

- [6] Matcovich T., Belson H., Goldberg N. // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. N 3. P. 163S—164S.
 [7] Лакс Б., Баттон К. Сверхвысокочастотные ферриты и ферримангнетики. М.: Мир, 1965.
 [8] Glass H. L., Elliot M. T. // J. Cryst. Growth. 1976. V. 34. N 2. P. 285—288.
 [9] Калинин Б. А., Ковшиков Н. Г., Надеев М. М. // Тез. докл. Всес. конф. по физике магнитных явлений. Тула, 1983. С. 206.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
8 июля 1988 г.
В окончательной редакции
26 января 1989 г.

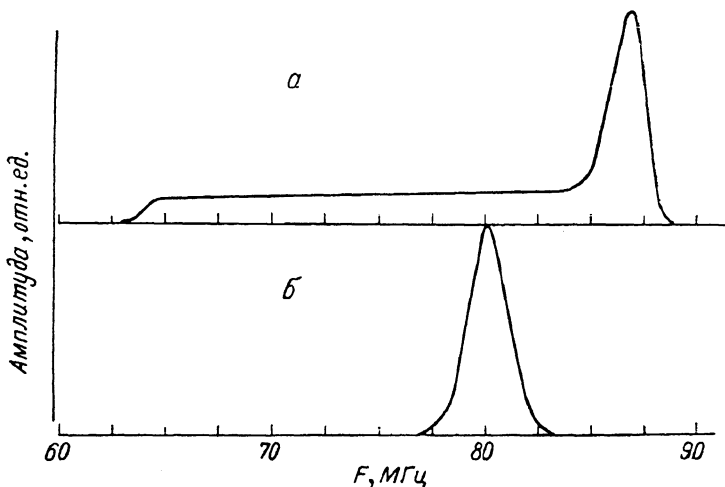
УДК 539.143.43 : 537.611.46

Физика твердого тела, том 31, в. 6, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 6, 1989

АНИЗОТРОПИЯ НАВЕДЕННЫХ ПОЛЕЙ НА ЯДРАХ ^{77}Se В ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ ШПИНЕЛЯХ

А. С. Москвин, А. А. Шемяков, В. К. Прокопенко

В работе сообщается об измерении изотропной и анизотропной составляющих локального поля на ядрах ^{77}Se в хромовых халькогенидных шпинелях. Измерения проведены методом спинового эха при гелиевых температурах на мелких монокристаллических образцах CdCr_2Se_4 и $\text{Cd}_{0.94}\text{In}_{0.06}\text{Cr}_2\text{Se}_4$.



Спектр ЯМР ^{77}Se при 4.2 К.
а — CdCr_2Se_4 , б — $\text{Cd}_{0.94}\text{In}_{0.06}\text{Cr}_2\text{Se}_4$.

Спектр ЯМР ^{77}Se в CdCr_2Se_4 представляет собой широкую несимметричную линию в диапазоне частот 63—89 МГц с максимумом на частоте 86.7 МГц, а в $\text{Cd}_{0.94}\text{In}_{0.06}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ — симметричную линию, занимающую значительно меньший диапазон частот (76.5—83.5 МГц) с резонансной частотой 80.1 МГц (см. рисунок). Наблюдаемые сигналы ЯМР в обоих соединениях относятся к ядрам в доменах, так как форма спектров ЯМР как в нулевом, так и во внешнем насыщающем ($4 \cdot 10^5$ А/м) магнитных полях практически одинакова. Полученный спектр ЯМР ^{77}Se в CdCr_2Se_4 аналогичен спектру, приведенному в [1, 2].

Учитывая, что ионы Se^{2-} имеют аксиальную локальную симметрию, получим выражение для частот ЯМР в виде [3]

$$f = [(f_{\text{из}} - f_{\text{ан}})^2 + 3f_{\text{ан}}(2f_{\text{из}} + f_{\text{ан}}) \cos^2 \theta]^{1/2}, \quad (1)$$

где $f_{из}$ и $f_{ан}$ пропорциональны соответственно изотропной и анизотропной составляющим локального поля на ядрах ^{77}Se , θ — угол между локальной намагниченностью и локальной осью симметрии $\langle 111 \rangle$ иона Se^{2-} .

Форма спектра ЯМР ^{77}Se в CdCr_2Se_4 характерна для магнетиков, у которых наблюдается случайное распределение намагниченности в доменах [4], а в $\text{Cd}_{0.94}\text{In}_{0.06}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ — для магнетиков, у которых намагниченность направлена по осям $\langle 100 \rangle$. Действительно, поскольку в CdCr_2Se_4 магнитная кристаллографическая анизотропия мала, направление намагниченности зависит от влияния случайных напряжений и деформаций, возникающих при росте кристаллов, т. е. имеет случайный характер. В $\text{Cd}_{0.94}\text{In}_{0.06}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ часть ионов Cr^{3+} становится ионами Cr^{2+} [5], в результате чего первая константа кристаллографической анизотропии возрастает [6], оставаясь положительной, и поэтому намагниченность направлена по $\langle 100 \rangle$.

