

PACS: 62.50.-p, 72.15.Gd, 72.50.+b, 73.61.-r, 75.47.-m, 77.65.Dq

В.П. Дьяконов, Э.Е. Зубов

ОСОБЕННОСТИ ТРАНСПОРТНЫХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛОКСИДОВ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина

Статья поступила в редакцию 16 сентября 2013 года

Представлены результаты исследования влияния давления на транспортные и магниторезистивные свойства эпитаксиальных пленок и керамик манганитов $(La_{0.7}Ca_{0.3})_{1-x}Mn_{1+x}O_{3-\delta}$ ($x = 0-0.2$) с избытком марганца. Проведен сравнительный анализ электрического поведения указанных образцов при гидростатическом давлении вплоть до 1.8 GPa и в магнитных полях до 8 kOe. Показано, что влияние давления и магнитного поля возрастает с повышением содержания марганца. Экспериментальные данные также свидетельствуют, что эффект воздействия давления и магнитного поля на температуру перехода металл-диэлектрик (T_{MD}) и магниторезистивный пик является более сильным в пленках, чем в керамиках. В обзоре сообщается об исследовании акустоэлектрического эффекта (АЭЭ) в монолитной слоистой структуре пьезодиэлектрик $LiNbO_3$ -тонкая монокристаллическая пленка $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$ в широком температурном интервале. Обнаруженный впервые аномальный АЭЭ вызван сильной модуляцией проводимости пленки вследствие деформации (областей сжатия и расширения в пленке), создаваемой поверхностной акустической волной.

Ключевые слова: пьезодиэлектрик, акустоэлектрический эффект, керамика, пленка, электропроводимость, магниторезистивность

Представлено результати дослідження впливу тиску на транспортні й магніторезистивні властивості епітаксійних плівок і керамік манганітів $(La_{0.7}Ca_{0.3})_{1-x}Mn_{1+x}O_{3-\delta}$ ($x = 0-0.2$) з надлишком марганцю. Проведено порівняльний аналіз електричного поведіння зазначених зразків при гідростатичному тиску аж до 1.8 GPa і в магнітних полях до 8 kOe. Показано, що вплив тиску й магнітного поля збільшується з ростом вмісту марганцю. Експериментальні дані також показують, що ефект впливу тиску й магнітного поля на температуру переходу метал-діелектрик (T_{MD}) і магніторезистивний пік є більш сильним у плівках, ніж у кераміках. В огляді повідомляється про дослідження акустоелектричного ефекту (АЕЕ) в монолітній шаруватій структурі п'єзодіелектрик $LiNbO_3$ -тонка монокристалічна плівка $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$ у широкому температурному інтервалі. Виявлений вперше аномальний АЕЕ викликано сильною модуляцією провідності плівки внаслідок деформації (областей тиску й розширення в плівці), яка створюється поверхневою акустичною хвилею.

Ключові слова: п'єзодіелектрик, акустоелектричний ефект, керамика, плівка, електропровідність, магніторезистивність

Введение

В течение последних десятилетий как экспериментально, так и теоретически интенсивно изучаются перовскитные манганиты $R_{1-x}A_xMnO_3$ (где $R = La, Nd, Pr$; $A = Ca, Sr$) с колоссальным магниторезистивным эффектом (МРЭ) [1]. Эти соединения привлекают внимание не только широким разнообразием магнитных, структурных, электронных свойств, но также возможностями их технических применений.

Исследования показали, что свойства манганитов определяются не только механизмом двойного обмена [2], но и сильным электрон-фононным взаимодействием [3] ян-теллеровского типа. Такое взаимодействие формирует поляронные состояния, поэтому в парамагнитной фазе транспортные свойства определяются термически активированными прыжками поляронов. Двойной обмен, ответственный за ферромагнитный переход с критической температурой T_c , вызывает изменение полупроводникового поведения $\rho(T)$ при температурах выше T_c на металлическое при температурах ниже T_c . Существует ряд прямых экспериментальных свидетельств, подтверждающих эту физическую картину: гигантский изотопический сдвиг T_c , термически активированный транспорт в парамагнитном состоянии, аррениусовское поведение дрейфовой и холловской подвижностей, небольшая величина энергии активации при термоэлектрическом эффекте [1,4,5].

Физические свойства магниторезистивных манганитов очень чувствительны к внешним воздействиям. Одним из перспективных направлений в выяснении природы уникальной взаимосвязи электрических свойств и МРЭ в манганитах является изучение этих свойств под давлением. Регулируя число зарядовых носителей при фиксированной химической композиции, внешнее давление позволяет контролировать электрические свойства манганитов. Существенное влияние давления на транспортные свойства является также свидетельством сильной электрон-фононной связи в этих материалах.

