

УДК 538.945+537.632

©1993

МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ ПОЛЯРНЫЙ ЭФФЕКТ КЕРРА В РОМБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5\pm 0.1}$

О.Г.Руткин, П.П.Сырников

В нормальном состоянии ($T = 300$ К) для монокристаллической области ромбического монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.55}$ ($T_c \approx 60 \div 70$ К) проведены измерения вращения, эллиптичности и анизотропии полярного магнитооптического эффекта Керра. Полярный магнитооптический эффект Керра в исследуемых кристаллах системы 1–2–3 высокотемпературных сверхпроводников характеризуется как линейный по напряженности магнитного поля эффект вращения плоскости поляризации отраженного оптического пучка. Измерения полярного магнитооптического эффекта Керра в кристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5+x}$ на длине волны лазерного излучения $\lambda = 0.63$ мкм проводились методом сравнения с величиной полярного магнитооптического эффекта Керра в парамагнитных кристаллах оксидов элементов $3d - 4f$ групп. Определена характерная для монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ величина параметра магнитооптической диссипации. В рамках формальной модели магнитооптического отклика Друде проведен анализ результатов измерений.

Малая величина магнитооптических эффектов $[1-3]$ в соединениях ВТСП не позволяет рассчитывать на легкий успех в изучении тонкой структуры оптического спектра этих материалов, хотя эти эффекты сами по себе представляют интерес как проявление оптической невязимости $[3-6]$.

В опубликованных ранее работах $[1,2]$ сообщалось о величине полярного магнитооптического эффекта Керра в соединениях $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ и об оценке вкладов ионов меди и редкой земли в величину константы магнитооптического вращения. Для соединений $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5\pm 0.1}$ речь идет о величинах вращения $\sim 6''/\text{Тл}$. В предыдущих измерениях использовались ромбические кристаллы $\text{Y}-\text{Ba}-\text{Cu}-\text{O}$, не обрабатываемые после выращивания, несовершенные в оптическом и кристаллическом отношении. С помощью методики оптической поляризационной микроскопии $[7-9]$ в упомянутых кристаллах мы наблюдали картины мелкого двойникования и островкового (puzzle-domain) псевдодвойникования.

Проблема валентных состояний ионов меди и проявление в магнитооптических измерениях $\text{Cu}^{2+} d-d$ переходов и переходов $\text{O}^{2-}-\text{Cu}^3$ с переносом заряда $[2]$, а также края плазменного поглощения свободных носителей представляются актуальными для изучения причин высокотемпературной сверхпроводимости. О проявлении этих вкладов в оптическую анизотропию $\text{Y}-\text{Ba}-\text{Cu}-\text{O}$ уже сообщалось $[9-12]$. Магнитооптические измерения позволяют определить дополнительный набор феноме-

нологических констант материала, характеризующих тонкую структуру электронных состояний.

В настоящей работе приводятся результаты измерений анизотропии полярного эффекта Керра для сравнительно крупной практически монокристаллической области ромбического монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.55 \pm 0.05}$. Монокристалл Y-Ba-Cu-O имел размер $1.5 \times 1 \times 0.5 \text{ мм}^3$. Линейные размеры монокристаллической области составляли 0.3 мм в кристаллографической плоскости $\{110\}$. Исследуемая поверхность монокристаллического двойника характеризовалась величиной $\approx 80\%$ контраста по сравнению с более отчетливым контрастом более мелких двойников на краях образца, наблюдаемых с помощью поляризационного микроскопа.

Для выращивания монокристаллов использовались реактивы Y_2O_3 , BaCO_3 или $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ и CuO марки ОСЧ. Выращивание проводилось в закрытых циркониевых стабилизированных Y_2O_3 тиглях. Для получения кристаллов использовался метод «частичного плавления» [13] с разделением зоны расплава и кристаллизации. Была предпринята попытка вырастить изометрические и монокристаллические кристаллы Y-Ba-Cu-O . Для этого, во-первых, температура в зоне кристаллизации снижалась со скоростью $\sim 0.1^\circ/\text{ч}$, а во-вторых, процесс неоднократно повторялся и составил в сумме около 600 ч .

В зоне кристаллизации образовались кристаллы двух типов: уплощенные и изометрические размером по ребру от 1 до 4 мм . Поверхность кристаллов блестящая, в некоторых гранях просматривалась слоистость. Многие кристаллы росли изолированно и легко отделялись от поверхности тигля.

