

03,05

Магнитоимпеданс в сульфиде марганца, замещенного лутецием

© М.Н. Ситников¹, С.С. Аплеснин^{1,2}, А.М. Харьков^{1,¶}, Х. Абдельбаки¹, Ф.В. Зеленов¹

¹ Сибирский государственный университет науки и технологий им. М.Ф. Решетнева, Красноярск, Россия

² Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

¶ E-mail: khark.anton@mail.ru

Поступила в Редакцию 11 ноября 2022 г.

В окончательной редакции 11 ноября 2022 г.

Принята к публикации 14 ноября 2022 г.

Исследованы компоненты импеданса, импеданс твердого раствора $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ ($x < 0.2$) в интервале температур 80–500 К и частот 100– 10^6 Hz. Найдена смена знака магнитоимпеданса по концентрации и температуре. Определен вклад реактивной и активной компонент в магнитоимпеданс. Установлена корреляция температур магнитоимпеданса с температурами максимумов затухания ультразвука и электровзвук. Частотные зависимости реактивной части импеданса описываются в модели Коул–Коула.

Ключевые слова: полупроводники, импеданс, магнитоимпеданс, затухание ультразвука.

DOI: 10.21883/FTT.2023.02.54293.527

1. Введение

Поиск новых материалов для спинтроники [1,2] является актуальной задачей. Перспективными являются соединения, обладающие магниторезистивным эффектом в области высоких температур [3–5]. В области комнатных температур хорошо исследованы полупроводники манганиты с колоссальным магнитосопротивлением в окрестности магнитного и зарядового упорядочения [6–8].

Оксиды переходных металлов типа $R_{1-x}A_x\text{MnO}_3$ ($R = \text{La, Pr, Nd, Sm}$ и др., $A = \text{Ca, Sr, Ba, Pb}$) являются объектами интенсивных экспериментальных и теоретических исследований [9–14]. При изменении концентрации двухвалентного иона свойства манганитов существенно меняются и наблюдается ряд фазовых переходов с разнообразными типами структурного, магнитного, зарядового и орбитального упорядочения. В области фазовых переходов меняются кинетические характеристики, наблюдается эффект колоссального магнитосопротивления [15,16]. Основной акцент исследований сделан для концентраций $x < 0.5$ в связи с существованием эффекта колоссального магнитосопротивления в области высоких температур, что делает их привлекательными для применения в спинтронике.

Пространственно-неоднородное распределение носителей заряда приведет к модификации обменных взаимодействий и образованию сложных магнитных структур и зарядового упорядочения. В области больших концентраций перовскитоподобная структура в манганитах существует только для ионов кальция, а для ионов $A = \text{Sr, Ba, Pb}$ реализуется гексагональная структура [9]. Допирование ионов кальция в CaMnO_3 редкоземельными элементами приводит к последовательности магнитных фазовых переходов и к образованию зарядового упорядочения при $x \sim 0.1$ выше температуры Нееля [17].

Характеристики магнитоимпеданса $\text{La}_{0.67}\text{Pb}_{0.33}\text{MnO}_3$, приготовленных золь-гель методом, отличаются от характеристик металлических гигантских магнитоимпедансных материалов. На низких частотах импеданс обнаруживает пик в слабом продольном поле, который исчезает в области высоких частот и резко падает с уменьшением магнитного поля. Магнитоимпеданс в золь-гель нанокристаллическом манганите зависит как от изменения диэлектрической проницаемости в магнитном поле, так и от магнитосопротивления на постоянном токе [18]. Максимум магнитоимпеданса существует в окрестности перехода металл–изолятор (МИ) в $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$ и смещается к высоким температурам во внешнем электрическом поле [19]. Величина магнитоимпеданса в $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33-x}\text{Pb}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0–0.33$) в области перехода МИ в несколько раз превышает магнитосопротивление на постоянном токе [20]. В манганитах наибольшее значение магнитоимпеданса достигается при фазовых переходах МИ и при образовании зарядового упорядочения.

В неупорядоченных полупроводниках $\text{Me}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ ($\text{Me} = \text{Ag}$ и Tm) с неизовалентным замещением обнаружен магнитоимпеданс и магнитосопротивление, величина и знак которых зависят от электрического поля, температуры и типа замещающего элемента [21]. В $\text{Yb}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ ($0.05 < x < 0.2$) ион иттербия находится в трехвалентном состоянии и максимум магнитоимпеданса найден в окрестности ян-Теллеровского перехода [22]. В твердом растворе $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ найдено отрицательное магнитосопротивление на постоянном токе и критическая температура исчезновения гистерезиса электрической поляризации [23]. Реактивная часть импеданса зависит от емкости, которая определяется диэлектрической проницаемостью. Диэлектрическая проницаемость в электрически неоднородных полупровод-