Главной целью данного обзора является детальное изучение влияния давления на проводимость, МРЭ и АЭЭ в манганитах и качественный анализ механизмов, ответственных за эти эффекты [6,7]. Экспериментальные данные анализируются в рамках модели двойного обмена с учетом теории поляронных прыжков и электронной модели с переменной длиной прыжка.

Влияние давления на транспортные свойства манганитов

Для более глубокого понимания физических свойств манганитов необходимы информативные экспериментальные методики исследования, одной из которых является изучение влияния давления на транспортные свойства манганитов.

Влияние давления (вплоть до 1.8 GPa) на удельное сопротивление ρ и МРЭ ($\Delta R/R_0 = (R_0 - R_H)/R_0$, где R_0 и R_H – сопротивление в магнитном поле $H = 0$ и $H \neq 0$ соответственно) измеряли с использованием традиционного *dc*-четырёхзондового метода в температурном интервале от 4.2 до 300 К.

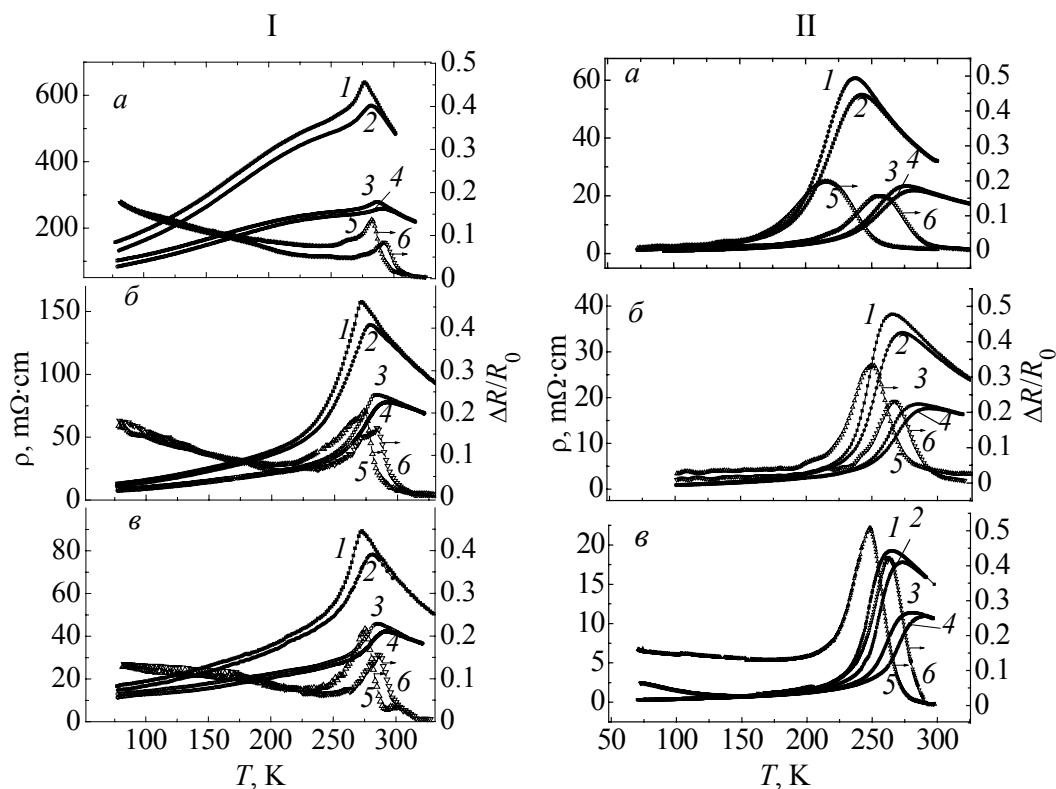


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления ρ и МРЭ $\Delta R/R_0$ в керамических (I) и пленочных (II) образцах $(\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3})_{1-x}\text{Mn}_{1+x}\text{O}_3$ для различных значений концентрации марганца x ($a - 0$, $b - 0.1$, $c - 0.2$), давления (P , GPa) и внешнего магнитного поля (H , kOe): 1 – $P = 0$, $H = 0$; 2 – $P = 0$, $H = 8.0$; 3 – $P = 1.8$, $H = 0$; 4 – $P = 1.8$, $H = 8.0$; 5 – $P = 0$, $H = 8.0$; 6 – $P = 1.8$, $H = 8.0$

Гидростатическое давление создавали в двухслойной камере из немагнитной стали (канал 6.5 mm). В качестве передаточной среды использовали смесь минерального масла и керосина. При низких температурах давление определяли по барической зависимости температуры сверхпроводящего перехода зонда из олова.