Параметр c кристаллической орторомбической ячейки кристалла составил $c = 11.730 \pm 0.001 \text{ \AA}$, что соответствует температуре сверхпроводящего перехода $T_c \sim 60 \text{ К}$ [14].

Магнитооптические измерения полярного эффекта Керра проводились на балансном магнитном лазерном поляриметре [2], $\lambda = 0.63 \text{ мкм}$, оснащенный дополнительным набором поляризационных устройств для измерения эллиптичности и анизотропии эффекта Керра, а также дополнительным магнитным экраном.

Анализ измерений, проводимых методом эталонов сравнения, позволяет утверждать, что полярный магнитооптический эффект Керра в исследуемых кристаллах Y-Ba-Cu-O проявляется как линейное по напряженности магнитного поля вращение плоскости поляризации отраженного оптического пучка. Магнитный сигнал вращения плоскости поляризации отраженного пучка проверялся инструментально с помощью установки призмы-анализатора в различные симметричные положения, соответствующие балансам фотодиодной схемы регистрации [2], а также с помощью выходной фазовой пластины $\lambda/4$, преобразующей практически линейную поляризацию отраженного пучка в круговую. Проводимые с помощью выходной фазовой пластинки измерения не выявили магнитных сигналов эллиптичности, превышающих величину эффекта $1''/\text{Тл}$ в исследуемых образцах Y-Ba-Cu-O .

Отраженный от поверхности монокристалла Y-Ba-Cu-O пучок в пределах поляризационного совершенства анализатора (призмы Волластона) характеризуется практически как линейно-поляризованный. В этом случае [2] магнитный поляриметрический сигнал, регистрируемый как разностный сигнал ΔI балансной фотодиодной схемы на частоте моду-

ляции магнитного поля, описывается соотношением

$$\Delta I \simeq 2K E^2 \sin 2\alpha_0 \cdot \Delta\alpha \sin \omega t, \quad (1)$$

где E — напряженность электрического поля оптической волны; $\omega/2\pi$ — частота модуляции магнитного поля; $\Delta\alpha$ — амплитуда переменного вращения плоскости поляризации, обусловленного переменным магнитным полем; α_0 — относительный угловой отсчет анализатора; K — соответствующая эквивалентная крутизна фотодиодной характеристики.

Значения $\alpha_0 = 45^\circ + n90^\circ$, где $n = 0, \pm 1, \pm 2$, соответствуют максимальной величине разностного полезного сигнала, а также минимальной величине оптических шумов, проявляющихся при тщательной настройке поляриметра практически как дробовые в узкой полосе регистрации полезного сигнала. При изменении α_0 на 90° фаза переменного поляриметрического сигнала изменяется в соответствии с соотношением (1) на π , что приводит к изменению знака соответствующего полезного постоянного сигнала, записываемого с помощью двухкоординатного потенциометра после осуществления синхронного детектирования переменного сигнала [2]. Подобное изменение относительного углового отсчета α_0 может быть осуществлено с помощью как анализатора, так и входного поляризатора изменением установки угла γ поляризации падающего на кристалл оптического пучка.

В отсутствие анизотропии магнитооптического эффекта Керра измеряемые при различных значениях γ величины эффекта должны совпадать. На рис. 1 представлено 8 реализаций записи полярного магнитооптического эффекта Керра монодоменной области ромбического $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.55}$, отличающиеся значениями отсчетов угла входного поляризатора γ , угла анализатора α , а также значением фазы переменного магнитного поля φ . Для каждой из реализаций записи приведены значения относительной фазы магнитного поля (0 или π), значения отсчетов γ и α , а также запись калибровочного сигнала вращения $1''/10$.

По сравнению с предыдущими измерениями [1,2], для того чтобы избежать влияния оптических помех неполяриметрического происхождения на результат измерений величины эффекта Керра, запись сигналов осуществлялась в более слабом поле $H \simeq 100$ Гс (10 мТл). Для более точного измерения эффекта была также увеличена постоянная времени синхронного детектирования до значения $\tau=10$ с. Значение падающей на кристалл оптической мощности составляло ~ 3 мВт, угол падения $\vartheta \simeq 10^\circ$, значения угла $\gamma = 45^\circ$ и $\gamma = 135^\circ$ соответствуют S- и P-поляризации входного пучка. Значение $\gamma = -4^\circ$ с погрешностью $\sim 5^\circ$ соответствовало направлению $\langle 110 \rangle$ орторомбической элементарной ячейки кристалла. Это направление определялось с помощью поляризационного микроскопа по 90° двойниковой стенке на краях образца [7,8]. Экспериментальные зависимости (рис. 1) изменяют знак при изменении фазы магнитного поля на π , а также отсчетов γ и α на 90° . Таким образом, линейный по магнитному полю эффект вращения плоскости поляризации отраженного пучка сохраняет знак при повороте входной поляризации на 90° .