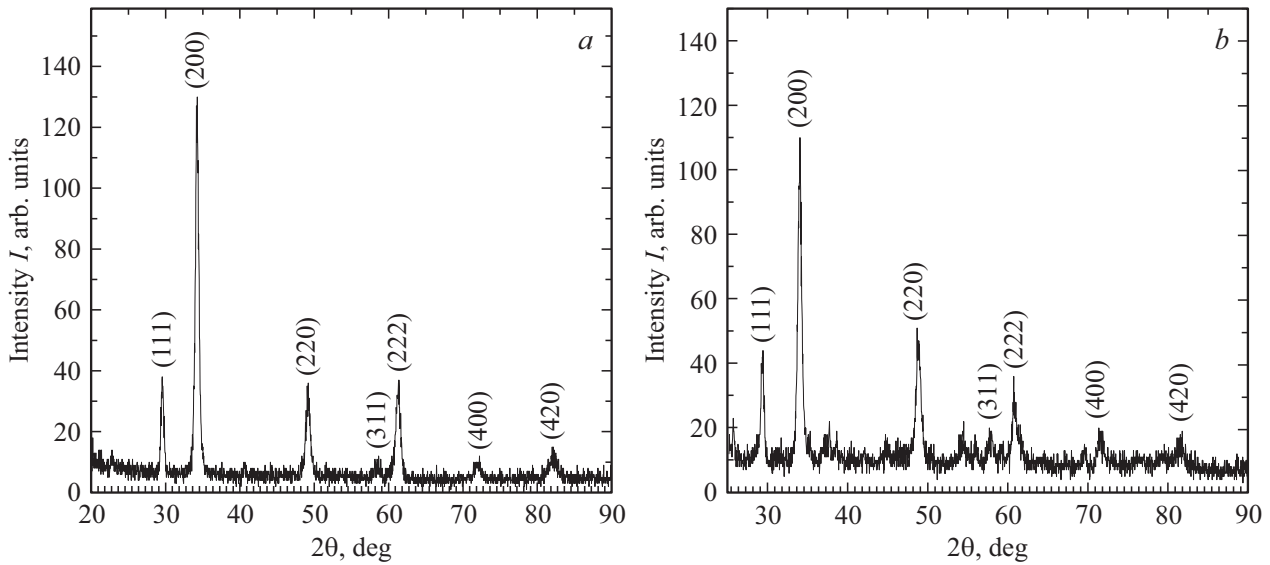


Рис. 1. Рентгенограмма $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ для концентраций $x = 0.05$ (a), 0.1 (b).

никах обнаруживает магнитоэлектрический эффект в магнитном поле [24–26].

Цель настоящей работы — установить влияние размера неоднородности в результате увеличения концентрации замещения ионов марганца ионами лютетия в $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ на компоненты импеданса в магнитном поле, на корреляцию деформации структуры и зарядовых флуктуаций с магнитоимпедансом.

2. Материалы и методы

Твердые растворы $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ выращены кристаллизацией из расплава полученных порошковых сульфидов в стеклоуглеродных тиглях и кварцевом реакторе в атмосфере аргона протягиванием реактора через одновитковый индуктор ВЧ установки. Полнота сульфидирования контролировалась методом рентгенофазового анализа и весовым контролем. Изучение фазового состава и кристаллической структуры синтезированных образцов проведено при комнатной температуре на рентгеновской установке ДРОН-3 с использованием CuK_α — излучения в режиме набора информации „по точкам“.

На рис. 1 представлена рентгенограмма соединения $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$. Основные пики соответствуют ГЦК-структуре. Для концентрации $x \geq 0.1$ появляются слабые дифракционные максимумы от примесной ромбической фазы.

Активная и реактивная компоненты импеданса измерены на приборе АМ-3028 в области частот 0.1–1000 kHz и температур 80–500 К без поля и в магнитном поле $H=8$ кОе. Затухание ультразвука исследовалось на образце размером $6 \times 5 \times 4$ mm с двумя пьезодатчиками ЦТС-19 на расстоянии $l = 4$ mm. На один из пьезодатчиков подавался прямоугольный импульс с длительностью 100 ns и на другом регистрировалось

напряжение. Коэффициент затухания ультразвука определялся в виде:

$$\alpha = \frac{\ln\left(\frac{U_{\text{in}}}{U_{\text{out}}}\right)}{l}, \quad (1)$$

где U_{in} — входное напряжение, U_{out} — регистрируемое напряжение после прохождения звуковой волны. Электроны (дырки) взаимодействуют с акустическими волнами, индуцируемые пьезодатчиками, за счет деформационного потенциала. Носители тока взаимодействуют с ультразвуком в результате увлечения электронов проводимости с бегущей звуковой волной, что приведет к разности потенциалов на образце к звукоэлектрическому эффекту — электрозвук.

3. Результаты и обсуждение

Размер неоднородности электрических состояний будем варьировать концентрацией замещения марганца лютетием. При малых концентрациях трехвалентные ионы лютетия окружены ионами марганца и формируют случайный потенциал в матрице. С ростом концентрации образуются кластеры ионов лютетия и области с различной подвижностью носителей заряда. Выше концентрации протекания атомов по ГЦК-решетке $X_c = 0.17$ образуются домены с ионами лютетия и можно выделить макрообласти с различной проводимостью. Ниже концентрации протекания неизовалентное замещение приводит к образованию электронов и дырок, локализованных в потенциальных ямах. На внешней границе кластеров лютетия локализованы дырки, связанные кулоновским взаимодействием с электронами внутри кластера. Разные типы носителей заряда и степень их локализации будет приводить к отличному поведению компонент импеданса во внешнем магнитном поле. На