Температурные зависимости удельного сопротивления ρ и магнитосопротивления $\Delta R/R_0$ в манганитах $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ (LCMO), $(\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3})_{0.9}\text{Mn}_{1.1}\text{O}_3$ (LCM1O) и $(\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3})_{0.8}\text{Mn}_{1.2}\text{O}_3$ (LCM2O), полученные при нулевом и высоких значениях давления, в магнитном поле и при его отсутствии, изображены на рис. 1 (для керамик – I и для пленок – II). Температуры фазовых переходов и характерные величины МРЭ в керамических и пленочных образцах представлены в табл. 1.

Предполагается, что различие сопротивления и T_{MD} в керамиках и пленках такой же композиции является результатом влияния структурных неоднородностей в керамиках, а также деформаций, обусловленных структурным несоответствием между пленкой и подложкой. Полупроводниковый характер проводимости в парамагнитной фазе обусловлен тепловыми возбуждениями электронных спинов.

Таблица 1

Параметры кристаллической структуры, температуры Кюри (T_C), температуры перехода металл–диэлектрик (T_{MD}) и пика МРЭ (T_{MR}) ($H = 0$) и $\Delta R/R$ ($H = 8$ кОе) при $P = 0$

Образец	Параметры ячейки, Å			T_C	T_{MD}	T_{MR}	$\Delta R/R, \%$
	a	b	c				
Керамика							
LCMO	5.505	5.552	7.796	265	277	276	14
LCM1O	5.464	5.515	7.728	267	272	269	20
LCM2O	5.458	5.464	7.718	270	273	270	22
Пленки							
LCMO	3.890	–	–	210	238	215	20
LCM1O	3.868	–	–	222	267	248	33
LCM2O	3.866	–	–	225	270	249	50

При $T > T_{MD}$ наблюдается активационный характер поведения сопротивления, и прыжковый механизм проводимости доминирует. Температурное изменение электропроводимости в керамических и пленочных образцах выше T_{MD} анализировалось в моделях двойного обмена с малыми холстейновскими поляронами [8,9] и моттовской прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (VRH-модели) [10]. В теории малого полярона установлено, что удельное сопротивление

$$\rho(T) = \rho_0 T^\alpha \exp\left(\frac{E_a}{k_B T}\right), \quad (1)$$

где $\alpha = 1$ – для модели с адиабатическими прыжками малых поляронов [9] или $\alpha = 1.5$ – для аналогичной модели с неадиабатическими поляронами [8]. В рамках альтернативной VRH-модели [10]:

$$\rho(T) = \rho_0 \exp(T_0 / T)^{1/4}. \quad (2)$$

В этих формулах E_a – энергия активации, ρ_0 – остаточное удельное сопротивление, T_0 – моттовская температура, k_B – постоянная Больцмана.

Важно отметить, что зависимость $\rho(T)$ в керамике лучше описывается моттовским законом (2), тогда как для пленочных образцов меньшее отклонение от эксперимента наблюдается для модели с неадиабатическими прыжками малых поляронов с $\alpha = 1.5$.

При $T < T_{MD}$ кривые резистивности имеют металлический характер поведения. В рамках модели двойного обмена [1,2], когда проводимость обусловлена прыжками e_g -электронов между двумя ионами марганца, интеграл перескока выражается в виде $t_{\text{eff}} = t_0 \cos(\theta_{ij}/2)$, где t_0 зависит от угла связи Mn–O–Mn и от длины связи Mn–O. Относительный угол θ_{ij} между двумя соседними спинами ионов Mn в i - и j -узлах уменьшается с понижением тем-

пературы вследствие ферромагнитного упорядочения спинов марганца, что обуславливает падение ρ .

В низкотемпературной области ($T < 0.5T_{MD}$) при подгонке теории под экспериментальные данные использовались следующие выражения для удельного сопротивления: а) $\rho(T) = \rho_0 + \rho_1 T^2$ (одномагнный вклад в резистивность) [11] и б) эмпирическое соотношение $\rho(T) = \rho_0 + \rho_1 T^{2.5}$ [12]. Для керамик преобладает одномагнный вклад в резистивность. Закон $\rho(T) = \rho_0 + \rho_1 T^{2.5}$ имеет наименьшее среднеквадратичное отклонение для удельного сопротивления пленок.

Следующие данные демонстрируют высокую чувствительность транспортных свойств манганитов к внешнему давлению (рис. 1 и табл. 2). Для всех образцов давление повышает электрическую проводимость. Вблизи комнатной температуры ρ уменьшается со скоростью порядка $-(35-48) \%/GPa$. Вблизи T_{MD} чувствительность сопротивления к давлению возрастает, и производная $d\rho/dP$ имеет максимум. Зависимость сопротивления от давления практически линейная вплоть до 1.5 GPa для обоих типов образцов, что позволяет использовать манганиты в качестве рабочих тел для датчиков давления. При комнатной температуре эти зависимости для керамики (с) и пленки (f) имеют вид соответственно: $\rho_c(P) \sim 490 - 134P$ и $\rho_f(P) \sim 30 - 5.5P$ для LCMO; $\rho_c(P) \sim 67 - 14P$ и $\rho_f(P) \sim 15 - 4P$ для LCM2O.

