

поляризации падающего на ферромагнетик света и испытывших краевую дифракцию на ДГ. Возможность наблюдения границы непосредственно без использования анализатора связана, по-видимому, с высокой эффективностью магнитооптической дифракции в пластинах ортоферритов, вырезанных перпендикулярно оптической оси. Видимая ширина границы составляет ~ 2 мкм, что существенно больше действительной ширины ДГ. Это уширение обусловлено разрешением объектива, используемого в оптической системе.

На рис. 2 приведена фотография дифракции света лазера на ДГ. Угловой масштаб изображения нанесен сбоку фотографии. Плоскость фото пленки находилась на расстоянии 1 м от пластины ортоферрита. Диаметр лазерного пучка, падающего на пластину, составлял 1 мм.

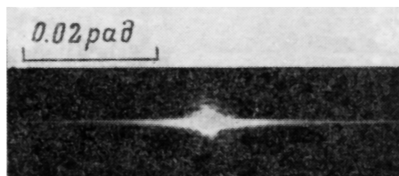


Рис. 2. Фотография дифракции лазерного излучения на одиночной доменной границе иттриевого ортоферрита.

В данном случае ДГ установлена по диаметру светового пучка, падающего на пластину, поэтому поляризация нулевого максимума совпадает с поляризацией падающего света. При смещении ДГ поляризация нулевого максимума плавно меняется, приближаясь к значению, определяемому углом поворота плоскости поляризации в более освещенном домене. Поляризация дифрагировавшего света перпендикулярна поляризации падающего света.

При установке за образцом анализатора, ориентированного вдоль плоскости поляризации дифрагировавшего света, в общей энергии светового пучка, проходящего сквозь систему, доля отклоненного света составляет 25 %.

Исследования магнитооптической дифракции на одиночной ДГ ортоферрита могут внести важный вклад в изучение процессов в доменных границах магнитоодноосных ферромагнетиков. С точки зрения практических приложений явление магнитооптической дифракции на доменной границе может быть использовано для управления параметрами светового излучения.

Список литературы

- [1] Четкин М. В., Дидосян Ю. С. // ФТТ. 1973. Т. 15. № 4. С. 1247—1249.
- [2] Chetkin M. V., Didosyan Yu. S. // Laser a. Unconv. Opt. J. 1973. N 4. P. 12—18.
- [3] Chetkin M. V., Didosyan Yu. S., Akhutkina A. I. // IEEE Trans. Magn. 1971. V. MAG-7. N 3. P. 401—403.
- [4] Барьяхгар В. Г., Иванов Б. А., Четкин М. В. // УФН. 1985. Т. 146. № 3. С. 417—458.
- [5] Lambek M. // Z. Phys. 1964. V. 179. N 2. P. 161—181.

ВНИИМС
Москва

Поступило в Редакцию
7 июня 1989 г.



УДК 538.945

© Физика твердого тела, том 32, в. 1, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 1, 1990

НЕФОНОННАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В СИСТЕМАХ С ВЫРОЖДЕНИЕМ

Р. О. Зайцев

Существование высокоспиновых состояний 3A_2 в соединении La_2NiO_4

[1] приводит к мысли о близости уровней $e_1 = \sqrt{3}(x^2 - y^2)$ и $e_2 = (3z^2 - r^2)$. Будет рассмотрен предельный случай, когда энергии e_j -состояний оди-

наковы, несмотря на сильное отщепление p_x -уровней кислорода. Изучается фазовая диаграмма в переменных n_p и n_d — степени недозаполнения $2p^e$ - и $3d^{10}$ -оболочки кислорода и никеля, образующих идеальный твердый раствор $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{NiO}_4$ ($x < 1$). Из требования электронейтральности $Q = 2n_p + n_d - 4 = x - 2$, откуда находим наиболее интересную область рассмотрения $2 < n_d < 3$ и $0 < n_p < 1$.