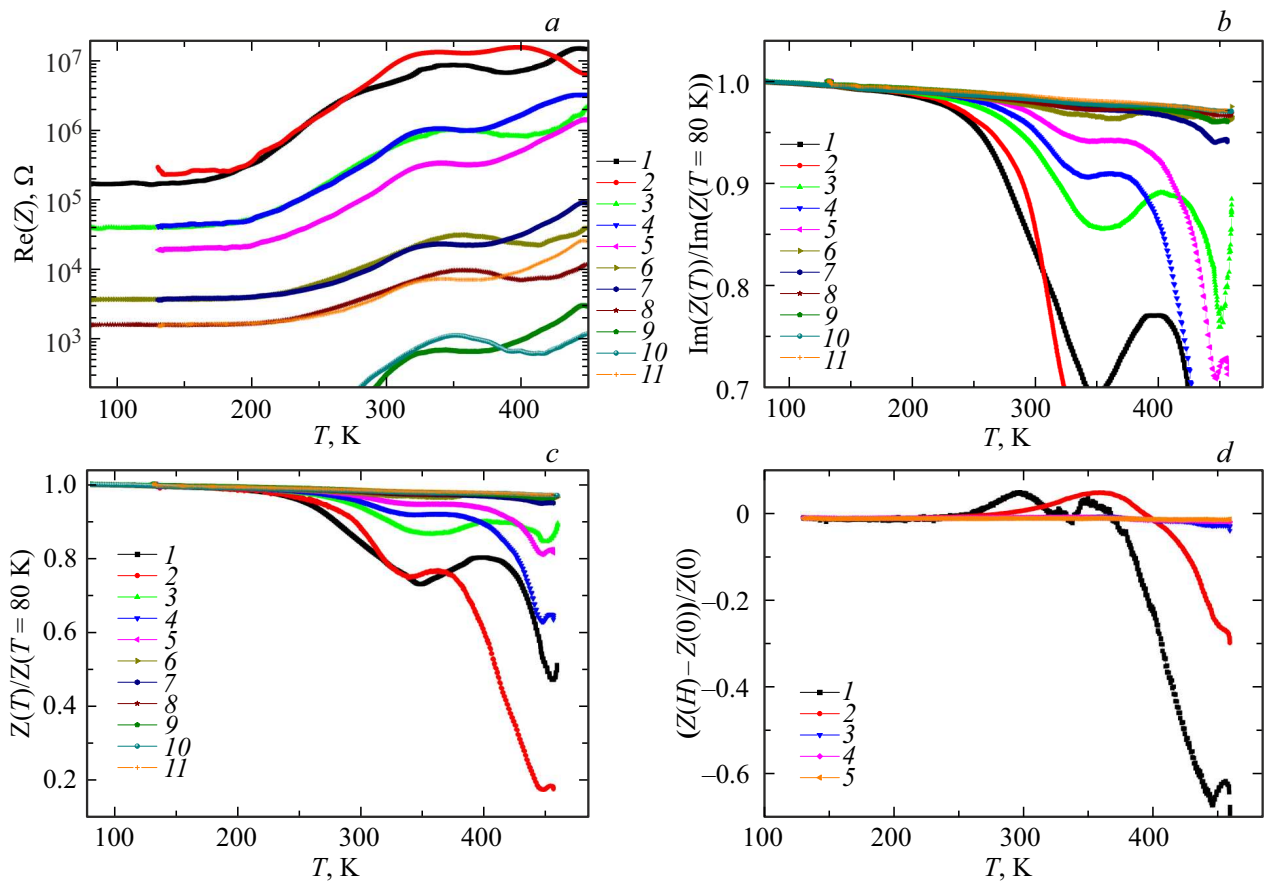


Рис. 2. Активная часть импеданса $\text{Re}(Z)$ от температуры (а), нормированная реактивная часть импеданса $\text{Im}(Z(T))/\text{Im}(Z(T = 80 \text{ K}))$ (b) и нормированный импеданс $Z(T)/Z(T = 80 \text{ K})$ (c) без поля (1, 3, 6, 8, 10), и в магнитном поле $H = 8 \text{ kOe}$ (2, 4, 5, 7, 9, 11) на частотах $\omega = 1 \text{ kHz}$ (1, 2), 5 kHz (3, 4), 10 kHz (5), 50 kHz (6, 7), 100 kHz (8, 9), 300 kHz (10, 11) для $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$, $x = 0.05$. Температурная зависимость магнитоимпеданса на частотах $\omega = 1 \text{ kHz}$ (1), 5 kHz (2), 50 kHz (3), 100 kHz (4), 300 kHz (5) для $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$, $x = 0.05$.

рис. 2 изображены компоненты импеданса на разных частотах от температуры.

В $\text{Lu}_{0.05}\text{Mn}_{0.95}\text{S}$ активная $\text{Re}(Z)$ и реактивная $\text{Im}(Z)$ компоненты импеданса обнаруживают два экстремума по температуре. Температура максимума $\text{Re}(Z)$ растет от $T = 344 \text{ K}$ для $\omega = 1 \text{ kHz}$ до 356 K для $\omega = 300 \text{ kHz}$. В магнитном поле температура максимума смещается в сторону низких температур. Температура второго максимума $\text{Re}(Z)$ и минимума $\text{Im}(Z)$ при 445 K не зависит от частоты. В результате смещения температуры минимума импеданса в магнитном поле магнитоимпеданс меняет знак от 4 до -60% (рис. 2, c, d). На частотах выше 50 kHz изменение импеданса составляет порядка одного процента. Реактивная часть импеданса обратно пропорциональна емкости $\text{Im}(Z) \sim 1/C$, поэтому магнитоимпеданс обусловлен изменением диэлектрической проницаемости в магнитном поле.