При $T > T_{MD}$ в керамике под давлением моттовский закон лучше соответствует эксперименту. Установлено, что величина T_0 уменьшается с ростом давления. Энергия активации понижается под действием внешнего давления, что указывает на уменьшение энергии электронной локализации. Установлено, что для пленок E_a меньше, чем для керамик.

Низкотемпературная зависимость $\rho(T)$ керамики под давлением также хорошо подгоняется выражением $\rho_0(T) = \rho_0(0) + \rho_1 T^2$. Низкотемпературное сопротивление пленок под давлением зависит от T в виде $T^{2.5}$.

Таблица 2

Температура Кюри (T_C), температуры перехода металл–диэлектрик (T_{MD}) и пика МРЭ (T_{MR}), барические коэффициенты dT_C/dP и dT_{MR}/dP и $\Delta R/R$ в магнитном поле 8 кОе при давлениях, упомянутых в тексте

Образец	T_C	T_{MD}	T_{MR}	dT_C/dP	dT_{MR}/dP	$\Delta R/R, \%$
	К			К/GPa		
Керамика						
LCMO	275	286	285	10.5	5.0	8
LCM1O	279	283	279	11.5	5.5	16
LCM2O	280	285	281	13.8	6.0	16
Пленки						
LCMO	–	276	256	–	23	16
LCM1O	–	286	267	–	11	23
LCM2O ($P = 0.9 \text{ GPa}$)	–	281	262	–	13	42

Температуры пиков сопротивления с ростом давления сдвигаются в область высоких температур. Эффекты влияния давления на T_{MD} сильнее в пленках, чем в керамиках. Гидростатическое давление уменьшает различие T_{MD} в пленках и керамиках. Это следует из того факта, что давление воздействует не только на параметры элементарной ячейки, но также влияет и на микроструктуру пленки вследствие эпитаксиальных напряжений. Эффекты влияния давления на T_{MD} в керамике положительны и имеют линейный характер вплоть до 1.8 ГПа.

Приложенное давление уменьшает пик отрицательного магнитосопротивления (см. рис. 1, I и 2; табл. 2). МРЭ вблизи T_{MD} уменьшается примерно на 4–10% при давлении 1.8 ГПа.

Энергия активации уменьшается с повышением давления. Предполагая, что в пленках при высоких температурах реализуется поляронный механизм проводимости, указанное уменьшение E_a можно объяснить ослаблением релаксации к связанному состоянию ансамбля коллективизированных электронов. Это приводит к уменьшению как высокотемпературного сопротивления, так и нижнего магниторезистивного пика. Наблюдаемый рост температуры перехода есть следствие прыжково-индуцированной дестабилизации поляронной фазы.

Предполагается, что основной механизм, ответственный за изменение транспортных свойств исследуемых манганитов под давлением, связан с изменением энергии двойного обмена $3d$ -ионов.

Эффекты влияния давления на переход металл–диэлектрик и МРЭ обусловлены ростом эффективного интеграла перескока t_{eff} и подвижности зарядовых носителей. Индуцированное давлением уменьшение объема элементарной ячейки и решеточных искажений обуславливает рост электронной ширины зоны W , которая контролируется как длиной Mn–O–связи, так и углом связи Mn–O–Mn. Приложенное давление уменьшает искажение октаэдра MnO_6 и, следовательно, модифицирует как длину, так и угол связи. Под давлением угол связи Mn–O–Mn приближается к 180° , увеличивая t_0 и двойной обмен, который определяется эффективным интегралом переноса t_{eff} . Рост амплитуды электронных перескоков способствует возрастанию проводимости и температуры фазового перехода.

Сжатие объема элементарной ячейки приложенным давлением способствует увеличению перекрытия электронных орбиталей в связи $3d(Mn^{3+})-2p(O^{2-})-3d(Mn^{4+})$, что также улучшает эффективность двойного обмена. Заметим, что образцы с более высокими T_{MD} , т.е. более широкозонные, являются менее чувствительными к давлению.

С использованием теоретического анализа в рамках теории двойного обмена с малыми поляронами [6] получены количественные оценки ширины e_g -зоны и средней концентрации n на узел коллективизированных электронов (табл. 3).