В табл. 1 представлены результаты измерения линейного по магнитному полю вращения плоскости поляризации отраженного пучка в зависимости от азимута входной поляризации для различных реализаций записи полярного эффекта Керра слабоконтрастной бездвойниковой области. Относительные значения константы вращения полярного эффекта

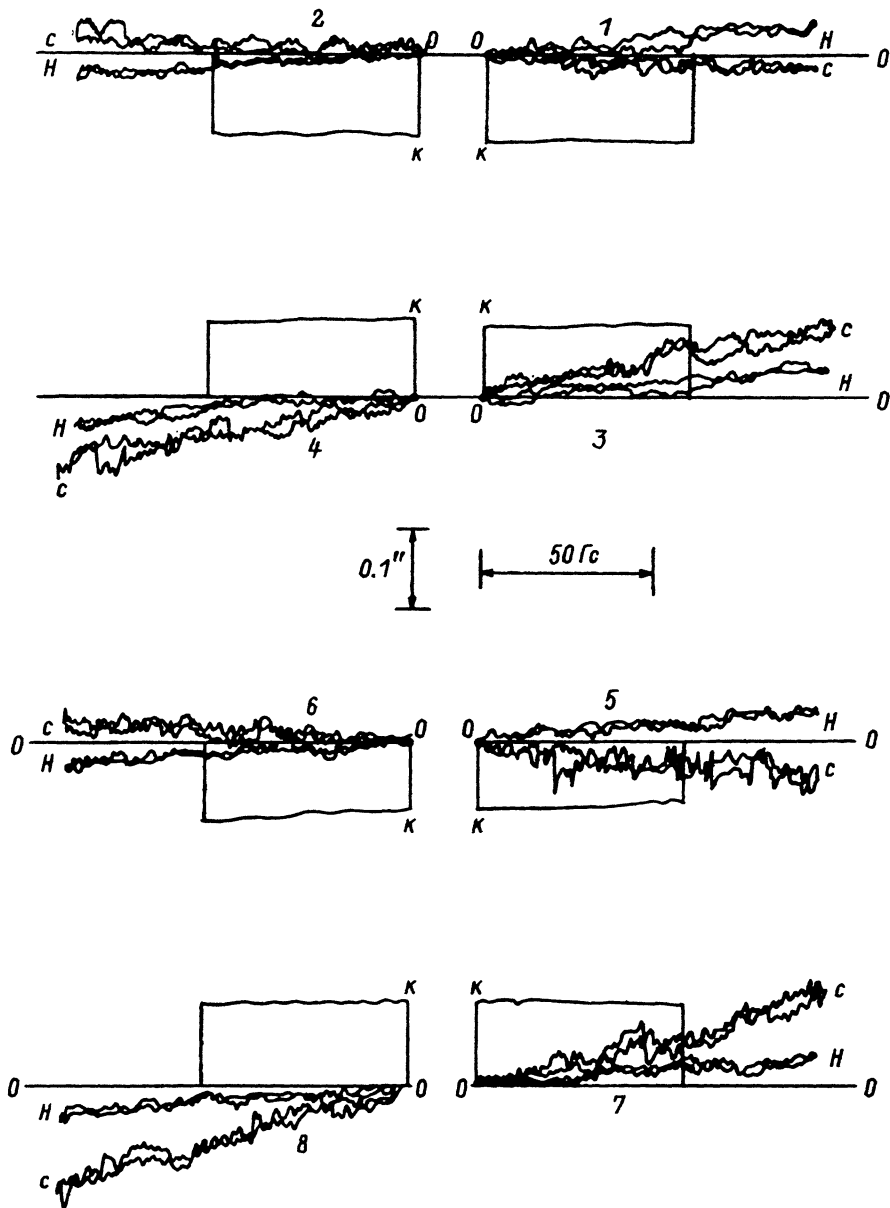


Рис. 1. Сигнал вращения плоскости поляризации отраженного от монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.55}$ оптического пучка в зависимости от амплитуды переменного магнитного поля.

Номерам записей соответствуют отсчеты поляризационных устройств и значения фазы переменного магнитного поля (табл.1).

Керра с учетом поправки по нелокальности измерения магнитного поля для величин $\gamma=90, 0$ и -4° составили соответственно $5.3 \pm 0.1, 7.7 \pm 0.3$ и 8.1 ± 0.3 "/Тл.