Для концентрации $x = 0.1$ сопротивление в $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ на переменном токе в окрестности температуры Нееля при $T = 120 \text{ K}$ увеличивается больше, чем на порядок, температура скачка не зависит

от частоты (рис. 3, a). Сопротивление резко возрастает выше 410 K . В магнитном поле активная компонента импеданса плавно меняется в области магнитного фазового перехода и при нагревании выше $340\text{--}390 \text{ K}$ превышает $\text{Re}(Z)$ без поля. Температура, при которой $\text{Re}(Z(H)) > \text{Re}(Z(0))$, увеличивается с ростом частоты.

Реактивное сопротивление, также как импеданс, скачком уменьшается при $T = 119 \text{ K}$. Величина скачка резко уменьшается от 14% для $\omega = 1 \text{ kHz}$, 2% для $\omega = 5 \text{ kHz}$, 0.3% для $\omega = 10 \text{ kHz}$. В магнитном поле скачок исчезает. Основной вклад в магнитоимпеданс дает реактивная часть импеданса. Резкие изменения компонент импеданса в окрестности магнитного перехода вызваны наличием вырожденных электрон-дырочных состояний на границе кластера LuS , которые снимаются магнитным полем и спин-орбитальным взаимодействием. В магнитоупорядоченном состоянии дырки на $\text{Mn}^{2+\delta}$ и электроны на $\text{Lu}^{3-\delta}$ образуют определенный тип орбитально-зарядового упорядочения, связанного с подрешетками в антиферромагнетике (АФМ). Выше температуры Нееля орбитально-зарядовый порядок исчезает при 430 K , где

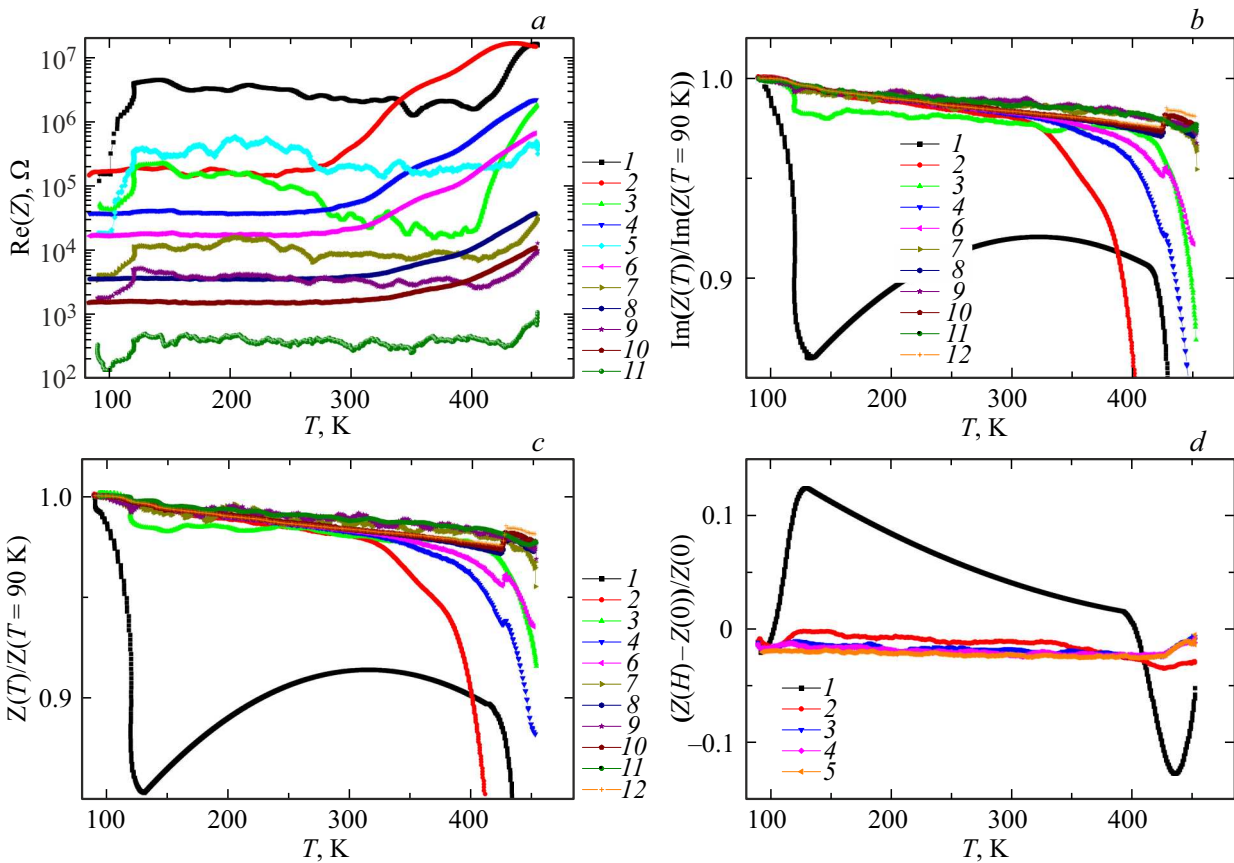


Рис. 3. Активная часть импеданса $\text{Re}(Z)$ от температуры (а), нормированная реактивная часть импеданса $\text{Im}(Z(T))/\text{Im}(Z(T = 90 \text{ K}))$ (b) и нормированный импеданс $Z(T)/Z(T = 90 \text{ K})$ (c) без поля (1, 3, 5, 7, 9, 11) и в магнитном поле $H = 8 \text{ kOe}$ (2, 4, 6, 8, 10, 12) на частотах $\omega = 1 \text{ kHz}$ (1, 2), 5 kHz (3, 4), 10 kHz (5, 6), 50 kHz (7, 8), 100 kHz (9, 10), 300 kHz (11, 12) для $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$, $x = 0.1$. Температурная зависимость магнитоимпеданса на частотах $\omega = 1 \text{ kHz}$ (1), 5 kHz (2), 50 kHz (3), 100 kHz (4), 300 kHz (5) для $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$, $x = 0.1$.