Таблица 3

Барическая зависимость концентрации свободных зарядовых носителей (n_{el}) и ширины электронной зоны проводимости (W) в пленках с различным содержанием марганца

Образец	LCMO		LCM10		LCM20	
	P , GPa		P , GPa		P , GPa	
n_{el}	0.90	0.86	0.84	0.82	0.74	0.73
W , eV	0.83	0.95	0.92	0.98	1.04	1.09

Влияние деформаций на транспорт и акустоэлектронные эффекты в пленках манганитов

При исследовании транспортных свойств особое внимание привлекают не только проблема механизма проводимости в различных температурных интервалах, но и определение типа носителей заряда. Для более глубокого понимания электронных свойств манганитов применены новые экспериментальные методики исследования. Особый интерес в этом отношении представляет изучение АЭЭ, который дает важную и независимую информацию о свойствах системы носителей заряда.

В данном обзоре сообщается о первых исследованиях АЭЭ в монокристаллической слоистой структуре пьезодиэлектрик LiNbO_3 –тонкая монокристаллическая пленка $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$ в широком температурном интервале. Геометрия образцов, использованных в эксперименте, представлена на рис. 2.

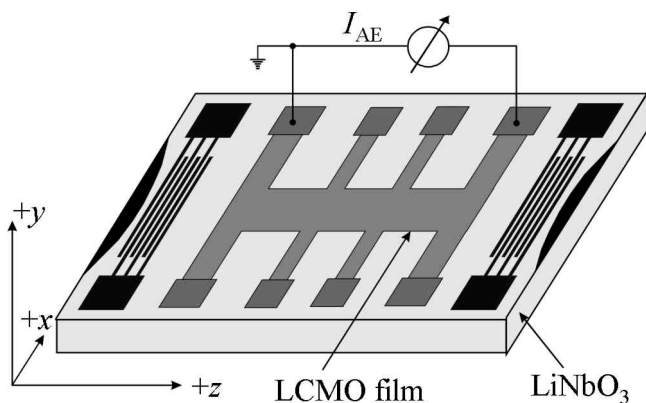


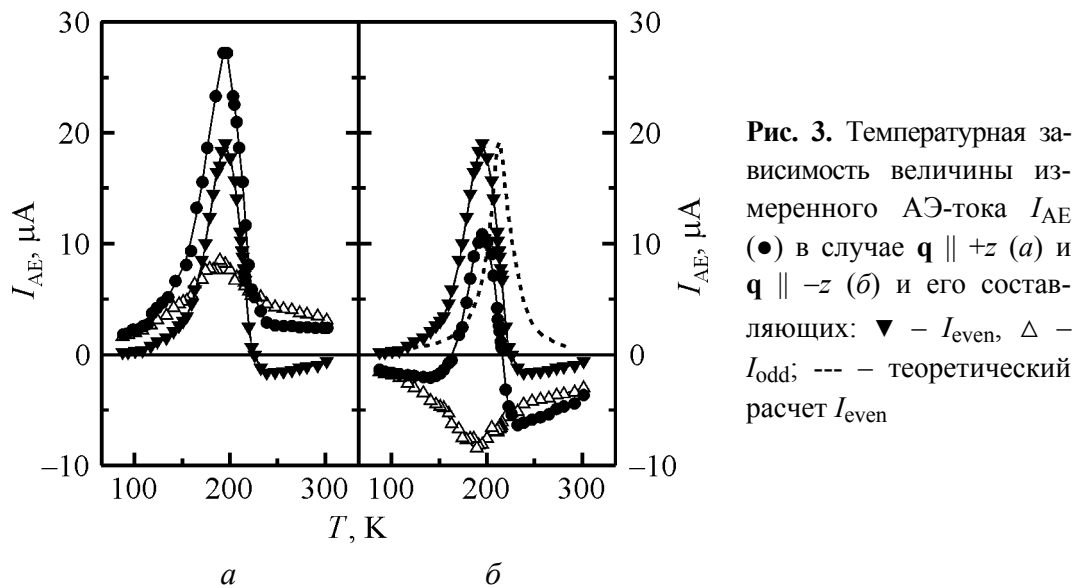
Рис. 2. Схема монокристаллической слоистой структуры из подложки LiNbO_3 и тонкой пленки $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$. Оси на рисунке показывают ориентацию подложки

Акустоэлектрический эффект изучали посредством возбуждения релеевской поверхностной акустической волны (ПАВ), распространяющейся по поверхности сильного пьезодиэлектрика LiNbO_3 .

На рис. 3 приведены результаты измерения продольного АЭЭ в пленках $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$ в нулевом магнитном поле для волнового вектора звука \mathbf{q} как в положительном ($\mathbf{q} \parallel +z$, кривая I_{odd}), так и в отрицательном ($\mathbf{q} \parallel -z$, кривая I_{odd}) направлениях вдоль оси z подложки ниобата лития. Обнаружено, что продольный АЭ-ток имеет сильную температурную зависимость и большую величину наблюдаемого акустотока по сравнению с нормальными металлами и полупроводниками.