Полярный эффект Керра в отражении от плоскости {110}
 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.55}$ в переменном магнитном поле 100 ± 5 Гс, $\lambda = 0.63$ мкм

N п/п	γ , град	α , град	φ	Φ''	Ток магнита, мА	Сигнал датчика, мВ
1	90	131	0	0.052	30	1.0
2	90	131	π	0.054	30	1.0
3	90	41	0	0.055	30	1.0
4	90	41	π	0.053	30	1.0
5	0	41	0	0.090	32	1.0
6	0	41	π	0.076	32	1.0
7	0	131	0	0.081	32	1.0
8	0	131	π	0.078	32	1.0
9	-4	45	0	0.087	32	1.0
10	-4	45	0	0.085	32	1.0

Точность измерения величины вращения в заданном магнитном поле 100 Гс с помощью многократной записи сигнала может быть реализована при таких значениях величины эффекта на уровне $\sim 0.1''$ /Тл. В этом случае основная погрешность в определении константы вращения определяется неточностью измерения локального магнитного поля, а также неоднородностью исследуемого монокристалла и несовершенством моднодоменной области в точке фокусировки входного пучка.

В табл. 2 представлены результаты измерения константы вращения магнитооптического полярного эффекта Керра исследуемого монокристалла в сравнении с родственными модельными магнитооптическими объектами. Знак магнитного вращения для всех приведенных в табл. 2 образцов в полярном эффекте Керра совпадает со знаком магнитного вращения парамагнитного YMnO_3 , за исключением, быть может, образца Si, для которого величина магнитного вращения не считается измеренной. Установка Si использовалась для контроля отсутствия паразитного вращения в оптических элементах, обусловленного полями рассеяния магнитита.

Значения Φ_k для образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (табл. 2) для слабоконтрастной бездвойниковой области и мелкодвойникового кристалла с ориентацией оси $c \parallel n$ (где n — нормаль к поверхности образца) оказываются близкими. При этом значение Φ_k , усредненное по поляризациям падающего пучка (образец № 1) и ориентациям мелких двойников (образец № 2), совпадает в пределах погрешности эксперимента. Значение Φ_k , измеренное для керамического образца $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ (образец № 3), усредненное по различным ориентациям зерен в плоскости полировки, отличается от усредненного значения Φ_k для предыдущих образцов, хотя это различие незначительно и его можно объяснить как отличием в содержании кислорода, так и различным вкладом в величину Φ_k кристаллитов с отличной от (001) ориентацией. На основании вышеуказанного можно сделать вывод о том, что в исследуемых образцах магнитный полярный эффект Керра проявляется в нулевом приближении на длине волны $\lambda=0.63$ мкм как слабоанизотропный эффект.

Константы вращения полярного эффекта Керра родственных модельных магнитооптических материалов ($\lambda = 0.63$ мкм, $T \approx 300$ К)

Номер образца	Состав	γ , град	Φ_k , ''/Тл	Примечание
1	$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.55 \pm 0.05}$	90	5.3 ± 0.1	Монокристалл, 1.5мм · 1мм · 0.5мм, $c = 11.730 \pm 0.001$ Å
		0	7.7 ± 0.3	
		-4	8.1 ± 0.3	
2	$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5 \pm 0.1}$	-2	6.5 ± 0.8	Монокристалл, 1.3мм · 1.3мм · 0.1мм мелкие двойники, псевдодвойники
3	$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$	-4	8.5 ± 0.5	Керамика, $a = 3.88$ Å, $b = 3.83$ Å, $c = 11.66$ Å, линейный размер зерна ~ 30 мкм
4	YMnO_3	-2	20 ± 2	Монокристалл, диэлектрик, сильный парамагнетик, $T_c \approx 80$ К
5	$0.8\text{CeO}_2 - 0.2\text{PrO}_{1.83}$	-2	2 ± 0.5	Монокристалл, диэлектрик, слабый парамагнетик
6	Si	-2	0.5 ± 0.5	$n \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$

Есть все основания предполагать, что для значения $\lambda = 0.63$ мкм тонкая структура электронных состояний соединения $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ характеризуется величиной магнитного вращения $\Phi_k \approx 7''/\text{Тл}$.