импеданс и реактивная часть скачком возрастают. Магнитоимпеданс представлен на рис. 3, d.

Выше концентрации протекания можно выделить три макрообласти, отличающиеся по проводимости и электронной плотности: домены LuS, MnS и граница между ними Mn–S–Lu. На рис. 4 изображены компоненты импеданса на разных частотах от температуры для $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$, $x = 0.2$.

Сопротивление на переменном токе, вызванное электрическими потерями, проходит через максимум при нагревании. Температура максимума растет с ростом частоты. Реактивная часть импеданса уменьшается при нагревании и температуры максимумов производной $d\text{Im}(Z)/dT$ и активной части импеданса совпадают. Для описания температурных зависимостей компонент импеданса используем модель Коул–Коула для диэлектрической проницаемости [27]:

$$Z = \frac{A}{1 + (i\omega\tau)^{1-\alpha}}, \quad (2)$$

где время релаксации τ определяется из условия $\omega\tau = 1$. На вставке рис. 4 зависимость $\tau(1/T)$ хо-

рошо описывается экспоненциальной зависимостью $\tau = \tau_0 \cdot \exp(\Delta E/kT)$ с $\Delta E = 0.76 \text{ eV}$ без поля и в магнитном поле $H = 8 \text{ kOe}$ энергия активации увеличивается $\Delta E = 0.9 \text{ eV}$. Экспоненциальный рост времени релаксации обусловлен зарядовым упорядочением. Возможно при $T = 340 \text{ K}$ формируется зарядовое упорядочение на границе кластера Mn–S–Lu и эти кластеры формируют состояние типа стекла. Импеданс существенно реагирует на магнитное поле выше температуры зарядового упорядочения в области частот $10^3 - 10^5 \text{ Hz}$. Основной вклад в магнитоимпеданс связан с реактивной частью, в частности с изменением емкости в магнитном поле.

Переход, вызванный зарядовыми флуктуациями, проявится в дисперсии мнимой части импеданса. На рис. 5 приведены частотные зависимости $\text{Im}(Z)$ для двух предельных температур. Реактивная компонента импеданса обусловлена емкостью и для описания частотной зависимости используем модель Коул–Коула для диэлектрической проницаемости [28]:

