

# Эллипсометрическое исследование оптических свойств монокристаллов $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$ ( $x = 0-0.2$ ) при электронном допировании

© Л.В. Номерованная, А.А. Махнев, А.М. Балбашов\*

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,  
620219 Екатеринбург, Россия

\* Московский энергетический институт,  
105835 Москва, Россия

E-mail: nomerov@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 21 апреля 2005 г.)

Представлены результаты исследования методом эллипсометрии дисперсии действительной  $\varepsilon_1(\omega)$  и мнимой  $\varepsilon_2(\omega)$  частей комплексной диэлектрической проницаемости монокристаллов  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$  ( $x = 0, 0.5, 0.10, 0.12$  и  $0.20$ ) в спектральной области от  $60 \text{ meV}$  до  $5 \text{ eV}$  при комнатной температуре. Обнаружено, что при замещении кальция лантаном полоса поглощения при  $3.1 \text{ eV}$  в спектре оптической проводимости смещается к высоким энергиям, а спектральный вес низкоэнергетического крыла полосы при  $2.2 \text{ eV}$  перераспределяется в область зонной щели ( $E < 1.5 \text{ eV}$ ) исходного соединения  $\text{CaMnO}_3$ . Выявлены особенности дисперсии оптической проводимости в средней ИК-области при электронном допировании. Показано, что частотная зависимость оптической проводимости отличается от характерного для металлов друдевского поведения. Проведено сравнение спектров оптической проводимости  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$  с результатами, полученными нами ранее для серии монокристаллов  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ , допированных дырочными носителями.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 05-02-16303).

PACS: 75.47.Lx, 61.72.Ww

## 1. Введение

Эволюция оптических свойств и электронной структуры манганитов при допировании дырочными носителями экспериментально хорошо изучена на примере системы  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  ( $0 \leq x \leq 0.3$ ) (см. [1–3]). Были обнаружены металлическое ферромагнитное (ФМ) состояние и эффект гигантского магнетосопротивления. Имеется также теоретический расчет спектра оптической проводимости [4]. В то же время для систем, допированных электронами, нам известны лишь две работы [5,6].

Основные особенности оптического отклика в допированных дырками манганитах выявлены как при уменьшении температуры и переходе в металлическое ФМ-состояние, так и при изменении концентрации допирующего элемента. Во-первых, наблюдается систематический сдвиг спектра оптической проводимости как целого от широкой области  $1-6 \text{ eV}$  к низким энергиям. Во-вторых, соединения обнаруживают заметный перенос спектрального веса от полосы поглощения с максимумом при  $\sim 2.0 \text{ eV}$  в область низких энергий ( $< 2 \text{ eV}$ ) при переходе в металлическое ФМ-состояние. В ряде работ оптический отклик описывают суммой двух компонент — некогерентного и когерентного (друдевского) вкладов носителей заряда в оптическую проводимость. При увеличении спиновой поляризации проводящих носителей и низких температурах (ниже температуры ФМ-упорядочения  $T_c$ ) наблюдается переход от некогерентного к когерентному отклику носителей заряда.

В то же время для монокристаллического образца состава  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ , оптические свойства которого изменены для чистой поверхности скола, поведение спектра оптической проводимости показало „друдеподобный“ ход, т.е. однокомпонентный оптический отклик [3]. Что касается природы носителей заряда в металлическом состоянии, то этот вопрос окончательно не решен. Например, анализ дисперсии оптической проводимости соединения  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  привел авторов работы [7] к выводу, что ниже  $T_c$  спектр оптической проводимости может быть приписан сумме вкладов от когерентного и некогерентного движения большого полярона. В парамагнитной (ПМ) фазе оптический отклик не описывается законом Друде (не наблюдается увеличения оптической проводимости с уменьшением частоты падающего света).