В соответствии с классификацией [15] магнитооптических эффектов в металлах линейный по «технической» намагниченности эффект вращения Φ_k плоскости поляризации, отраженного от поверхности исследуемого монокристалла оптического пучка, обусловлен разностью фазовых сдвигов лево- и правоциркулярно-поляризованных компонент оптических плоских волн, а линейная по «технической» намагниченности эллиптичность обусловлена разностью коэффициентов отражения этих волн

$$\Phi_k = (\rho_- - \rho_+)/2,$$

$$e_k = \frac{1}{2} \ln(|r_+|/|r_-|), \quad (2)$$

где ρ_- , ρ_+ — фазовые сдвиги, а r_+ , r_- — комплексные коэффициенты отражения лево- и правоциркулярно-поляризованных волн.

Исследование оптических поляриметрических эффектов, связанных с измерением величин $\rho_- - \rho_+$ и $|r_+|/|r_-|$ как в проходящем, так и в отраженном от Y-Ba-Cu-O свете, проводилось в ряде работ [4-6]. На длинах волн лазерного излучения $\lambda = 0.54$ [4] и 0.63 мкм [6] были обнаружены при охлаждении до температуры ниже сверхпроводящего перехода сигналы кругового дихроизма в отражении в отсутствие плавного изменения магнитного поля в процессе поляриметрических измерений. Однако наличие этих эффектов не подтвердилось при измерениях на длине волны

$\lambda = 1.06$ мкм с помощью лазерного гироскопа [5]. Расхождение результатов упомянутых работ сложно объяснить с полной уверенностью, имея в виду как заметную погрешность измерений [4,6], так и различные, с нашей точки зрения, условия экспериментов. В отличие от авторов [5] мы полагаем, что спектральные зависимости кругового дихроизма (двупреломления), особенно в малоизученных условиях перехода в сверхпроводящее состояние, не дают оснований для простого сопоставления результатов измерений на длинах волн $\lambda = 1.06, 0.63, 0.54$ мкм.

В предыдущих работах [1,2] и в настоящей работе мы проводили прямое измерение магнитных параметров эллипса поляризации Φ_k и e_k , проверяя при этом с помощью установки анализатора в различные симметричные положения физическое происхождение поляриметрического сигнала в отраженном пучке. О подобных инструментальных проверках в измерении комплексных коэффициентов отражения $|\tau_{\pm}| \exp(i\rho_{\pm})$ авторами работ [4-6] не сообщалось. Переходя от изложения результатов измерений к интерпретации полученных результатов, отметим, что, для того чтобы определить из измеряемых в эксперименте величин Φ_k и e_k константы исследуемого материала, характеризующие его магнитооптический отклик, необходимо в общем случае учитывать как оптическую анизотропию, так и оптическое поглощение.

Современные [16,17] вычислительные методы позволяют в общем случае решить электродинамическую задачу о нахождении магнитооптического отклика анизотропной поглощающей среды с произвольной ориентацией кристаллографических осей по отношению к поверхности и направлению магнитного поля. Используя их, можно рассчитать вращения Φ_k и эллиптичность e_k по заданному виду материальных соотношений в феноменологических уравнениях электродинамики.

В результате решения этой задачи величины Φ_k и e_k могут быть получены в виде комбинаций компонент, как зависящих, так и не зависящих от внешнего поля H тензоров среды [18], среди которых, вообще говоря, помимо компонент тензора диэлектрической проницаемости могут присутствовать компоненты тензора магнитной проницаемости [19,20] и магнитоэлектрической связи [21].

Мы полагаем, что имеющиеся на сегодня экспериментальные данные, касающиеся гироанизотропных свойств $Y-Ba-Cu-O$, недостаточны для того, чтобы решить рассматриваемую нами электродинамическую задачу в рамках общего [16,17] подхода.

Согласно проведенным с помощью матрицы отражения в рамках модели изотропного вещества [22] расчетам вращения и эллиптичности эффекта Керра для s - и p -поляризаций падающей волны, различия этих величин незначительны в геометрии полярного эффекта при малых углах падения. В условиях проведенного нами эксперимента ($\vartheta \simeq 10^\circ$, $|\eta| < 1^\circ$, где η — угол между направлением магнитного поля и нормалью к поверхности кристалла) этими различиями можно пренебречь. Таким образом, с достоверностью, соответствующей средней квадратичной дисперсии приведенных в табл. 1 величин, можно утверждать, что наблюдаемая анизотропия вращения Φ_k обусловлена анизотропией тензора диэлектрической проницаемости с учетом допущения ошибки в определении однородности кристалла в точке фокусировки пучка. Однако упомянутая ошибка представляется нам маловероятной вследствие контроля карти-

ны двойникового контраста с помощью поляризационного микроскопа. Так как значения угла азимута входной поляризации γ (табл. 1 и 2) близки к направлениям $\langle 110 \rangle$ кристалла, можно предположить, что анизотропия магнитооптического эффекта Керра связана с сильной оптической немагнитной анизотропией [9-12], обусловленной при наклонном падении различными направлениями вектора напряженности электрического поля падающей на поверхность кристалла оптической волны по отношению к оси C для значений $\gamma \simeq 90$ и $\gamma \simeq 0^\circ$.