$$\text{Im}(Z) = Ar^{-1/2} \cos \theta, \quad (3)$$

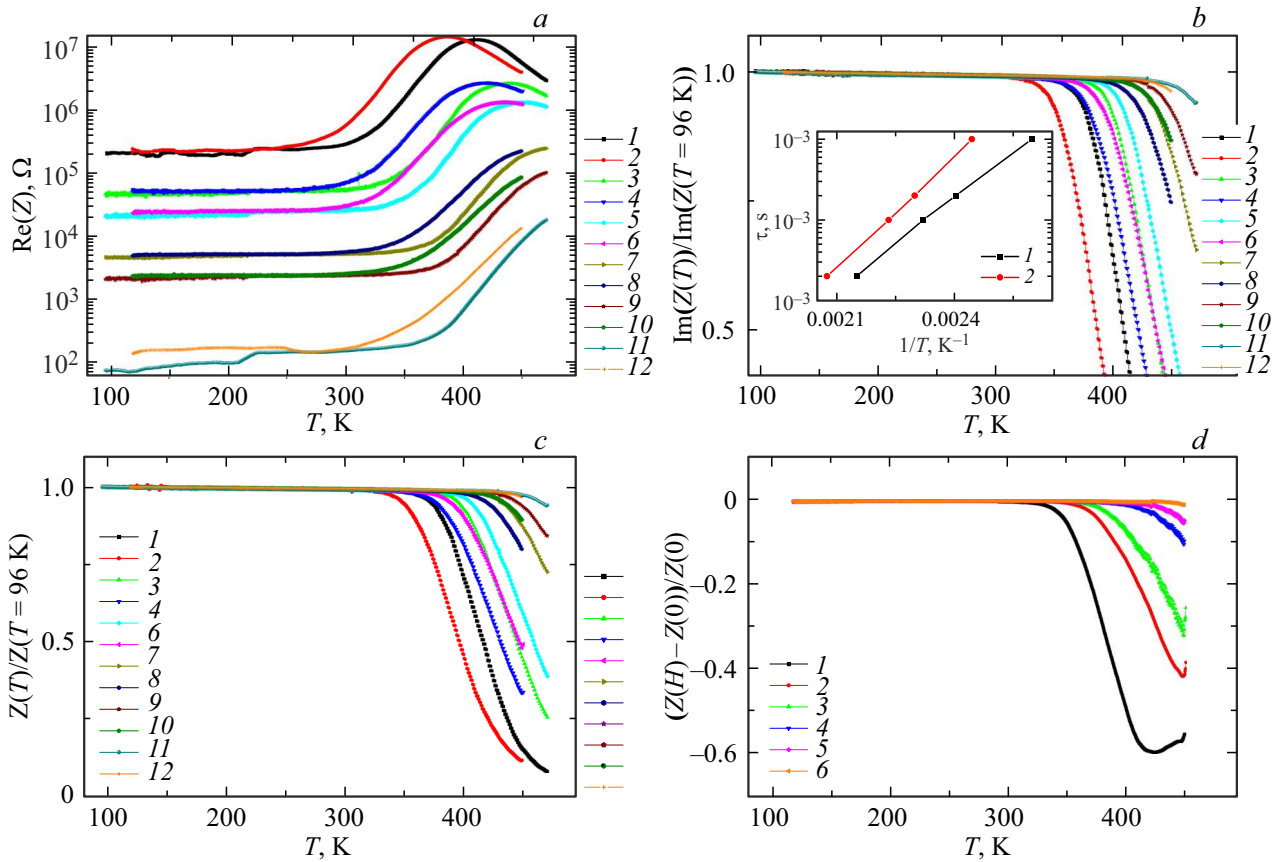


Рис. 4. Активная часть импеданса $\text{Re}(Z)$ от температуры (a), нормированная реактивная часть импеданса $\text{Im}(Z(T))/\text{Im}(Z(T = 96 \text{ K}))$ (b) и нормированный импеданс $Z(T)/Z(T = 96 \text{ K})$ (c) без поля (1, 3, 5, 7, 9, 11) и в магнитном поле $H = 8 \text{ kOe}$ (2, 4, 6, 8, 10, 12) на частотах $\omega = 1 \text{ kHz}$ (1, 2), 5 kHz (3, 4), 10 kHz (5, 6), 50 kHz (7, 8), 100 kHz (9, 10), 300 kHz (11, 12) для $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$, $x = 0.2$. Температурная зависимость магнитоимпеданса на частотах $\omega = 1 \text{ kHz}$ (1), 5 kHz (2), 10 kHz (3), 50 kHz (4), 100 kHz (5), 300 kHz (6) для $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$, $x = 0.2$. Вставка: зависимость времени релаксации от обратной температуры.

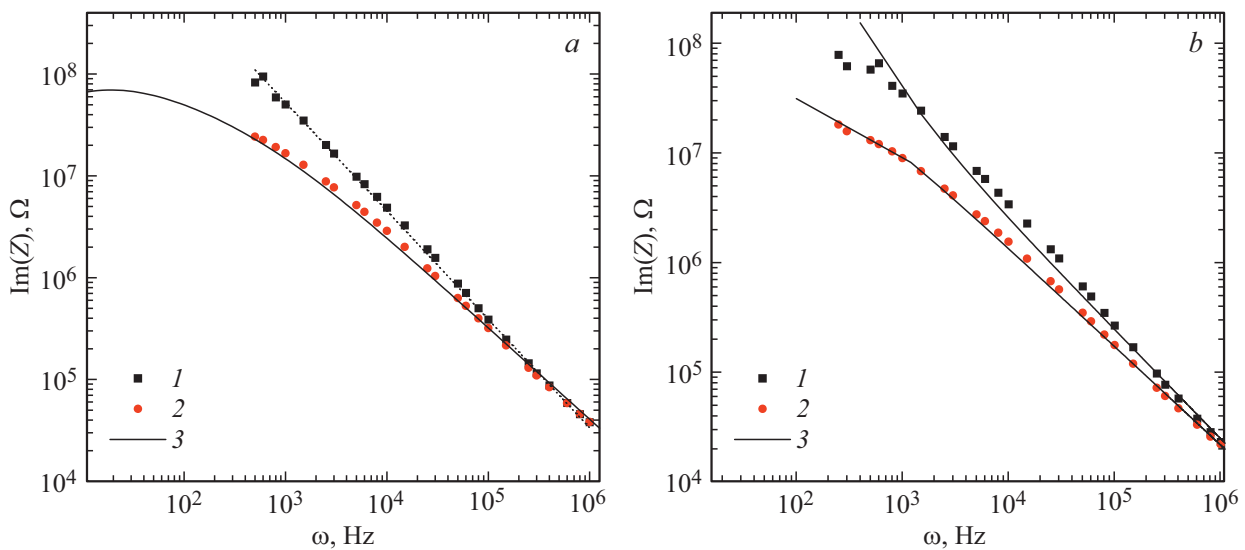


Рис. 5. Зависимость реактивной части импеданса $\text{Im}(Z)$ от частоты ω для $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ с $x = 0.1$ (a), 0.2 (b) при $T = 300 \text{ K}$ (1), 460 K (2). Подгоночные функции (3) согласно формулам (3–5).