В случае возбуждении ПАВ с \mathbf{q} в положительном направлении вдоль z -оси (кривая I_{odd}) при $T = 300$ К АЭ-ток I_{AE} положителен и равен примерно $2 \mu\text{A}$ при интенсивности ПАВ $\Phi \sim 10^3 \text{ W/cm}^2$. С понижением температуры АЭ-ток растет и достигает максимума $\sim 25 \mu\text{A}$ вблизи перехода металл–изолятор. При дальнейшем понижении температуры АЭ-ток уменьшается до величины порядка $1 \mu\text{A}$ при $T = 77$ К.

Обычный продольный АЭЭ является нечетным по отношению к вектору ПАВ \mathbf{q} , т.е. он меняет свой знак при обращении волнового вектора на противоположное значение. Поэтому при возбуждении ПАВ с \mathbf{q} в отрицательном направлении вдоль оси $-z$ (кристаллографическая ось z в пьезодиэлектрике LiNiO_3) должна быть смена знака АЭ-тока, как это следует из общепринятых представлений о природе обычного АЭЭ [13]. Однако наблюдалось удивительное поведение АЭ-тока I_{AE} , который дважды менял знак вблизи перехода металл–изолятор. А именно, при уменьшении температуры от 300 К АЭ-ток сначала был отрицательным, рос по абсолютной величине, затем резко менял знак, достигал максимума, далее падал по величине и, наконец, еще раз менял знак (рис. 3, кривая I_{even}).



Таким образом, впервые наблюдался не только обычный АЭ-ток носителей заряда, которые увлекаются поверхностной акустической волной, но и продольный АЭ-ток, текущий в выделенном направлении независимо от направления распространения ПАВ вдоль z -оси [7].

Было сделано предположение, что такая аномальная зависимость АЭ-тока от направления волнового вектора ПАВ обусловлена существованием двух вкладов в АЭ-ток: $I_{\text{AE}} = I_{\text{even}} + I_{\text{odd}}$. Первый вклад (I_{even}) является аномальным и четным относительно волнового вектора ПАВ \mathbf{q} , второй вклад (I_{odd}) является обычным (нечетным) АЭ-током. На рис. 3 видно, что аномальный продольный АЭЭ доминирует вблизи перехода металл–изолятор и превы-

шает обычный АЭЭ примерно в 2 раза. Необходимо отметить, что наблюдаемый аномальный четный АЭ-ток всегда течет в положительном направлении вдоль оси $+z$ подложки. Обычный нечетный АЭ-ток преобладает при высоких и низких температурах, а его знак соответствует дырочной проводимости во всем исследованном температурном интервале.

Аномальная компонента АЭ-тока является нечетной относительно волнового вектора ПАВ и не меняет свой знак при изменении направления волнового вектора. Аномальный АЭ-ток сильно отличается от обычного АЭ-тока и имеет другую природу, обусловленную сильной зависимостью проводимости пленки манганита от давления.

В изучаемой слоистой структуре АЭ-токи, текущие в направлении $+z$ и $-z$, сильно отличаются не только абсолютной величиной, но и температурной зависимостью. Оказалось, что отсутствие симметрии в АЭЭ между направлениями $+z$ и $-z$ вызвано появлением аномального АЭ-тока, который течет только в направлении $+z$ при любом направлении распространения ПАВ вдоль z -оси.

Используя результаты теории и эксперимента, можно представить простую качественную физическую картину аномального АЭ-явления в сравнении с обычным АЭЭ.

Сначала рассмотрим природу обычного (нечетного) АЭЭ в монолитной слоистой структуре. Поверхностная акустическая волна, распространяющаяся по поверхности пьезодиэлектрической подложки из ниобата лития, создает области высокого и низкого давления, которые соответствуют областям отрицательной деформации (сжатие) и положительной (растяжение). В свою очередь, вследствие пьезоэффекта деформации создают переменное в пространстве (и во времени) электрическое поле. Соотношение между знаком деформации и знаком компоненты электрического поля вдоль оси z определяется только знаком соответствующей компоненты пьезодиэлектрического тензора и поэтому не зависит от того, распространяется ПАВ в направлении $+z$ или $-z$. В случае ниобата лития в области сжатия z -компонента электрического поля положительна, а в области растяжения – отрицательна.