В настоящее время интенсивно исследуются особенности структурных и магнитных свойств манганитов при электронном допировании в системе  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$  ( $x < 0.5$ ) [8,9]. Электронная конфигурация исходного антиферромагнитного  $\text{CaMnO}_3$  ( $T_N = 110 \text{ K}$ , G-тип магнитной структуры) —  $\text{Mn}^{4+}$  ( $d^3$ ), ( $t_{2g}^3 e_g^0$ ), т.е. все  $e_g$ -состояния свободны. При введении трехвалентного лантана в  $\text{CaMnO}_3$  носители заряда заполняют пустую  $e_g$ -зону. В отличие от составов, допированных дырками, введение электронов в пустую  $e_g$ -зону  $\text{CaMnO}_3$  не приводит к появлению дальнего ФМ-упорядочения при низких температурах. Однако в работе [10] была обнаружена узкая область концентраций вблизи  $x = 0.1$ , где в поликристаллических образцах наблюдался эффект

колоссального магнетосопротивления, обусловленный состоянием ФМ-кластерного стекла.

Мы исследовали оптические свойства монокристаллических образцов  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$  эллипсометрическим методом при комнатной температуре в области составов вблизи  $\text{CaMnO}_3$  (до концентрации  $x \leq 0.2$ ) более подробно, чем в работе [5]. Цель настоящей работы — изучить влияние заполнения  $e_g$ -зоны на оптические свойства как в области межзонного поглощения, так и в области взаимодействия света с носителями заряда, где экспериментальные данные отсутствуют. При  $T = 295$  К все образцы находятся в ПМ-фазе и, следовательно, имеется возможность исследовать изменение оптических свойств и электронной структуры вне зависимости от их магнитного состояния.

## 2. Образцы и метод исследования

Монокристаллы  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$  ( $x = 0, 0.05, 0.10, 0.12$  и  $0.20$ ) выращены методом зонной плавки с радиационным нагревом. Рентгеновский анализ показал, что все кристаллы, за исключением состава с  $x = 0.20$ , были однофазными. На этих же образцах были измерены температурные зависимости электрического сопротивления. Для соединения  $\text{CaMnO}_3$  обнаружен полупроводниковый ход температурной зависимости электросопротивления. Все допированные составы характеризовались слабым металлическим характером поведения электросопротивления в интервале температур  $200\text{--}350$  К. Параметры псевдокубической кристаллической структуры при комнатной температуре составили  $7.460, 7.475, 7.491, 7.500, 7.494$  Å, а значения электрического сопротивления равны  $0.17, 0.032, 0.012, 0.006$  и  $0.0037 \Omega \cdot \text{cm}$  для  $x = 0, 0.05, 0.01, 0.12$  и  $0.20$  соответственно.

Оптические свойства кристаллов изучены эллипсометрическим методом в области спектра  $0.06\text{--}5.0$  eV при температуре  $T = 295$  К, при которой все образцы находятся в термодинамически стабильной орторомбической фазе и в ПМ-состоянии. Типичные размеры отражающих поверхностей кристаллов были  $3 \times (3\text{--}6)$  mm. В случае  $\text{CaMnO}_3$  измерения выполнены для чистой зеркальной поверхности (100) скола кристалла. Для остальных составов для оптических измерений зеркальные поверхности ((110) для  $x = 0.05$  и (001) для  $x = 0.10, 0.12, 0.20$ ) были приготовлены механической полировкой на алмазных пастах с размером зерна, меньшим  $1.0 \mu\text{m}$ .

Измерение оптических постоянных (показателей преломления  $n$  и поглощения  $k$ ) выполнены на автоматическом эллипсометре при углах падения света  $67$  и  $71^\circ$  с погрешностью  $2\text{--}4\%$ . По значениям  $n$  и  $k$  рассчитаны действительная  $\varepsilon_1 = n^2 - k^2$  и мнимая  $\varepsilon_2 = 2nk$  части комплексной диэлектрической проницаемости и оптическая проводимость  $\sigma = nk\omega/2\pi$  ( $\omega$  — циклическая частота световой волны).