Отмечая обнаруженный эффект анизотропии магнитооптического эффекта Керра как экспериментальный факт, природа которого недостаточно изучена, перейдем к выводам, которые следуют из измеренной в нормальном состоянии монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.55}$ величины полярного магнитооптического эффекта Керра.

Используя модель изотропного поглощающего вещества с наведенной магнитным полем гиротропией, которая, как отмечалось выше, качественно соответствует условиям эксперимента, воспользуемся соотношениями для Φ_k и e_k [23,24]

$$\begin{cases} \text{Re } \varepsilon_{xy} = -[n(n^2 - 3k^2 - 1)\Phi_k - k(3n^2 - k^2 - 1)e_k], \\ \text{Im } \varepsilon_{xy} = -[n(n^2 - 3k^2 - 1)e_k + k(3n^2 - k^2 - 1)\Phi_k], \end{cases} \quad (3)$$

где

$$\varepsilon_{xy} = \text{Re } \varepsilon_{xy} + i \text{Im } \varepsilon_{xy}$$

— комплексная недиагональная компонента тензора диэлектрической проницаемости, n и k — соответственно показатель преломления и безразмерный коэффициент поглощения (в нашем случае на длине волны $\lambda = 0.63$ мкм). Соотношения (3) позволяют из измеренных экспериментально значений Φ_k и e_k находить значения $\text{Re } \varepsilon_{xy}$ и $\text{Im } \varepsilon_{xy}$.

Используя в качестве общей схемы рассуждений модель Друде свободных электронов, на которые действует поле световой волны и сила Лоренца [25], запишем выражение для ε_{xy} в виде

$$\varepsilon_{xy} = -i \frac{\varepsilon \omega_p^2 \omega_c}{\omega(\Omega^2 + \omega_c^2)}, \quad (4)$$

где ω_p и ω_c — соответственно плазменная частота и циклотронная резонансная частота,

$$\Omega = -i\omega + 1/\tau. \quad (5)$$

В соотношении (5) фигурируют величины: ω — частота световой волны, τ — время релаксации.

Используя соотношения (4) и (5) и безразмерные частоты

$$\Omega_p = \omega_p/\omega, \quad \Omega_c = \omega_c/\omega, \quad \Omega_\tau = \omega_\tau/\omega = \frac{2\pi}{\tau}/\omega,$$

получим

$$\begin{cases} 1 - \Omega_\tau^2 - \Omega_c^2 = 2\Omega_\tau/\chi, \\ \text{Im } \varepsilon_{xy} = \varepsilon \frac{\chi}{2(1+\chi^2)} \frac{\Omega_p^2}{\Omega_\tau} \Omega_c, \end{cases} \quad (6)$$

Гиротропная компонента тензора диэлектрической проницаемости $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.55}$ при $T = 300$ К и $\lambda = 0.63$ мкм, $B = 1$ Тл ($\Phi_k = 7''/\text{Тл}$, $e_k \ll \Phi_k$), определенная с учетом данных немагнитной спектроскопии по литературным ссылкам

n	k	$\text{Re}\epsilon_{xy}$	$\text{Im}\epsilon_{xy}$	χ	Литературная ссылка	Примечание
1.53	0.75	$1.1 \cdot 10^{-5}$	$-1.4 \cdot 10^{-4}$	-0.13	[27]	Пленки Y-Ba-Cu-O
1.66	1.04	$5.7 \cdot 10^{-5}$	$-2.2 \cdot 10^{-4}$	-0.39	[12]	Монокристалл, $T_c = 66$ К
1.84	1.17	$8.9 \cdot 10^{-5}$	$-3.1 \cdot 10^{-4}$	-0.35	[12]	То же

где

$$\chi = \text{Re}\epsilon_{xy} / \text{Im}\epsilon_{xy}$$

— параметр магнитооптической диссипации. Значения χ и $\text{Im}\epsilon_{xy}$ рассчитываются непосредственно из измеренных в магнитооптическом эксперименте значений Φ_k и e_k с учетом значений n и k , полученных с помощью немагнитной спектроскопии.