Физические свойства плоской решетки комплексов NiO_2 изучим на основе туннельного гамильтониана Эмери [2]

$$H = -t \sum_{r, r', \sigma, \lambda, \nu} (\hat{p}_{r\sigma}^+(\lambda) \hat{d}_{r'\sigma}(\nu) + \text{h. c.}) + \varepsilon_p \sum_{r, \lambda, \sigma} \hat{p}_{r\sigma}^+(\lambda) \hat{p}_{r\sigma}(\lambda) + \varepsilon_d \sum_{r, \sigma, \nu} \hat{d}_{r\sigma}^+(\nu) \hat{d}_{r\sigma}(\nu). \quad (1)$$

Здесь t — интеграл перескока между ближайшими соседями; $\hat{p}_{r\sigma}^+(\lambda)$, $\hat{d}_{r\sigma}^+(\nu)$ — операторы рождения дырочных p_λ - и d_ν -возбуждений, энергия которых ε_p и ε_d отсчитывается от уровня Ферми.

В соединении $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{NiO}_4$ катионы никеля резонируют между двухчастичными ($S=1, S_x$) и одночастичными полярными состояниями $(0, \sigma)$, $(\sigma, 0)$. Соответственно операторы рождения дырочных возбуждений выражаются через два оператора Хаббарда ($\sigma = \pm 1, \bar{\sigma} = -\sigma$)

$$\hat{d}_{r\sigma}^+(1) = X_r^{(0, \sigma|1, \sigma)} + \frac{1}{\sqrt{2}} X_r^{(0, \sigma|1, 0)}, \quad \hat{d}_{r\sigma}^+(2) = -X_r^{(\sigma, 0|1, \sigma)} - \frac{1}{\sqrt{2}} X_r^{(\sigma, 0|1, 0)}. \quad (2)$$

Пренебрегая переходами между 1-, 2-дырочными p -состояниями, получаем

$$\hat{p}_{r\sigma}^+(\lambda) = X_r^{(\lambda|\sigma|0)}. \quad (3)$$

Вычисление спектра одночастичных возбуждений произведем в приближении «Хаббард I», что соответствует 0-петлевому приближению [3]. В результате получим всего две коллективизированных ветви

$$\xi_p^{(\pm)} = \pm \sqrt{(r/2)^2 + 3f_d f_p t_p^2} - \mu, \quad (4)$$

где $r = \varepsilon_p - \varepsilon_d$, $t_p^2 = t^2 (2 - \cos p_x - \cos p_x)$, μ — химпотенциал. В интересующем нас случае $f_p = 1 - 3n_p/4$, $f_d = (6 - n_d)/12$, а числа заполнения находим из условий самосогласования

$$n_p = f_p \left\{ 3n_F \left(\frac{r}{2} - \mu \right) + \sum_{p, k=\pm} a_p^{(k)} n_F(\xi_p^{(k)}) \right\},$$

$$n_d = 2 + 2f_d \left\{ n_F \left(-\frac{r}{2} - \mu \right) + \sum_{p, k=\pm} a_p^{(-k)} n_F(\xi_p^{(k)}) \right\},$$

$$a_p^{(\pm)} = \frac{1}{2} \left\{ 1 \pm r / (r^2 + 12f_p f_d t_p^2)^{1/2} \right\}. \quad (5)$$

Соотношения (5) справедливы для бесконечной энергии Хаббарда ($U_{p, d} = \infty$). В модели Андерсона, где $U_p = 0$, но $U_d = \infty$, везде следует положить $f_p = 1$.

