анизотропных косвенных сверхтонких взаимодействий.

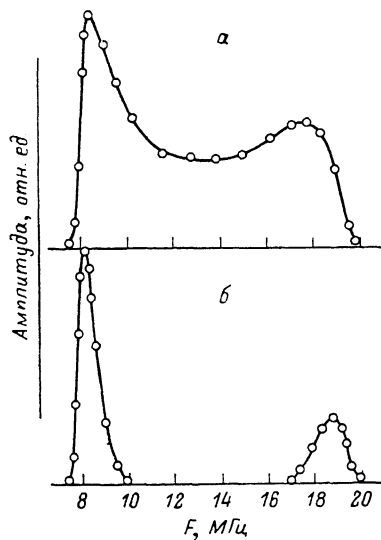


Рис. 1. Спектры ЯМР Li^7 в монокристаллическом $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$.

τ_{12} , мкс: а — 80, б — 300.

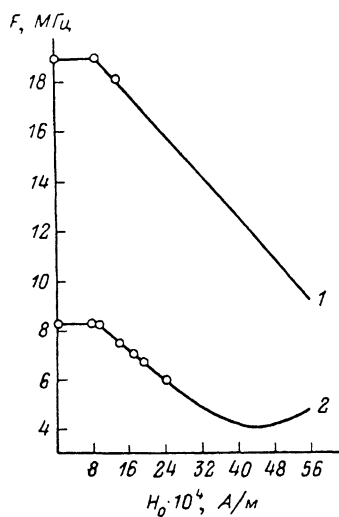


Рис. 2. Зависимости резонансных частот ЯМР Li^7 в текстурированном поликристаллическом образце $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5}\text{O}_4$ от внешнего магнитного поля.

1 — расчет, 2 — эксперимент.

Величины локальных полей, определяющие резонансные частоты ЯМР ($f_i = \gamma H_i$), равны

$$H_i = [(c - d)^2 + 3d(2c + d) \cos^2 \Theta_i]^{1/2}. \quad (3)$$

В литиевом феррите намагниченность в доменах направлена по осям $\langle 111 \rangle$. В этом случае $\cos^2 \Theta_1 = 1$, а $\cos^2 \Theta_{2, 3, 4} = 1/9$. Следовательно, спектр ЯМР должен состоять из двух линий с соотношением интенсивностей 1 : 3, что и наблюдается на эксперименте. По известным резонансным частотам были определены значения параметров c и d : $c = -48.8 \cdot 10^4$ А/м, $d = -21.6 \cdot 10^4$ А/м. Правильность выбора параметров подтверждается согласием наблюдаемой (рис. 2) и расчетной зависимости частот ЯМР от H_0 , описываемой выражением

$$f = \gamma [(c - d_{\parallel} + H_0 - NM_0)^2 + d_{\perp}^2]^{1/2}, \quad (4)$$

где d_{\parallel}, d_{\perp} — продольная и поперечная компоненты анизотропной части локального поля

$$d_{\parallel} = d(3 \cos^2 \theta - 1), \quad d_{\perp} = \pm 3d \cos \theta \sin \theta,$$

N — эффективный фактор размагничивания образца, M_0 — намагниченность кристалла. Наличие поперечной компоненты анизотропной части

локального поля на ядрах лития, у которых оси локальной симметрии не совпадают с направлением намагниченности, приводит к уменьшению наклона «линейного» участка зависимости $f(H_0)$ относительно его значения, соответствующего гиромагнитному отношению ($\gamma_{эф} = 15$ Гц·м/А); точка минимума на этой зависимости соответствует полю компенсации продольной компоненты локального поля.

Таким образом, проведенные измерения указывают на то, что анизотропные сверхтонкие поля на ядрах Li^+ сравнимы по величине с изотропным сверхтонким полем. Возможной причиной этого является перенос спиновой плотности с $3d$ -оболочки ионов Fe^{3+} как на $2s$,- так и на $2p$ -оболочки ионов Li^+ .

Л и т е р а т у р а

- [1] Ковтун Н. М., Котельва А. М., Шемяков А. А. ФТТ, 1987, т. 29, № 2, с. 599—601.
- [2] Doroshev V. D., Klochan V. A., Kovtun N. M. et al. Phys. St. Sol. (a), 1974, vol. 26, N 1, p. 77—88.
- [3] Гольданский В. И., Труханов В. А., Девишева М. Н. и др. ЖЭТФ, Письма в редакцию, 1965, т. 4, № 1, с. 31—36.
- [4] Doroshev V. D., Klochan V. A., Kovtun N. M. et al. Phys. St. Sol. (a), 1972, vol. 9, N 2, p. 679—689.
- [5] Ковтун Н. М., Котельва А. М., Шемяков А. А. Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, № 5, с. 255—257.
- [6] Леше А. Ядерная индукция. М.: ИЛ, 1963. 684 с.

Донецкий физико-технический
институт АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
23 февраля 1988 г.
В окончательной редакции
28 апреля 1988 г.

УДК 537,226.4

Физика твердого тела, том 30, в. 10, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 10, 1988

РАСПАД ИСХОДНОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В ГЕРМАНАТЕ СВИНЦА В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В. Я. Шур, А. В. Гурьев, Л. В. Бунина, А. Л. Субботин, Ю. А. Попов

В германате свинца (ГС) после выращивания или термической деполяризации возникает закрепленная исходная доменная структура (ИДС) [1, 2]. В этом случае затруднена переполаризация в электрическом поле и не наблюдаются сквозные домены. На основании комплексного исследования диэлектрических и электрооптических свойств, а также измерения параметров переключения [2-6] было выдвинуто предположение о том, что ИДС состоит из мелких доменов, разделенных как незаряженными, так и встречными заряженными 180-градусными доменными стенками. Показано [1, 3], что приложение внешнего постоянного электрического поля при фазовом переходе или переменного в сегнетофазе приводит к распаду ИДС и созданию доменной структуры, состоящей из подвижных сквозных доменов.

Работа посвящена изучению изменения формы и размеров доменов, а также перераспределения экранирующих объемных зарядов в электрическом поле. Исследуемые образцы ГС вырезались в форме прямоугольных параллелепипедов с гранями, параллельными (100), (010) и (001). После шлифовки и полировки всех граней на полярные срезы методом ионно-плазменного напыления наносились электроды на основе оксидов индия и олова. На одну из плоскостей — сплошные, а на другую в виде полосок, параллельных одной из граней (рис. 1). При изучении влияния электрического поля на образование ИДС к разным электродам при фазовом переходе прикладывалось постоянное напряжение различной ве-