Используя выражение (1) и экспериментальные значения частот ЯМР, были определены $f_{из} = 79.4$ и $f_{ан} = 7.3$ МГц.

Локальное поле на ядре немагнитного аниона, наведенное соседним магнитным ионом, можно представить как

$$\mathbf{H} = -\frac{1}{\gamma_n} \mathbf{AS}, \quad (2)$$

где γ_n — ядерное гиромагнитное отношение, \mathbf{S} — спин магнитного иона, \mathbf{A} — тензор наведенных сверхтонких взаимодействий (СТВ). Тензор \mathbf{A} можно представить в виде суммы двух вкладов

$$A_{ij} = A_s \delta_{ij} + 3A_p (n_i n_j - 1/3 \delta_{ij}) \quad (3)$$

соответственно изотропного и анизотропного [7]. Здесь

$$\begin{aligned} A_s &= \frac{f_s}{2S} A_s^{(0)}, & A_s^{(0)} &= \frac{16}{3} \pi \mu_B \gamma_n \hbar |\varphi_{ns}^{(0)}|^2, \\ A_p &= A_p^{к0в} + A_d, & A_p^{к0в} &= \frac{f_s - f_p}{2S} A_p^{(0)}, \\ A_p^{(0)} &= \frac{4}{5} \mu_B \gamma_n \hbar \left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle_{np}, & A_d &= \frac{\gamma_n \gamma_s}{R^3}, \end{aligned} \quad (4)$$

где f_s, σ, π — параметры переноса спиновой плотности катион—анион, $|\varphi_{ns}^{(0)}|^2$ — плотность вероятности обнаружения ns -электрона аниона на ядре, $\langle 1/r^3 \rangle_{np}$ — радиальное среднее для np -электрона аниона, R — расстояние катион—анион.

Появление локального поля на ядре аниона является результатом спиновой поляризации заполненных ns (изотропный вклад A_s)- и np (анизотропный вклад $A_p^{к0в}$)-оболочек за счет эффектов переноса спиновой плотности с магнитного катиона. Везде выше мы ограничивались учетом только одной ns - и одной np -оболочки аниона.

Локальное поле на ядре ^{77}Se в ферромагнетике CdCr_2Se_4 можно выразить через приведенную намагниченность

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\gamma_n} \hat{a} \mathbf{m}, \quad \text{где } \hat{a} = \sum_{B, \mathbf{d}} A(B) \mathbf{S} \quad (5)$$

(суммирование идет по всем ионам Cr^{3+} в B -позициях). В локальной системе с осью Z вдоль тригональной оси тензор \hat{a} может быть представлен в виде

$$\begin{aligned} a_{ij} &= a_0 \delta_{ij} + \Delta a_{ij} \\ \Delta a &= \begin{pmatrix} a_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & a_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & a_{\perp} &= -\frac{1}{2} a_{\parallel} \end{aligned} \quad (6)$$

и связь f с параметрами тензора \hat{a} имеет вид

$$f_{\text{из}} = |a_0|, \quad f_{\text{ан}} = a_{\perp} \text{sign } a_0. \quad (7)$$

Учитывая, что $a_0 = 3A_s S$, из экспериментальных данных находим $|A_s| = 17.8$ МГц, а учитывая, что локальное поле направлено противоположно намагниченности [1], т. е. $a_0 < 0$ ($\gamma_n > 0$), получим $A_s = -17.8$ МГц.

В идеальном кристалле, когда три эквивалентных связи $\text{Se}^{2-} - \text{Cr}^{3+}$ направлены точно по трем осям $\langle 100 \rangle$, суммарный вклад этих связей в анизотропию наведенных СТВ обратится в нуль ($a_{\perp} = a_{\parallel} = 0$) и вся наблюдаемая анизотропия в спектре ЯМР ^{77}Se была бы обусловлена только вкладом магнитодипольных взаимодействий ядер Se^{2-} с ионами Cr^{3+} из второй и более удаленных координационных сфер. Однако, по-видимому, магнитодипольный вклад дальних сфер в анизотропию СТВ для ^{77}Se в CdCr_2Se_4 должен быть небольшим. Так, во второй координационной B -сфере ионов Se^{2-} имеется всего лишь один ион Cr^{3+} на расстоянии $a\sqrt{3}/4$, который вносит вклад в $f_{\text{ан}}$, равный ~ 0.2 МГц, что намного меньше экспериментально наблюдаемого значения $f_{\text{ан}} = 7.3$ МГц. Единственной причиной появления наблюдаемой анизотропии локального поля на ядрах Se^{2-} может быть смещение ионов Se^{2-} относительно их положения в идеальной решетке шпинели. Действительно, смещение иона Se^{2-} на величину δ вдоль тригональной оси приведет к «раскомпенсации» анизотропного вклада трех ближайших ионов Cr^{3+} (В). При этом для вклада в $f_{\text{ан}}$ легко получить (в приближении $\delta \ll a$)

$$\Delta f_{\text{ан}} = 12\sqrt{3} \frac{\delta}{a} A_p \text{sign } a_0. \quad (8)$$

Учитывая экспериментальное значение $\delta/a = 0.026$ [8], мы найдем, что экспериментально наблюдаемая величина $f_{\text{ан}} = 7.3$ МГц может быть полностью обусловлена эффектом «раскомпенсации» при $A_p = -13.52$ МГц. Расчетное значение вклада магнитодипольного взаимодействия ядра ^{77}Se с ближайшими ионами Cr^{3+} в параметр составляет: $A_d \approx 0.8$ МГц. Таким образом, подавляющий вклад в A_p должен быть ковалентного происхождения: $A_p^{\text{ков}} = A_p - A_d = -14.3$ МГц.