В табл. 3 приведены значения ϵ_{xy} , определенные таким образом из измеренных значений Φ_k и e_k с помощью значений n и k вблизи плазменного края поглощения [12,26], $\lambda = 0.63$ мкм (1.97 эВ).

С учетом общепринятых допущений $\Omega_c(B = 1\text{Тл}) \ll \Omega_r$, Ω_p система уравнений (6) упрощается

$$\Omega_r = \sqrt{\left(\frac{1}{\chi}\right)^2 + 1} - \frac{1}{\chi},$$

$$\Omega_c = \frac{2(1 + \chi^2)\Omega_r(\chi)}{\epsilon\chi} \frac{\text{Im}\epsilon_{xy}}{\Omega_p^2}. \quad (7)$$

Соотношения (7) позволяют в практических случаях, основываясь на данных магнитооптического эксперимента, определять частоту релаксации Ω_r , а также циклотронную резонансную частоту Ω_c в рамках используемой нами модели Друде.

Численные значения этих параметров в плане соответствия данным других методик позволяют оценить адекватность используемых микроскопических моделей.

Используя введенные параметры Ω_r и Ω_p , перепишем соотношение для проводимости σ_{dc} [27], измеренной на постоянном токе, в виде

$$\sigma_{dc} = \frac{\omega_p^2}{2\omega_r} = \frac{\omega}{2} \frac{\Omega_p^2}{\Omega_r} (c^{-1}). \quad (8)$$

Преобразуя соотношение (8) в практические единицы $(\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$ [27], получим выражение для удельной электропроводности

$$\sigma = 1.67 \cdot 10^3 \frac{\Omega_p^2}{\Omega_r} (\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}. \quad (9)$$

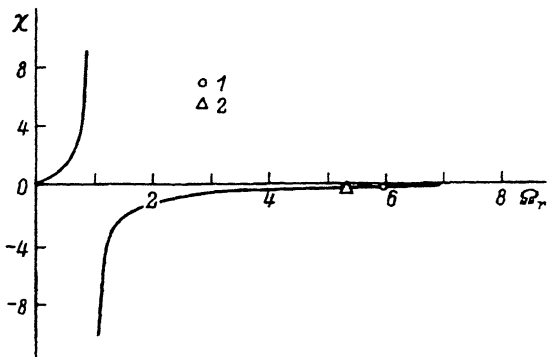


Рис. 2. Параметр магнитооптической диссипации в рамках статической модели Друде магнитооптического отклика.

$\Phi_k = 7''/\text{Тл}$, $|e_k| < 1''\text{Тл}$. n, k :
 $1 - 1.84, 1.17$; $2 - 1.66, 1.04$.

Таким образом, выражение для удельного сопротивления τ в используемых нами безразмерных параметрах модели Друде Ω_p и Ω_r может быть записано следующим образом:

$$\tau \simeq 0.6 \frac{\Omega_r}{\Omega_p^2} (\text{МОм} \cdot \text{см}). \quad (10)$$

На рис. 2 представлена зависимость магнитооптического параметра диссипации $\chi(\Omega_r)$, полученная в рамках исследуемой статической модели Друде с помощью первого уравнения системы (7) в допустимом диапазоне значений безразмерных частот релаксации Ω_r .

Экспериментальному значению $\chi \simeq -0.3$ (табл. 3) соответствуют формально определенные значения безразмерных частот релаксации $\Omega_r > 5$ ($\omega_r > 10$ эВ), которые вряд ли [27] следует считать физическими частотами, характерными для механизмов рассеяния электронов в рассматриваемых кристаллах, хотя значения безразмерной плазменной частоты $\Omega_p \simeq 3$ (~ 6 эВ), полученные для значений $\Omega_r = 9$ и $\tau = 0.6$ МОм · см, характерных для исследуемых кристаллов в нормальном состоянии, находятся в приемлемом [26,27] диапазоне условий существования носителей.

Авторы благодарят Р.В.Писарева, В.Н.Гриднева и А.И.Грачева за полезное обсуждение работы, Б.Б.Кричевцова и В.В.Павлова за консультации по вопросам поляриметрических измерений, Н.В.Зайцеву за рентгеновские измерения параметров кристаллической решетки исследуемых образцов.