Для нахождения условия появления сверхпроводящей неустойчивости [4] запишем систему однородных уравнений для двухчастичной вершинной части

$$\Gamma_{\alpha\beta} = -T \sum_{\omega, p} g_{\alpha\beta\lambda}(\mathbf{p}) G_{\omega}^{\lambda\lambda'}(\mathbf{p}) G_{\omega}^{\nu\nu'}(-\mathbf{p}) \Gamma_{\lambda'\nu'}. \quad (6)$$

Согласно [5, 6], борновская амплитуда рассеяния $g_{\alpha\beta\lambda}$ пропорциональна $[X_{\alpha}^{\beta} X_{\gamma}^{\lambda}]$; α, γ, β — корневые векторы, нумерующие переходы; $\gamma = \alpha + \beta + \nu$ или $\gamma = \alpha + \beta + \lambda$, что соответствует различным правилам от-

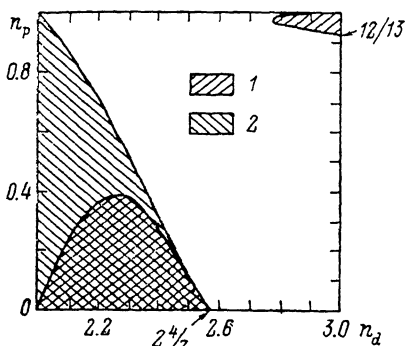
бора. В интересующем нас случае рассеяния α - и β -возбуждений, одинаковых по кристаллическому индексу, но противоположных по спину, имеем всего 5 различных от нуля амплитуды рассеяния. Замечая, что две амплитуды p -рассеяния совпадают, а три амплитуды $(1, 0|0-)$ на $(1, 0|0+)$, $(1, 1|1+)$ на $(1, 0|0-)$ и $(1, 0|0-)$ на $(11|0-)$ отличаются только числовыми множителями, получим следующее условие разрешимости системы (6):

$$g\bar{\rho} \int_0^{t^*} \operatorname{th}\left(\frac{\xi}{2T}\right) \frac{d\xi}{\xi} = 1, \quad (7)$$

где $\bar{\rho} = \sum_p \delta(\xi_p)$ — плотность состояний на уровне Ферми,

$$g = \bar{\epsilon}_p \bar{\epsilon}_d \left[\pm \frac{3}{4} f_p \bar{\epsilon}_p - \epsilon_d f_d \right] / 2f_p f_d \mu^2 \quad (8)$$

— эффективная константа кинематического взаимодействия, которая в области существования сверхпроводящего состояния должна быть положительной. Верхний знак соответствует области $2 < n_d < 3$, нижний знак отвечает заполнению дырочной подзоны Хаббарда, для которой $1 < n_d < 2$. Исследование условия (8) совместно с (5) показывает, что при $r > 0$ и в области



Фазовая диаграмма, вычисленная для прямоугольной плотности состояний.

1 — сверхпроводящие области для $U_p, U_d = \infty$;
2 — сверхпроводящая область для $U_p = 0, U_d = \infty$.

$$2 \frac{4}{13} < n_d < 2 \frac{4}{7}, \quad 0 < n_p < 4(18 - 7n_d)/(78 - 25n_d) \quad (9)$$

сверхпроводимость существует для всей $\xi_p^{(-)}$ -зоны. При заполнении $\xi_p^{(+)}$ -зоны и $r > 0$ сверхпроводящей оказывается весьма узкая область по n_p

$$12/13 < n_p < 28/29, \quad 6(28 - 25n_p)/(44 - 37n_p) < n_d < 3. \quad (10)$$

При $r < 0$ для всех $2 < n_d < 2^{4/13}$ или $28/29 < n_p < 1$ происходит ограничение области существования сверхпроводящих состояний за счет возрастания отталкивательной роли p - или d -возбуждений (см. рисунок). Исследование общего случая конечных n_p и n_d приводит к весьма громоздким соотношениям. Рассмотрим поэтому предельный случай $U_p = 0$, но $U_d = \infty$, когда p - p -рассеяние вообще отсутствует. Поскольку p -электроны не мешают и не содействуют спариванию, вместо области (9) получим более широкую

$$2 < n_d < 2^{4/7}, \quad 0 < n_p < (18 - 7n_d)/(6 - n_d). \quad (11)$$

Область (10) исчезает, так как в ней сверхпроводимость могла бы существовать только за счет притяжения p -возбуждений.