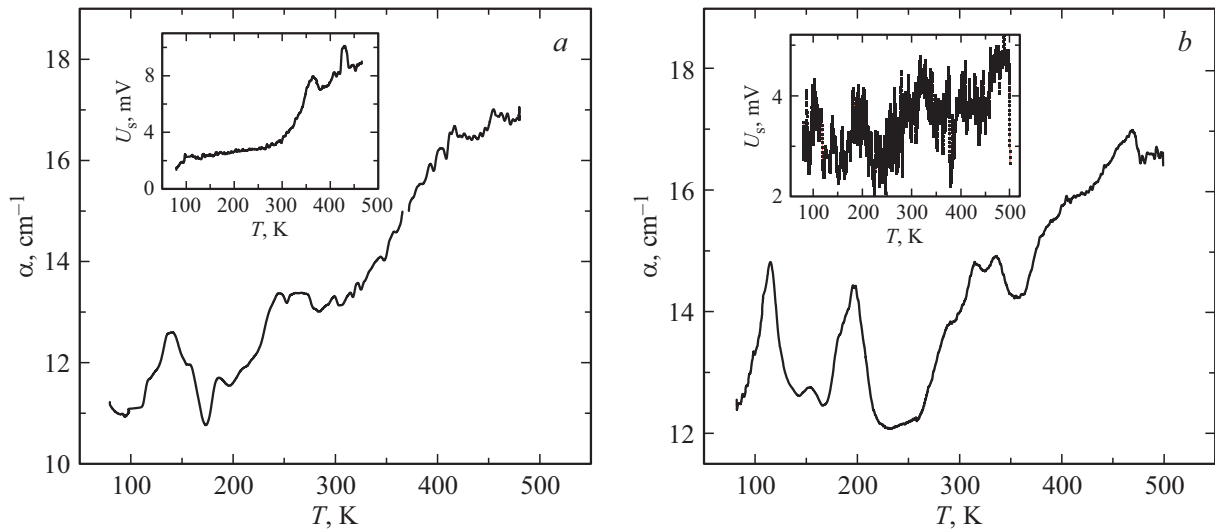


Рис. 6. Температурная зависимость коэффициента затухания ультразвука α для $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ с $x = 0.05$ (a), 0.2 (b). Вставка: электрорезонанс U_s от температуры в $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ с $x = 0.1$ (a), 0.2 (b).

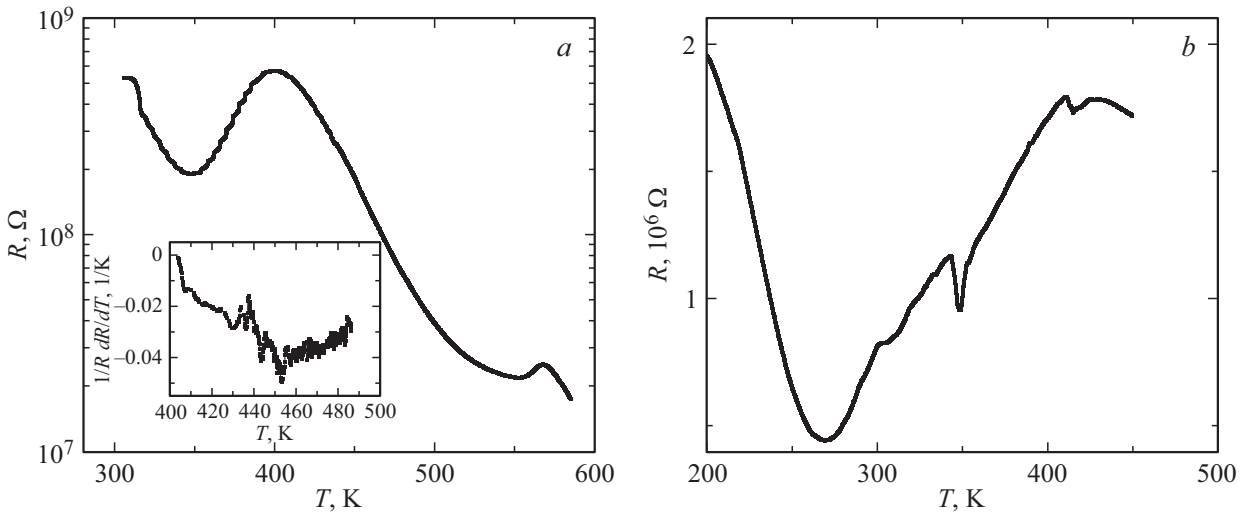


Рис. 7. Температурная зависимость электросопротивления для $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ с $x = 0.05$ (a), 0.2 (b). Вставка: Температурная зависимость $1/R \, dR/dT$ для $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ с $x = 0.05$.

$$r = \left[1 + (\omega\tau)^{1-\alpha} \sin\left(\frac{\alpha\pi}{2}\right) \right]^2 + \left[(\omega\tau_0)^{1-\alpha} \cos\left(\frac{\alpha\pi}{2}\right) \right]^2, \quad (4)$$

$$\theta = \arctg \left[\frac{(\omega\tau_0)^{1-\alpha} \cos\left(\frac{\alpha\pi}{2}\right)}{1 + (\omega\tau)^{1-\alpha} \sin\left(\frac{\alpha\pi}{2}\right)} \right]. \quad (5)$$

Параметр показателя степени α описывает увеличение дисперсии и $\alpha = 0$ соответствует модели Дебая. При комнатной температуре подгонка $\text{Im}(Z(\omega))$ функцией (3) дает степень $\alpha = 0.025$ (рис. 5, b). При нагревании до 340 К в $\text{Lu}_{0.2}\text{Mn}_{0.8}\text{S}$ дисперсия $\text{Im}(Z(\omega))$ возрастает до $\alpha = 0.05$ и практически остается неизменной до 420 К и выше этой температуры возрастает до $\alpha = 0.1$. В модели Дебая используется одно время релаксации, в неупорядоченной системе существует спектр времен релаксации, который можно качественно описать одним

параметром α , который показывает уширение распределения по временам релаксации. Для концентраций ниже концентрации протекания частотные зависимости $\text{Im}(Z(\omega))$ не описываются в рамках модели Коул–Коула, за исключением $T = 460$ К (рис. 5, a).