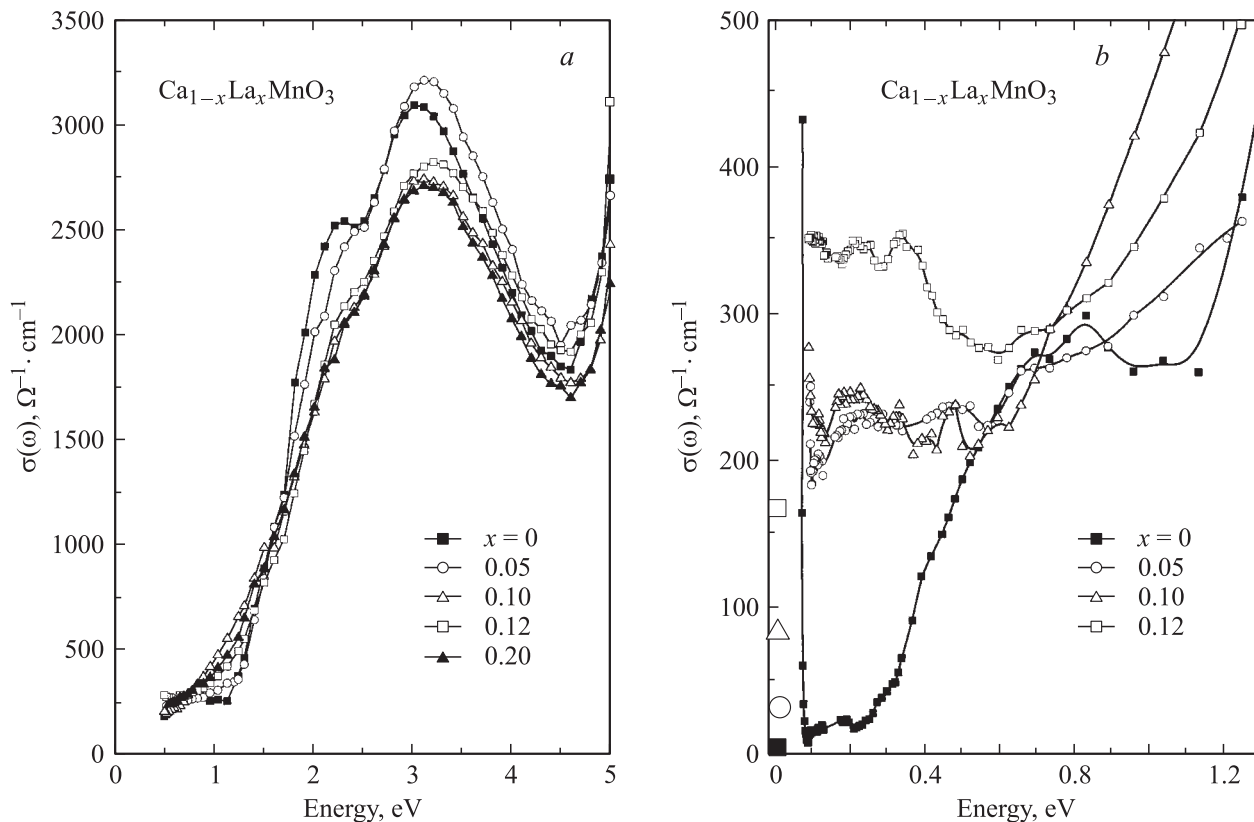
## 3. Результаты и их обсуждение

Спектр оптической проводимости  $\sigma(\omega)$  монокристаллов  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$  в области основной полосы поглощения приведен на рис. 1, *a*, в области низких энергий — на рис. 1, *b*. Спектр исходного  $\text{CaMnO}_3$ , выращенного в атмосфере аргона, обнаруживает полосу интенсивного межзонного поглощения двугорбой формы с максимумами при  $2.2$  и  $3.1$  eV (рис. 1, *a*). Оптические свойства в области энергий  $1.6\text{--}5.0$  eV формируются межзонами переходами между  $O(2p)$ - и  $Mn(3d)$ -электронными состояниями. Интенсивность спектра оптической проводимости поликристаллического образца  $\text{CaMnO}_3$ , исследованного в [5] и полученного из спектра отражательной способности при помощи преобразования Крамерса–Кронига, оказалась более чем в 3 раза ниже по сравнению с монокристаллом, при этом не была обнаружена низкоэнергетическая подполоса при  $2.2$  eV.

При замещении кальция лантаном, имеющим больший радиус иона, интенсивность полосы поглощения несколько понижается, подполоса с максимумом при  $3.1$  eV сдвигается в сторону больших энергий незначительно (для состава  $\text{Ca}_{0.8}\text{La}_{0.2}\text{MnO}_3$  сдвиг составляет  $\sim 0.1$  eV). Пик при  $2.2$  eV размывается, а его низкоэнергетическое крыло, чувствительное к допированию, смещается в сторону меньших энергий.