Теперь рассмотрим взаимодействие ПАВ с проводящей пленкой, помещенной на поверхность пьезодиэлектрической подложки. Если между пленкой и подложкой имеется механический контакт, пленка подвергается воздействию как электрического поля, так и механических деформаций. Электрическое поле, сопровождающее ПАВ, проникает в пленку и вследствие эффекта экранировки создает на ее поверхности экранирующие поверхностные заряды. ПАВ увлекает за собой эти заряды, в результате чего возникают поверхностные токи. Постоянная составляющая полного поверхностного тока представляет собой обычный АЭ-ток. Это квазиклассическая картина обычного АЭЭ. В рамках квантовой теории ПАВ может быть рассмотрена как поток фононов. Два описанных выше механизма обеспечивают взаимодействие этих фононов с носителями заряда в пленке, что дает два аддитив-

ных вклада в АЭ-ток. Фононы передают импульс непосредственно носителям заряда, генерируя обычный АЭ-ток. При отсутствии механического контакта между исследуемой пленкой и подложкой носители заряда будут увлекаться только электрическим полем.

Рассмотрим теперь природу аномального АЭЭ в пленке манганита. Теоретический анализ показал, что аномальный АЭЭ вызван сильной модуляцией проводимости пленки вследствие деформации, создаваемой ПАВ. Аномальный АЭЭ обусловлен тем, что при распространении ПАВ в пьезоэлектрической подложке LiNbO_3 как в направлении $+z$, так и $-z$ между знаком деформации и знаком z -компоненты электрического поля имеется строгая корреляция, а именно: в тех областях волны, где переменное электрическое поле ПАВ направлено вдоль $+z$, подложка (и вместе с ней пленка) сжимается, там же, где электрическое поле направлено вдоль $-z$, подложка (а следовательно, и пленка) расширяется. В области сжатия пленки подвижность носителей заряда растет, а значит, увеличивается и проводимость пленки. В области расширения проводимость и подвижность носителей заряда уменьшаются. Поэтому средний ток (как по времени, так и по всему объему пленки), производимый переменным электрическим полем ПАВ, в направлении $+z$ оказывается больше тока в направлении $-z$ вследствие большей подвижности электронов. В результате в пленке появляется постоянная (аномальная) составляющая полного тока вдоль направления $+z$. Таким образом, для возникновения аномального АЭЭ необходимо одновременное и согласованное по фазе воздействие механических деформаций и электрического поля, а также чувствительность металлической пленки к деформациям (давлению). Такой эффект можно ожидать и в других проводящих материалах, в которых проводимость зависит от давления. Наблюдение аномального АЭЭ в манганите является независимым подтверждением очень сильной чувствительности манганитов к внешнему давлению.

Заключение

В данном обзоре представлены сравнительные характеристики транспортных свойств керамических и пленочных образцов манганитов с общей формулой $(\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3})_{1-x}\text{Mn}_{1+x}\text{O}_{3-y}$ ($x = 0-0.2$) для различных давлений. Влияние давления на сопротивление и переход металл-диэлектрик является качественно сходным для двух типов образцов, но отличается количественно. Температура T_{MD} с ростом давления повышается в пленках сильнее, чем в керамиках. При приложении давления МРЭ подавляется как в керамике, так и в пленке. Различия в резистивности, МРЭ и T_{MD} в керамических и пленочных образцах под давлением связаны с гранулярной структурой керамик и напряжением в пленке, индуцированным решеточным несоответствием между пленкой и подложкой.

Основным механизмом, ответственным за наблюдаемые эффекты влияния давления на транспорт, является двойной обмен. Давление уменьшает

объем элементарной ячейки и решеточные искажения, увеличивая угол связи θ . В результате ширина e_g -зоны и интеграл переноса, пропорциональные $\cos(\pi - \theta)$, увеличиваются, что способствует росту величины взаимодействия при двойном обмене в Mn–O-системе. Влияние давления можно интерпретировать и как результат увеличения перекрытия $3d(\text{Mn}^{3+})-2p(\text{O}^{2-})-3d(\text{Mn}^{4+})$ электронных орбиталей при сжатии элементарной ячейки, что также улучшает условия для двойного обмена. Для анализа экспериментальных зависимостей $\rho(T, P, H)$ при $T > T_{\text{MD}}$ и $T < T_{\text{MD}}$ использовались различные теоретические модели (двойной обмен, прыжковая проводимость с переменной длиной и прыжки малых поляронов). Были рассчитаны концентрации свободных носителей, ширины зон коллективизированных электронов в исследуемых пленках, а также влияние давления на их величину. Сравнение экспериментальных и расчетных данных в условиях внешнего давления показало, что существует прямая корреляция между T_{MD} и W , а также между МРЭ и n , т.е. повышение температуры перехода металл–диэлектрик обусловлено ростом ширины зоны, а подавление магниторезистивного эффекта связано с уменьшением концентрации зарядовых носителей.

