

- [6] Копвиллем У. Х., Смоляков Б. П., Шарипов Р. З. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13. № 10. С. 558—560.
 [7] Крайник Н. Н., Леманов В. В., Попов С. Н., Смоленский Г. А. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 8. С. 2462—2464.
 [8] Екимов А. И., Онущенко А. А. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. № 6. С. 363—366.
 [9] Warner K. L., Beamish J. R. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 10. P. 5698—5701.

Казанский государственный университет
 им. В. И. Ульянова—Ленина
 Казань

Поступило в Редакцию
 22 августа 1988 г.

УДК 537.312.62

Физика твердого тела, том 31, в. 4, 1989
 Solid State Physics, vol. 31, № 4, 1989

АНИЗОТРОПИЯ ИК СПЕКТРОВ ОТРАЖЕНИЯ МОНОДОМЕННОЙ ОБЛАСТИ МОНОКРИСТАЛЛА $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

А. В. Баженов, В. К. Власко-Власов, М. В. Инденбом

Исследования 1—2—3 монокристаллов ВТСП позволили выявить связанное с анизотропией кристаллической решетки различие их физических свойств (проводимости [1], критических тока [2] и магнитного поля [3], отражения и пропускания света [4]) в направлении оси c [001] и по нормали к ней. В то же время изучение анизотропии в самой базисной плоскости (a , b) сталкивается со значительными трудностями из-за наличия в редкоземельных купратах развитой двойниковой структуры. При макроскопических исследованиях анизотропия усредняется по доменной структуре и измеряемые характеристики оказываются изотропными [5].

В последнее время появился ряд сообщений [6—8] об анизотропии оптических свойств в базисной плоскости, которую удалось выявить в отдельных доменах достаточно большого размера в видимом диапазоне спектра. На основе анализа изменений поляризации света при отражении от различных граней монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ в [8] было установлено, что в области 1.6—2.5 эВ оптическая проводимость σ вдоль оси b , параллельной цепочкам Cu—O , существенно превышает σ вдоль c и a . Подобная аномальная оптическая проводимость может быть обусловлена повышенной электрической проводимостью квазиодномерного типа вдоль цепочек Cu—O . Поскольку при $\hbar\omega \geq 0.5$ эВ оптические свойства $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ в значительной степени определяются межзонными электронными переходами [9], а плазменный край ~ 1.5 эВ [5], для проверки данного предположения необходимы оптические исследования в таком спектральном диапазоне, где свободные носители дают доминирующий вклад в формирование оптических характеристик. В соответствии с [9] в иттриевом купрате эта область $\hbar\omega \leq 0.5$ эВ. Поэтому целью настоящей работы было исследование анизотропии ИК спектров отражения и интегрального пропускания линейно-поляризованного света в свободных от двойников областях на плоскости ab сверхпроводящих монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ в диапазоне 0.07—0.62 эВ. Следует отметить, что исследование анизотропии ИК отражения от базисной плоскости было ранее выполнено на $\text{EuBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, однако в этих кристаллах вклад свободных носителей в диэлектрическую проницаемость оказалось трудно выявить из-за наличия линий резонансных электронных возбуждений [10].

В данной работе исследовались пластинки иттриевого купрата размером $0.5 \times 0.5 \times 0.02$ мм с развитой базисной плоскостью (001), имеющие температуру сверхпроводящего перехода около 90 К. На рис. 1 показано

увеличенное изображение одного из исследовавшихся монокристаллов в отраженном поляризованном свете. Направления осей a и b в монокристаллической области кристалла определялись поляризационно-оптическим методом. При этом ось b выявлялась с помощью компенсатора Берека как направление, при поляризации вдоль которого свет испытывает задержку фазы в процессе отражения [8]. На рис. 1 окружностью выделена область диаметром 80 мкм, от которой регистрировались спектры отражения линейно-поляризованного света с помощью ИК микроскопа Фурье-спектрометра при 300 К. Поляризатор (он же и анализатор) помещался между объективом микроскопа и исследуемым образцом. Спектры отражения регистрировались от естественной поверхности кристалла.

На рис. 2 показаны спектры отражения, измеренные при разных поляризациях, а также в неполяризованном свете. Монотонный рост коэффи-

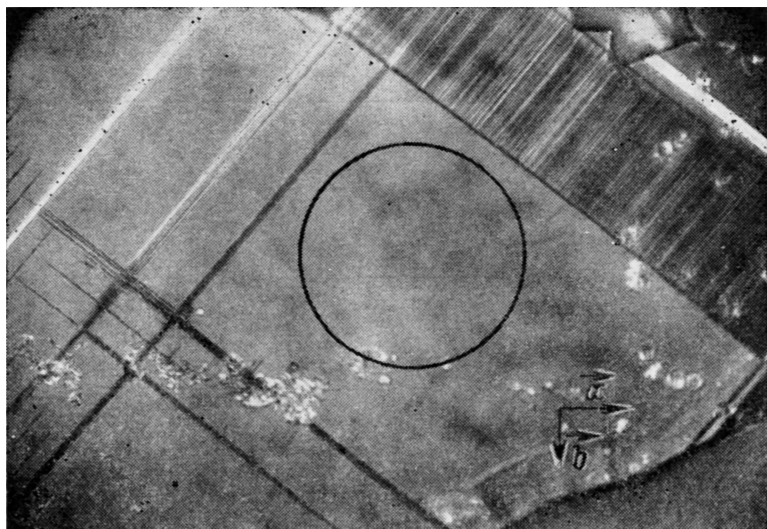


Рис. 1. Изображение поверхности (001) монокристалла YBaCuO в поляризованном свете при нормальном отражении.