Как видно из рис. 1, *b*, в исходном соединении  $\text{CaMnO}_3$  в области спектра при энергиях, меньших величины прямой оптической зонной щели, оцененной нами в [11] и равной  $E_g = 1.55$  eV, вплоть до энергии начала поглощения на фонах (резкий подъем  $\sigma(\omega)$  при  $E < 0.064$  eV) расположена полоса поглощения при  $0.4\text{--}1.1$  eV, имеющая асимметричную форму. В работе [11] при исследовании влияния нестехиометрии кристаллов  $\text{CaMnO}_{3-\delta}$  (выращенных в различных атмосферах — на воздухе и в аргоне, а также с добавками 1% Mn) на оптические свойства нами было показано, что природа наблюдаемой полосы поглощения в средней ИК-области с максимумом при  $0.7$  eV связана с носителями заряда, а именно с поляронами. Доказательством служил наблюдаемый одинаковый ход температурных зависимостей коэффициента поглощения и электропроводности на постоянном токе. Образование поляронов мы связали с появлением ионов  $Mn^{3+}$  в кристаллах с дефицитом по кислороду. Отметим, что далее записывая формулу для исходного кристалла, выращенного в аргоне, как  $\text{CaMnO}_3$ , мы имеем в виду, что исследованный нами образец имел отклонение от стехиометрии.

Известно, что поведение оптических свойств в спектральной области ниже края фундаментального поглощения очень чувствительно к существованию или отсутствию отклика от свободных носителей заряда (к отклику Друде при  $\omega = 0$ ). Как видно из рис. 1, *a, b*, в исследованных образцах введение носителей заряда — электронов — не привело к „друдеподобному“ вкладу



**Рис. 1.** Спектры оптической проводимости  $\sigma(\omega)$   $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$  в области основной полосы поглощения (а) и в области низких энергий (б) при  $T = 295$  К. На оси  $\sigma(\omega)$  (часть б) символами показаны значения статической электропроводности при  $T = 295$  К.

в  $\sigma(\omega)$  при низких энергиях  $\hbar\omega < 0.5$  eV (не наблюдается роста  $\sigma(\omega)$  с уменьшением  $\omega$ , типичного для хорошего металлического состояния). Для составов с  $x \geq 0.05$  в указанной спектральной области обнаружен более сложный характер дисперсии  $\sigma(\omega)$ , заключающийся в переносе спектрального веса оптической проводимости от подполосы поглощения с максимумом при 2.2 eV в область ниже энергии края фундаментального поглощения  $\text{CaMnO}_3$ . Кроме того, полоса поглощения с максимумом при 0.7 eV, обнаруженная в  $\text{CaMnO}_3$  и связанная с поляронами, также трансформируется в область более низких энергий. В целом, спектральный вес  $\sigma(\omega)$  в области энергий, меньших 1.1 eV, увеличивается с ростом  $x$  и характер изменения спектра с  $x$  подобен.

В таком случае, принимая во внимание поведение оптических свойств в зонной щели нестехиометрического  $\text{CaMnO}_{3-\delta}$ , полосу поглощения в  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$  для составов с  $x \leq 0.2$  (вблизи исходного  $\text{CaMnO}_3$ ) в области спектра между краем фундаментального поглощения и поглощением света решеткой мы также можем связать с появлением вклада от взаимодействия света с носителями заряда, т. е. с образованием поляронов.

Тот факт, что полярон, обусловленный сильной связью носителей заряда с колебаниями решетки, играет важную роль в манганитах, широко обсуждается многими

авторами. Для манганитов, допированных дырками, с помощью оптических исследований убедительно показано, что при увеличении концентрации допирующего элемента появляется широкая полоса поглощения в средней ИК-области (некогерентная спектральная особенность), в то время как когерентный отклик („друдеподобный“) по величине на два порядка меньше или отсутствует [7,12].

Появление в зонной щели в слабо допированных электронами  $\text{CaMnO}_3$  и дырками  $\text{LaMnO}_3$  оптического поглощения, пропорционального концентрации введенных носителей, предсказано в теоретических работах [13,14].