Заметим, что для низкоспиновых состояний никеля, когда нижние уровни $3z^2 - r^2$ почти заполнены, а $\sqrt{3}(x^2 - y^2)$ пустые, сверхпроводимость вообще невозможна по причине малого числа дырок в $(3z^2 - r^2)$ -оболочке. Таким образом, предположение о близости уровней дает возможность объяснить сверхпроводимость соединения $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{NiO}_4$ [7]. Аналогичное утверждение можно сделать и для модели Хаббарда при наличии вырождения [8].

- [1] Смоленский Г. А., Юдин В. М., Шер Е. С. // ФТТ. 1962. Т. 4. № 11. С. 3350—3351.
 [2] Emery V. J. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 26. P. 2794—2797.
 [3] Hubbard J. // Proc. Roy. Soc. 1965. V. A281. N 1386. P. 401—419.
 [4] Горьков Л. П. // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. № 2. С. 735—745.
 [5] Dyson F. // Phys. Rev. 1956. V. 102. P. 1217—1248.
 [6] Зайцев Р. О. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 6. С. 1631—1640.
 [7] Spalek J., Kakol Z., Honig J. M. et al. // New Scientist. 1989. V. 121. N 1654. P. 32.
 [8] Зайцев Р. О., Иванов В. А., Михайлова Ю. В. // Препринт ИАЭ-4556/9. М., 1988. с. 18—36.

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова
Москва

Поступило в Редакцию
8 июня 1989 г.

УДК 548 : 537.611.44

© Физика твердого тела, том 32, в. 1, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 1, 1990

ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ АВТОКОЛЕБАНИЯ ПОЛОСОВОЙ СТРУКТУРЫ В FeVO_3

А. В. Чжан

Как показано в [1], в борате железа при температурах ниже 200 К можно наблюдать регулярные образования в виде периодически повторяющихся темных и светлых полос. Такая полосовая структура (ПС) наблюдается в линейно поляризованном свете, падающем под углом к оптической оси кристалла. Предполагается, что ПС возникает из-за наложения двух оптических эффектов — линейного двулучепреломления и магнитооптического эффекта Фарадея при прохождении света через доменную структуру (ДС) FeVO_3 .

В настоящей работе сообщается об обнаружении автоколебаний, которые наблюдаются в системе ПС при воздействии оптического излучения.

Измерения проводились на монокристаллических пластинах FeVO_3 , параллельных плоскости типа (111), с размерами 3×5 мм и толщиной 250 мкм. Образцы получены методом газового транспорта в отсутствие легирующих примесей и без специальной обработки. Визуализация ПС осуществлялась с помощью эффекта Фарадея в спектральном диапазоне 0.42—0.52 мкм. Как известно, такое облучение слабо влияет на магнитные свойства бората железа [2]. Угол падения света относительно плоскости образца составлял 40° . Для фотовозбуждения ПС использовался дополнительный источник со спектром излучения от 0.8 до 1.1 мкм, свет от которого направлялся ортогонально плоскости кристалла.

При понижении температуры от 300 до 80 К ДС FeVO_3 не испытывает существенных изменений, однако при $T \leq 200$ К на ней наблюдается отчетливая регулярная ПС. Ширина полосы практически не зависит от температуры и составляет 130 мкм. В отсутствие магнитного поля наблюдаются три системы полос, которые направлены под углом 120° друг к другу. Как показано в [1], направления полос строго заданы, в базисной плоскости полосы параллельны кристаллографическим осям симметрии 2-го порядка. Под влиянием внешнего поля, приложенного к плоскости образца, первоначальная картина модифицируется в однородную ПС путем распространения по всему кристаллу тех полос, которые ортогональны H . Вращая магнитное поле в указанной плоскости, можно получить однородную ПС вдоль других направлений.

Дополнительное освещение образцов инфракрасным светом ведет к автоколебательным смещениям ПС. Автоколебания хорошо наблюдаются визуально и происходят в виде одновременного смещения всех полос перпендикулярно своей ориентации сначала в одном, а затем в обратном