циента отражения R неполяризованного света (спектр 1) с уменьшением $\hbar\omega$ качественно согласуется с зависимостью Друде. В то же время характер спектров отражения линейно-поляризованного света существенно изменяется при поворотах вектора поляризации E в базисной плоскости. Наиболее сильно отличаются спектры для a - и b -поляризаций света. В случае $E \parallel b$ $R_b(\hbar\omega)$ (спектр 2) носит характер зависимости Друде, причем ее параметры незначительно (в ~ 1.5 —2 раза) отличаются от полученных в [9] для неполяризованного света. Однако при $E \parallel a$ (спектр 3) коэффициент отражения R_a слабо зависит от длины волны и его изменения не описываются в рамках теории Друде. Отметим, что абсолютная величина R_a велика, около 50 %, а при $\hbar\omega > 0.45$ эВ (3500 см^{-1}) она оказывается выше значений R_b в этой области.

Сравнение спектра отражения неполяризованного света со спектром, полученным в [9], демонстрирует их хорошее согласие в исследованной области 0.07 — 0.62 эВ. В [9] измерения проведены в широком спектральном диапазоне и показано, что при $\omega \leq 4000 \text{ см}^{-1}$ отражение неполяризованного света определяется в основном свободными носителями. Это позволяет заключить, что наблюдаемая в нашем случае при $\omega < 3500 \text{ см}^{-1}$ анизотропия спектров отражения обусловлена анизотропией электропроводности в плоскости ab . Наибольшая проводимость наблюдается вдоль направления b , совпадающего с направлением цепочек Cu—O . В то же время слабую зависимость $R_a(\hbar\omega)$, большую величину R_a и ее превыше-

ние над R_b при $\omega > 3500 \text{ см}^{-1}$ можно объяснить влиянием электронных межзонных переходов, которые, как показано в [9], вносят существенный вклад в диэлектрическую проницаемость при $\omega \geq 4000 \text{ см}^{-1}$.

Поскольку коэффициент отражения определяется показателями преломления n и поглощения k , данные переходы могли бы привести к анизотропии спектров $R(\hbar\omega)$ при $\omega < 3500 \text{ см}^{-1}$, если бы связанный с ними анизотропный вклад n в R являлся доминирующим. Для проверки этого предположения было измерено интегральное пропускание линейно-поляризованного света в монодоменной области химически утоненного монокристалла в спектральном диапазоне от 0.1 до 0.6 эВ. Установлено, что пропускание в поляризации $E \parallel b$ как минимум на порядок меньше пропускания света с поляризацией $E \parallel a$. Таким образом, анизотропия спектров отражения в первую очередь обусловлена анизотропией k , т. е. анизотропией поглощения света свободными носителями.

Переходя к вопросу о возможной природе анизотропии электрической проводимости монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, отметим, что имеется боль-

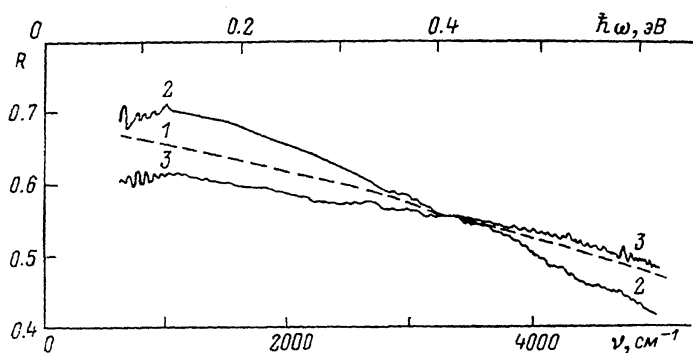


Рис. 2. Спектры отражения монодоменной области монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (на рис. 1 выделена окружностью) при 300 К. Волновой вектор света $q \parallel c [001]$.