Рассмотрим поведение спектров действительной части комплексной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_1(\omega)$ , приведенных на рис. 2, а, б. Известно, что отрицательные значения функции  $\epsilon_1(\omega)$  в ИК-области свидетельствуют о преобладающем вкладе от свободных носителей заряда, а положительные значения связаны либо с вкладом от межзонных переходов, либо с вкладом от связанных носителей. Обращаясь к рис. 2, б, видим, что в образцах  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$  в области энергий  $E \sim 0.7$  eV, где  $\sigma(\omega)$  обнаруживает полосу поглощения, значения функции  $\epsilon_1(\omega)$  имеют положительный знак, что указывает на отсутствие заметного вклада от свободных носителей заряда. Для состава с  $x = 0$  наблюдается резкое уменьшение значений функции  $\epsilon_1(\omega)$  и переход кривой через

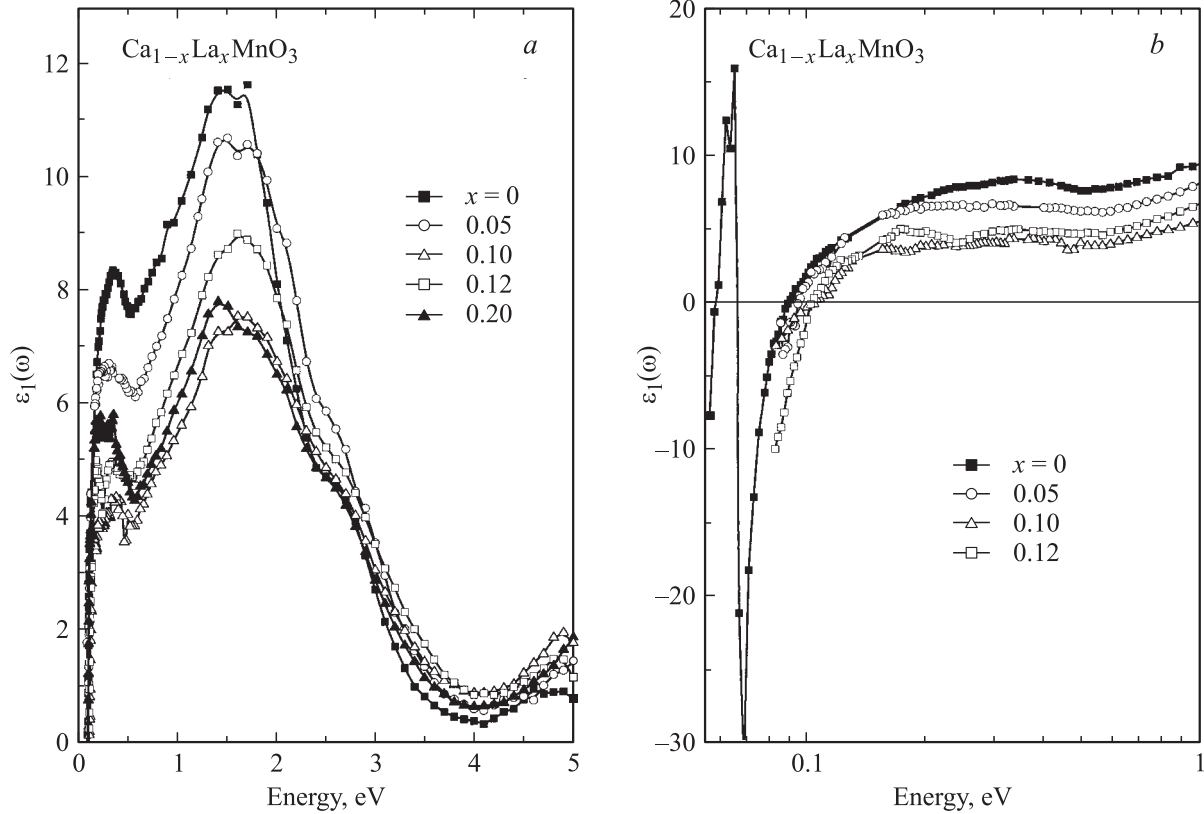


Рис. 2. Спектры действительной части комплексной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_1(\omega)$   $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$  при  $T = 295$  К.