Отрицательный знак A_s и A_p при характерных для иона Cr^{3+} отрицательных значениях величин f_s и $f_{\sigma} - f_{\pi}$ [9] соответствует положительным величинам $A_s^{(0)}$ и $A_p^{(0)}$, что согласуется с теоретическими выражениями (4) при $\gamma_n > 0$.

Таким образом, можно сделать окончательный вывод: наблюдаемая анизотропия локальных полей на ядрах ^{77}Se в CdCr_2Se_4 обусловлена практически полностью ковалентным вкладом в наведенные СТВ ^{77}Se ближайших ионов Cr^{3+} . При этом еще раз подчеркнем, что решающую роль играют смещения ионов Se^{2-} относительно их положения в идеальной решетке шпинели. Именно этот эффект приводит к «раскомпенсации» ковалентного вклада в анизотропию локального поля на ядрах селена.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Berger S. B., Budnick J. I., Burch T. J. // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. N 2. P. 658—659.
- [2] Staus G. H., Rubinstein M., Feinleib J. et al. // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. N 2. P. 667—668.
- [3] Шемяков А. А., Котельва А. М., Ключан В. А., Куневич А. В. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 5. С. 3140—3143.
- [4] Boyd E. L., Slonczewski J. C. // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. N 3. P. 1077—1078.
- [5] Аминов Т. Г., Калинин В. Т., Прокопенко В. К. и др. // Изв. АН СССР, неорг. матер. 1988. Т. 24. № 11. С. 1918—1919.
- [6] Гуревич А. Г., Эмирян Л. М., Васильев Л. Н. и др. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1980. Т. 44. № 7. С. 1447—1450.
- [7] Туров Е. А., Петров М. П. Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках. М., 1969. 260 с.

ПРОЯВЛЕНИЕ ПРИРОДЫ НОРМАЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ МЕТАЛЛОКСИДОВ В ЭЛЕКТРОННОМ ТУННЕЛИРОВАНИИ

В. М. Свистунов, Ш. Бенячка,¹ А. Плеценик,¹ Ш. Хромик,¹
М. А. Белоголовский, А. И. Хачатуров

Металлооксидные купраты с высокой критической температурой обладают не только аномальными сверхпроводящими характеристиками, но и необычным поведением в нормальном состоянии. Как стало ясно в последнее время, получение информации о несверхпроводящем состоянии этих материалов представляет собой первоочередную задачу для понимания всего комплекса свойств, присущих данным объектам [1]. В настоящей

работе для этой цели использован эффект электронного туннелирования в слоистых структурах, в которых одной из обкладок была пленка YBCO.

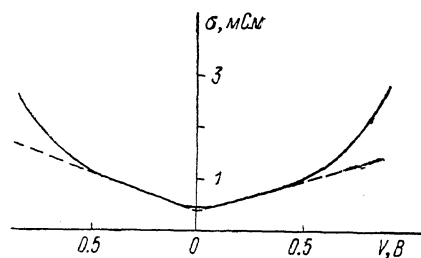


Рис. 1. Дифференциальная проводимость низкоомного туннельного контакта Pb/YBCO. $T=112$ К.

При этом в отличие от подавляющего большинства туннельных исследований, направленных на доказательство существования энергетической щели, нами изучалась дифференциальная проводимость $\sigma(V)$ контактов в гораздо более широкой области напряжений (до нескольких сотен мВ).

Сверхпроводящие поликристаллические пленки YBCO толщиной 7000 \AA изготавливались одновременным термическим испарением компонент Y, Cu, BaO на монокристаллические подложки Al_2O_3 , SrTiO_3 , MgO (их основные свойства, химический состав и сверхпроводящие характеристики описаны ранее в работе [2, 3]). Затем на их поверхность осаждался инжектор — слой свинца толщиной 3000 \AA . На одной подложке располагались два-три образца с размерами 0.5×0.5 мм. Измерения велись по четырехзондовой схеме с использованием хорошо известного модуляционного способа регистрации гармоник с автоматической записью $d^n V/dI^n - V$ на двухкоординатном самописце. Приведенные ниже результаты получены на восьми образцах с доминирующим механизмом проводимости туннельной природы, о чем можно судить по проявлению сверхпроводящей щели инжекторной пленки из свинца. Низкотемпературные измерения велись при температуре 4.2 К. Судя по отсутствию каких-либо проявлений энергетической щели в пленке YBCO, ее поверхностный слой находился в несверхпроводящем состоянии.

¹ Электротехнический институт ЦЭФИ САН, ЧССР.