шое количество публикаций, авторы которых проводимость оксидных сверхпроводников связывают с плоскостью $\text{Cu} 2-\text{O}_{2,3}$. В работе [7] на основании поляризационно-оптического исследования в видимом диапазоне сделан вывод о движении свободных носителей как по цепочкам $\text{Cu}-\text{O}$, так и в изотропной плоскости $\text{Cu} 2-\text{O}_{2,3}$. Аналогичные исследования [8] как на базисной, так и на торцевой гранях позволили выявить аномальную анизотропию оптической проводимости вдоль b в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, что позволило предположить наличие квазиодномерной проводимости в соответствии с зонными расчетами [11]. Это коррелирует с измеренной недавно анизотропией проводимости на постоянном токе в бездвойниковых кристаллах YSr -купрата [12]. Наблюдаемая нами анизотропия спектров отражения и пропускания также может свидетельствовать о квазиодномерной проводимости вдоль цепочек $\text{Cu}-\text{O}$. Однако возможно также, что эта анизотропия связана с влиянием цепочек $\text{Cu} 1-\text{O} 1$ на проводимость, в целом определяемую плоскостью $\text{Cu} 2-\text{O}_{2,3}$. Действительно, если изобразить подрешетку кислород—медь с учетом ионных радиусов O^{2-} (1.35 \AA) и O^- (1.76 \AA) (O^- соответствует в таком представлении наличию дырок в валентной зоне кристалла), то окажется, что в результате перекрытия волновых функций $\text{O} 1$ и $\text{O} 4$ образуются параллельные друг другу плотноупакованные плоские фрагменты $\text{O} 1-\text{Cu} 1-\text{O} 4$, эффективно взаимодействующие с ионами O^{-1} плоскостей $\text{Cu} 2-\text{O}_{2,3}$. Такое взаимодействие может быть причиной анизотропной электрической проводимости в плоскости $\text{Cu} 2-\text{O}_{2,3}$ и связанной с ней анизотропии спектров отражения и пропускания, определяемых свободными носителями. И в то же время слабое перекрытие волновых функций ионов кислорода, разделенных иттриевыми слоями, обеспечивает низкую проводимость вдоль c .

Авторы благодарят В. Б. Тимофеева за интерес к работе и полезные замечания.

Список литературы

- [1] Буравов Л. И., Винников Л. Я., Емельченко Г. А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. № 1. С. 50—52.
- [2] Farell D. E., Chandrasekhar B. S., De Guire M. R. et al. // Phys. Rev. B. 1988. V. 36. N 7. P. 4025—4028.
- [3] Takita K., Akinaga H., Katoh H., Masuda K. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. N 9. P. L1552—L1554.
- [4] Suzuki M., Oda M., Enomoto Y., Murakami T. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. N 12. P. L2052—L2054.
- [5] Wang X., Namba T., Ikezawa M. et al. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. N 12. P. L2023—L2025.
- [6] Schmid H., Rivera J.-P., Clin M. et al. // Physica C. 1988. V. 153—155. Pt 2. P. 1748—1751.
- [7] Semba K., Suzuki H., Katsui A. et al. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. N 10. P. L1654—L1647.
- [8] Власко-Власов В. К., Индепбом М. В., Оспьян Ю. А. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. № 6. С. 312—315.
- [9] Schlesinger Z., Collins R. T., Kaiser D. L. et al. // Physica C. 1988. V. 153—155. Pt 2. P. 1734—1739.
- [10] Tanaka J., Kamija K., Tsurumi S. // Physica C. 1988. V. 153—155. Pt 1. P. 653—654.
- [11] Massidda S., Yu J., Freeman A. J. // Phys. Lett. A. 1987. V. 122. N 3—4. P. 198—202.
- [12] Веркин Б. И., Дмитриев В. М., Дикин Д. А. и др. // ФНТ. 1988. Т. 14. № 2. С. 218—221.

Институт физики твердого тела
АН СССР
Черноголовка
Московская область

Поступило в Редакцию
22 августа 1988 г.

УДК 537.311.31

Физика твердого тела, том 31, в. 4, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 4, 1989

ПОПЕРЕЧНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК НИКЕЛЯ

Н. И. Киселев, Ю. И. Маньков, В. Г. Пынько

Известно [1], что растягивающие напряжения оказывают влияние на магнитосопротивление монокристаллических ферромагнетиков. Чаще всего при этом исследуются нитевидные образцы (вискеры). Напряжения в этом случае прикладываются вдоль направления роста кристалла, т. е. образцы подвергаются одностороннему растяжению.

Недавно [2] сообщалось о технологии выращивания толстых монокристаллических пленок никеля методом химического транспорта на подложке из окиси магния. Метод позволяет получать пленки толщиной в пределах $2 \text{ мкм} \leq d \leq 15 \text{ мкм}$, причем они характеризуются сравнительно высоким отношением остаточных сопротивлений $\eta = \rho_{300 \text{ К}} / \rho_{4.2 \text{ К}}$, достигающим 10^3 .

В соответствии с технологией пленки выращивались при температуре подложки 1000°C . Коэффициент теплового расширения никеля α_{Ni} превышает соответствующий коэффициент α_{MgO} для окиси магния. Например, при комнатной температуре $\alpha_{\text{Ni}} = 12.5 \cdot 10^{-6}$, $\alpha_{\text{MgO}} = 11.2 \cdot 10^{-6}$ град $^{-1}$. Следовательно, при охлаждении пленка, будучи связана с подложкой, подвергается плоскостному растягивающему напряжению, которое приводит к тетрагональной деформации кристаллической решетки. Этот вывод был подтвержден сравнением параметров кристаллической решетки, измеренных методом рентгеновской дифракции при комнатной температуре $T_{\text{к}}$ и $T = 77 \text{ К}$.