нуль для  $E < 0.067$  eV, что связано с аномальной дисперсией на фоновом пике поглощения при 0.064 eV. Для составов с  $x = 0.05-0.20$  кривые  $\varepsilon_1(\omega)$  проходят через нуль и принимают отрицательные значения при энергиях, меньших 0.09–0.12 eV, что свидетельствует о присутствии заметного вклада от свободных носителей заряда. Обратим внимание на тот факт, что численные значения  $\sigma(\omega)$  на конце исследованного нами интервала спектра выше, чем значения статической проводимости при 295 К (за исключением состава с  $x = 0.2$ ). Это может означать, что при дальнейшем уменьшении энергии будет наблюдаться только спад оптической проводимости, т.е. отсутствие „древесского“ подъема при  $\omega \rightarrow 0$ , характерного для типичного металлического поведения. Несмотря на металлический ход статической электропроводности, величина  $\sigma_{st}$  изученных образцов меньше моттовского металлического предела. Такое поведение является удивительным. На рис. 1, *b* значения статической электропроводности при комнатной температуре при различных значениях  $x$  показаны более крупными символами на оси  $\sigma(\omega)$ . Заметим, что на рис. 1, *b* и 2, *b* для удобства восприятия не приведены кривые для состава с  $x = 0.2$ , так как они попадают в сгусток кривых для составов с  $x = 0.05$  и 0.10.

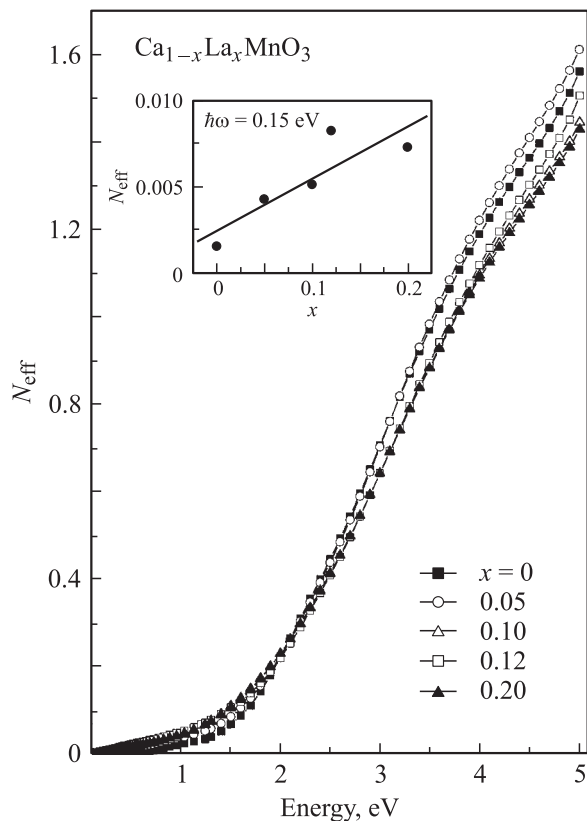
Таким образом, можно заключить, что в соединениях  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$  при концентрации лантана  $x = 0.05-0.20$  носители заряда в ПМ-фазе обнаружи-

вают некогерентный вклад в  $\sigma(\omega)$  и не обнаруживают когерентного вклада. Отсутствие когерентного отклика в спектре  $\sigma(\omega)$  не противоречит измеренным значениям статической электропроводности при 295 К. Величина ее на порядок меньше минимальной металлической.

Наиболее наглядно поведение оптических свойств в зонной щели исходного  $\text{CaMnO}_3$  в зависимости от концентрации лантана можно представить, вычисляя спектральную функцию плотности носителей по формуле

$$N_{\text{eff}}(\omega) = \frac{2m_0}{\pi e^2} V_{\text{cell}} \int_0^{\omega_c} \sigma(\omega) d\omega, \quad (1)$$