Список литературы

- [1] Rutkin O.G., Gridnev V.N., Pisarev R.V. // International Symposium on Magneto-Optics (ISMO'91). Kharkov, USSR, Program & Abstract, 1991. P. 88.
- [2] Руткин О.Г., Гриднев В.Н., Писарев Р.В. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 2. С. 2920-2927.
- [3] Кричевцов Б.Б., Павлов В.В., Писарев Р.В., Шерман А.Б. // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 54. № 2. С. 86-89.
- [4] Lyons K.B., Kwo J., Dillon J.F., Jr., Espinosa G.P., Me Glachan-Powell M., Ramirez A.P., Schneemeyer L.F. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. N 24. P. 2949-2952.
- [5] Spielman S., Fesler K., Eom C.B., Geballe T.H., Fejer M.M., Kapitulnik A. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. N 1. P. 123-126.
- [6] Weber H.J., Weitbrecht D., Brach D., Shelankov A.L., Keiter H., Weber W., Wolf Th., Glerk J., Linker G., Roth G. // Sol. St. Commun. 1990. V. 76. N 4. P. 511-516.
- [7] Schmid H., Rivera J.-P., Clin M., Williams A., Burkhardt E. // Physica C. 1988. V. 153155. P. 1748-1751.

- [8] Schmid H., Burkhardt E., Walker E., Brixel W., Clin M., Rivera J.-P., Jorola J.-L., Francois M., Yvon K. // *Z. Phys. B*. 1988. V. 72. P. 305-323.
- [9] Petrov M.P., Grachev A.I., Krasin'kova M.V., Nechitailov A.A., Prokofiev V.V., Poborchy V.V., Shagin S.I., Kartenko N.F. // *Sol. St. Commun.* 1988. V. 67. N 12. P. 1197-1200.
- [10] Махнев А.А., Номерованная Л.В., Кириллова М.М., Чеботаев Н.М., Наумов С.В., Коротин М.А. // *СФХТ*. 1991. Т. 4. № 4. С. 700-707.
- [11] Абросимов Н.В., Баженов А.В., Горбунов А.В., Новомлинский Л.А., Фурсова Т.Н. // *СФХТ*. 1991. Т. 4. № 11. С. 2165-2171.
- [12] Kotz A.L., Klein M.V., Lee W.C., Giapintzakis J., Ginsberg D.M., Veal B.W. // *Phys. Rev. B*. 1992. V. 45. N 5. P. 2577-2580.
- [13] Schneemeyer L.F., Waszczak J.V., Siegrist T., van Dover R.B., Rupp L.W., Batlogg B., Cava R.J., Murphy D.W. // *Nature*. 1987. V. 328. N 6131. P. 601-603.
- [14] Зайцева Н.В., Копелевич Я.В., Кочина И.И., Леманов В.В., Сырников П.П. // *ФТТ*. 1991. Т. 33. № 2. С. 569-574.
- [15] Вонсовский С.В., Соколов А.В. // *ЖЭТФ*. 1949. Т. 19. № 8. С. 703-708.
- [16] Zak J., Moog E.R., Liu C., Bader S.D. // *Phys. Rev. B*. 1991. V. 43. N 8. P. 6423-6429.
- [17] Višňovský Š. // *Czech. J. Phys.* 1991. V. 41. N 2. P. 663-694.
- [18] Pershan P.S. // *J. Appl. Phys.* 1967. V. 38. N 3. P. 1482-1490.
- [19] Соколов А.В. // *ФММ*. 1956. Т. 3. № 2. С. 208-215.
- [20] Агеев А.Н., Гриднев В.Н., Руткин О.Г., Смоленский Г.А. // *ФТТ*. 1983. Т. 25. № 2. С. 478-481.
- [21] Hornreich R.M., Shtrikman S. // *Phys. Rev.* 1968. V. 171. N 3. P. 1065-1074.
- [22] Metzger G., Pluinage Ph., Torquet R. // *Ann. Phys.* 1965. V. 10. P. 5-12.
- [23] Носков М.М. // *Оптические и магнитооптические свойства металлов*. Свердловск, УНЦ АН СССР, 1973. 220 с.
- [24] Lyons K.B., Dillon J.F., Jr. // *Optical Probes of Anion Physics: Experimental Status Report* / Ed. S. S. Chern, C. W. Chu, and C. S. Thing. Houston, Texas, USA, 1991.
- [25] Burkhard H., Jaumam J. // *Z. Physik*. 1970. V. 235. P. 1-19.
- [26] Vozovic I. // *Phys. Rev. B*. 1990. V. 42. N 4. P. 1969-1984.
- [27] Тимаск Т., Тэннер Д.Б. // *Физические свойства высокотемператур сверхпроводников*. М.: Мир, 1990. С. 341-410.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
29 января 1992 г.