Проведен комплекс исследований АЭ-свойств тонких пленок манганита лантана $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$ в монокристаллической структуре LiNbO_3 –монокристаллическая пленка $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$. Впервые наблюдался не только обычный акустоэлектрический ток носителей заряда, которые увлекаются поверхностной акустической волной, но и продольный аномальный АЭЭ, текущий в выделенном направлении независимо от направления распространения ПАВ вдоль z -оси. Четный аномальный АЭЭ доминирует вблизи перехода металл–диэлектрик, тогда как нечетный АЭЭ превалирует при высоких и низких температурах. Знак обычного нечетного АЭЭ соответствует дырочной проводимости пленки. Анализ показал, что аномальный АЭЭ вызван сильной модуляцией проводимости пленки вследствие деформации (областей сжатия и расширения в пленке), создаваемой ПАВ.

1. *J.M.D. Coey, M. Viret, S. von Molnar*, Adv. Phys. **48**, 167 (1999).
2. *C. Zener*, Phys. Rev. **81**, 403 (1951).
3. *A.J. Millis, P.B. Littlewood, and B.I. Schirman*, Phys. Rev. Lett. **75**, 5144 (1995).
4. *Л.П. Горьков*, УФН **168**, 665 (1998).
5. *D.L. Khomski, G.A. Sawatzky*, Solid State Commun. **102**, 87 (1997).
6. *V.I. Mikhaylov, V.P. Dyakonov, E.E. Zubov, A.V. Pashchenko, V.N. Varyukhin, V.A. Shtaba, A. Szewczyk, A. Abal'oshev, K. Piotrowski, K. Dyakonov, S.J. Lewandowski, and H. Szymczak*, ФНТ **32**, 190 (2006).
7. *Y. Ilisavskii, A. Goltsev, K. Dyakonov, V. Popov, E. Yakhkind, V.P. Dyakonov, P. Gierlowski, A. Klimov, S.J. Lewandowski, and H. Szymczak*, Phys. Rev. Lett. **87**, 146602 (2001).
8. *L. Friedman, T. Holstein*, Ann. Phys. **21**, 494 (1963).
9. *T. Holstein*, Ann. Phys. **8**, 325 (1959).

10. *M. Viret, L. Ranno, J.M.D. Coey*, Phys. Rev. **B55**, 8067 (1997).
11. *M.B. Salamon, M. Jaime*, Rev. Mod. Phys. **73**, 583 (2001).
12. *P. Schiffer, A.P. Ramirez, W. Bao, S.-W. Cheong*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3336 (1995).
13. *В.Л. Гуревич, А.Л. Эфрос*, ЖЭТФ **44**, 2131 (1963).

V.P. Dyakonov, E.Ye. Zubov

PECULIARITIES OF TRANSPORT PROPERTIES OF METAL OXIDES UNDER PRESSURE

The results of the study of pressure effect on transport and magnetoresistive properties of the epitaxial films and ceramics of manganites with excess manganese $(\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3})_{1-x}\text{Mn}_{1+x}\text{O}_{3-\delta}$ ($x = 0-0.2$) have been presented. A comparison of electrical behaviour in both kinds of samples of similar composition at hydrostatic pressures up to 1.8 GPa and in magnetic fields up to 8 kOe has been performed. It is shown that the pressure and magnetic field influence increase with increasing manganese content. Experimental data show that the pressure and magnetic field effects on temperatures of both metal-insulator transition (T_{MD}) and MRE (T_{MR}) peak are considerably stronger in the films than in ceramics. The review reports the investigation of acoustoelectric effect (AEE) in a monolithic layered structure of piezoelectric LiNbO_3 -thin single crystal film $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$ in a wide temperature area. The anomalous AEE was observed for the first time. It was caused by strong modulation of the film conductivity because of deformation (the areas of compression and expansion in the film) induced by surface acoustic wave.

Fig. 1. Temperature dependences of specific resistance ρ and MRE $\Delta R/R_0$ in the ceramic (I) and the film (II) samples $(\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3})_{1-x}\text{Mn}_{1+x}\text{O}_3$ at different manganese content x ($a - 0$, $b - 0.1$, $c - 0.2$), pressure (P , GPa) and applied magnetic field (H , kOe): 1 - $P = 0$, $H = 0$; 2 - $P = 0$, $H = 8.0$; 3 - $P = 1.8$, $H = 0$; 4 - $P = 1.8$, $H = 8.0$; 5 - $P = 0$, $H = 8.0$; 6 - $P = 1.8$, $H = 8.0$

Fig. 2. Scheme of the monolithic layered structure composed of LiNbO_3 substrate and thin film $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$. The axes show the substrate orientation

Fig. 3. Temperature dependence of the acoustoelectric current I_{AE} (\bullet) measured along the $\mathbf{q} \parallel +z$ (a) and $\mathbf{q} \parallel -z$ (b) directions and its components: $\blacktriangledown - I_{\text{even}}$, $\triangle - I_{\text{odd}}$; --- - theoretical calculation of I_{even}