где  $m_0$  и  $e$  — масса и заряд свободного электрона,  $V_{\text{cell}}$  — объем ячейки, содержащей одну формульную единицу. Величина  $N_{\text{eff}}$  дает число носителей заряда, вовлеченных в оптические переходы вплоть до энергии  $\hbar\omega_c = 5.0$  eV, независимо от механизма их возбуждения. Рассчитанные по данным  $\sigma(\omega)$  значения  $N_{\text{eff}}$  приведены на рис. 3. Для всех составов  $N_{\text{eff}}$  плавно меняется с энергией. Резкое увеличение  $N_{\text{eff}}$  при энергии 1.5 eV отражает начало интенсивного межзонного поглощения. Рассмотрим оптический отклик от допированных носителей в зонной щели  $\text{CaMnO}_3$ . Значения  $N_{\text{eff}}$  растут с увеличением  $x$  для всей области энергий внутри щели. На вставке приведены  $N_{\text{eff}}$  для значения  $\hbar\omega = 0.15$  eV. Отметим, что значения  $N_{\text{eff}}$  очень малы по сравнению с



**Рис. 3.** Зависимость эффективного числа носителей  $N_{\text{eff}}$  (на элементарную ячейку) от энергии для соединений  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$  при  $T = 295$  К. На вставке — зависимость  $N_{\text{eff}}$  от концентрации лантана для энергий  $\hbar\omega = 0.15$  eV.

числом введенных носителей, т.е. с числом электронов на атом Mn. Низкие значения  $N_{\text{eff}}$  в области отклика от свободных носителей заряда свидетельствуют о локализации носителей и могут быть связаны с большой эффективной массой носителя — полярона.

Можно сравнить величины  $N_{\text{eff}}$  (при 0.2 eV) для одних и тех же значений  $x$  для дырочно- и электронно-допированных систем в ПМ-состоянии. Для  $x = 0.1$ , например,  $N_{\text{eff}}$  в  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  в 2 раза больше, чем в  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$ , а для  $x = 0.2$  — выше на порядок, что отражает более сильный отклик на введение носителей — дырок.

Таким образом, можно выделить основные особенности поведения оптических свойств допированных электронами соединений  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$  в ПМ-фазе. Во-первых, основная полоса поглощения в интервале энергий 2–5 eV для концентраций лантана вплоть до  $x = 0.2$  претерпевает изменения как по интенсивности, так и по энергетическому положению. Во-вторых, спектр  $\sigma(\omega)$  в области зонной щели исходного  $\text{CaMnO}_3$  характеризуется наличием некогерентного вклада, интенсивность которого зависит от степени допирования. Подобное поведение оптических свойств в ПМ-состоянии манганитов наблюдалось в допированной электронами системе  $\text{Ca}_x\text{V}_{1-x}\text{MnO}_3$  ( $x = 0.74$  и  $0.82$ ) [6].

## 4. Заключение

Сравним эволюцию спектров оптической проводимости в интервале энергий 0.1–5.0 eV при  $T = 295$  К для монокристаллов  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  ( $x = 0, 0.1$  и  $0.2$ ) при допировании дырочными носителями, исследованных нами ранее [2], и  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$  ( $x = 0, 0.1$  и  $0.2$ ) при допировании электронными носителями. Исходные соединения  $\text{LaMnO}_3$  и  $\text{CaMnO}_3$  для энергий, больших 1 eV, обнаруживают интенсивное межзонное поглощение, но спектральный профиль кривых оптической проводимости значительно различается. Центр тяжести поглощения в соединении  $\text{LaMnO}_3$  сдвинут в высокоэнергетическую область по сравнению с  $\text{CaMnO}_3$ . Максимум основной полосы поглощения в  $\text{CaMnO}_3$  расположен при 3.1 eV, а в  $\text{LaMnO}_3$  — при 5.2 eV. Энергия прямой зонной щели в  $\text{CaMnO}_3$  составляет 1.55 eV, в то время как в  $\text{LaMnO}_3$  щель непрямоугольная и имеет значение 0.4 eV [15]. Меньшая ширина основной полосы поглощения и большая величина зонной щели в  $\text{CaMnO}_3$  могут свидетельствовать о более узких Mn(3d)-зонах выше и ниже уровня Ферми и, следовательно, о более сильных корреляционных взаимодействиях.

Введение носителей заряда в исходные соединения по-разному влияет на область интенсивного межзонного поглощения. Допирование  $\text{LaMnO}_3$  дырочными носителями приводит к уменьшению интенсивности межзонного поглощения и систематическому сдвигу полосы поглощения с максимумом при 5.2 eV в сторону низких энергий, величина которого для состава с  $x = 0.24$  равна  $\sim 0.3$ –0.4 eV. Допирование  $\text{CaMnO}_3$  электронными носителями также приводит к уменьшению интенсивности межзонного поглощения, но полоса при 3.1 eV сдвигается, напротив, в сторону высоких энергий, а сдвиг намного меньше.

Спектры оптической проводимости, измеренные в области отклика от носителей заряда (в средней ИК-области), имеют аналогичный характер поведения при электронном и дырочном допировании в ПМ-фазе. И в том, и в другом случае наблюдается перераспределение спектрального веса оптической проводимости от полосы межзонного поглощения при 2.2 eV ( $\text{CaMnO}_3$ ) и при  $\sim 2.0$  eV ( $\text{LaMnO}_3$ ) в низкоэнергетическую область спектра. Численные же значения оптической проводимости и эффективное число носителей  $N_{\text{eff}}$  в средней ИК-области для одного и того же уровня допирования различаются. Наблюдаемое различие оптического отклика двух систем в ПМ-состоянии позволяет сделать вывод о большей склонности электронной структуры к перестройке в случае дырочного допирования, чем в случае электронного допирования. Как следует из магнитной фазовой диаграммы  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$ , более существенных различий в поведении носителей заряда можно ожидать при низких температурах.

Авторы выражают благодарность Л.В. Рыбиной за предоставление монокристаллов, С.В. Наумову за определение параметров элементарной ячейки и Н.И. Солину за измерение температурных зависимостей электрического сопротивления.

## Список литературы

- [1] S. Yamaguchi, Y. Okimoto, K. Ishibashi, Y. Tokura. *Phys. Rev. B* **58**, 11, 6862 (1998).
- [2] Л.В. Номерованная, А.А. Махнев, А.Ю. Румянцев. *ФТТ* **41**, 8, 1445 (1999).
- [3] K. Takenaka, K. Iida, Y. Sawaki, S. Sugai, Y. Moritomo, A. Nakamura. *Phys. Soc. Jpn.* **68**, 6, 1828 (1999).
- [4] I. Solovyev, K. Terakura. *Electronic Structure and Magnetism of Complex Materials* / Eds D.J. Singh, D.A. Papaconstantopoulos. Springer, Berlin (2003). 38 p.
- [5] J.H. Jung, K.H. Kim, T.W. Noh, E.J. Choi, J. Yu. *Phys. Rev. B* **57**, 18, R 11 043 (1998).
- [6] H.L. Liu, S.L. Cooper, S.-W. Cheong. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 21, 4684 (1998).
- [7] K.H. Kim, J.H. Jung, T.W. Noh. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 7, 1517 (1998).
- [8] C.D. Ling, E. Granado, J.J. Neumeier, J.W. Lynn, D.N. Argyriou. *Phys. Rev. B* **68**, 134 439-1 (2003).
- [9] E. Granado, C.D. Ling, J.J. Neumeier, J.W. Lynn, D.N. Argyriou. *Phys. Rev. B* **68**, 134 440-1 (2003).
- [10] C. Martin, A. Maignan, M. Hervieu, B. Raveau. *Phys. Rev. B* **60**, 17, 12 191 (1999).
- [11] N.N. Loshkareva, L.V. Nomerovannaya, E.V. Mostovshikova, A.A. Makynov, Yu.P. Sukhorukov, N.I. Solin, T.I. Arbutova, S.V. Naumov, N.V. Kostromitina, A.M. Balbashov, L.N. Rybina. *Phys. Rev. B* **70**, 224 406 (2004).
- [12] T. Ishikawa, T. Kimura, T. Katsufuji, Y. Tokura. *Phys. Rev. B* **57**, 14, R 8079 (1998).
- [13] Y.-R. Chen, V. Perebeinos, P.B. Allen. *Phys. Rev. B* **65**, 205 207 (2002).
- [14] A.S. Alexandrov, A.M. Bratkovsky. *J. Phys.: Cond. Matter* **11**, 48, L 531 (1999).
- [15] Н.Н. Лошкарева, Ю.П. Сухоруков, Е.В. Мостовщикова, Л.В. Номерованная, А.А. Махнев, С.В. Наумов, Е.А. Ганьшина, И.К. Родин, А.С. Москвин, А.М. Балбашов. *ЖЭТФ* **121**, 2, 412 (2002).