Структурные, магнитные и зарядовые переходы проявятся в затухании ультразвука. На рис. 6 представлен коэффициент затухания ультразвука в интервале температур 80–500 К. Низкотемпературные максимумы $\alpha(T)$ при $T = 138$ К, $x = 0.05$ и $T = 113$ К, $x = 0.2$ наблюдаются в области магнитных фазовых переходах и связаны с деформацией решетки в результате магнитоупругого взаимодействия. Максимум $\alpha(T)$ и электрорезонанс при $T = 200$ К в $\text{Lu}_{0.2}\text{Mn}_{0.8}\text{S}$ возможно вызван структурным переходом. Акустические фононы, возбуждаемые пьезодатчиком, увлекают электроны и создают разность

потенциалов на образце. Формирование зарядового упорядочения дырок на межкластерной границе LuS–MnS вызывает максимумы в $\alpha(T)$ и в электрозвук при $T = 330$ К. При этой температуре дисперсия реактивной части импеданса возрастает и электросопротивление на постоянном токе имеет максимум при 340 К (рис. 7, *b*).

Небольшой скачок в $\alpha(T)$ при $T = 452$ К при $x = 0.05$ совпадает с температурой минимума $\text{Im}(Z(T))$ и максимумом емкости. Температурный коэффициент сопротивления $1/R \, dR/dT$ также обнаруживает минимум при этой температуре (вставка рис. 7, *a*). Использование разных методов: затухание ультразвука, импеданс и электросопротивление на постоянном токе дают аномалию при одной температуре. Возможно, при этой температуре происходят локальные искажения структуры в окрестности ионов лутеция, которые приводят к изменению электронной структуры. Электрозвук имеет острый максимум при 440 К. Выше концентрации протекания при $x = 0.2$ максимум затухания звука и электрозвука сдвигается в область высоких температур до $T = 470$ К. Максимумы затухания ультразвука при 400–420 К и отсутствие аномалий электрозвука при этих температурах вызваны упорядочением заряженных дефектов, на которых носители тока испытывают рассеяние и максимум электросопротивления (рис. 7).

4. Заключение

В сульфидах марганца, замещенных лутецием, основной вклад в импеданс обусловлен реактивной частью. Найден максимум поглощения ультразвука в области магнитного фазового перехода в результате магнитоупругого взаимодействия. Определены две температуры зарядового упорядочения из электрозвука. При малых концентрациях зарядовое упорядочение сопровождается максимумом емкости и увеличением реактивной части импеданса в магнитном поле. Смещение минимума реактивной и максимума активной частей импеданса по температуре в магнитном поле приводит к смене знака магнитоимпеданса в окрестности перехода. При больших концентрациях лутеция увеличивается дисперсия импеданса, компоненты которого описываются в модели Коул–Коула. При высоких температурах максимум затухания связан с температурой упорядочения заряженных вакансий, сопровождающиеся максимумом электросопротивления по температуре и уменьшением импеданса в магнитном поле.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации № МК-620.2021.1.2.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma. *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.76.323>
- [2] А. Ферг. *УФН* **178**, 1336 (2008).
- [3] S.S. Aplesnin, M.N. Sitnikov. *JETP Lett.* **100**, 95 (2014). <https://doi.org/10.1134/S0021364014140021>
- [4] О.Б. Романова, В.В. Кретинин, С.С. Аплеснин, М.Н. Ситников, Л.В. Удод, К.И. Янушкевич. *ФТТ* **63**, 721 (2021).
- [5] M. Kreuzbruck, V. Mogwitz, F. Gruhl, L. Kienle, C. Korte, J. Janek. *Appl. Phys. Lett.* **86**, 072102 (2005). <https://doi.org/10.1063/1.1866642>
- [6] Э.Л. Нараев. *УФН* **166**, 833 (1996).
- [7] М.Ю. Каган, К.Л. Кугель. *УФН* **171**, 577 (2001).
- [8] Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Скрыбин. *УФН* **171**, 121 (2001).
- [9] R. Gunnarsson, M. Hanson. *Phys. Rev. B* **73**, 014435 (2006). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.73.014435>
- [10] Ю.А. Бойков, Т. Клаесон, В.А. Данилов. *ФТТ* **47**, 2189 (2005).
- [11] S.L. Cheng, C.H. Du, T.H. Chuang, J.G. Lin. *Sci. Rep.* **9**, 7828 (2019). <https://doi.org/10.1038/s41598-019-44104-7>
- [12] A. Asamitsu, Y. Tomioka, H. Kuwahara, Y. Tokura. *Nature* **388**, 50 (1997). <https://doi.org/10.1038/40363>
- [13] Н.Г. Бебенин, Р.И. Зайнуллина, В.В. Устинов. *УФН* **188**, 801 (2018).
- [14] M. Hsini, L. Ghivelder, F. Parisi. *JMMM* **535**, 168059 (2021). <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2021.168059>
- [15] J. Tao, D. Niebieskikwiat, M. Varela, W. Luo, M.A. Schofield, Y. Zhu, M.B. Salamon, J.M. Zuo, S.T. Pantelides, S.J. Pennycook. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 097202 (2009). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.097202>
- [16] J. Wu, J.W. Lynn, C.J. Glinka, J. Burley, H. Zheng, J.F. Mitchell, C. Leighton. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 037201 (2005). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.037201>
- [17] W.E. Pickett, D.J. Singh. *Phys. Rev. B* **53**, 1146 (1996). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.53.1146>
- [18] H. Qin, J. Hu, B. Li, Y. Hao, J. Chen, M. Jiang. *JMMM* **320**, 2770 (2008). <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2008.06.011>
- [19] J. Hu, H. Qin, H. Niu, L. Zhu, J. Chen, W. Xiao, Yu. Pei. *JMMM* **261**, 105 (2003). [https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(02\)01430-0](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(02)01430-0)
- [20] S. Biswas, S. Keshri. *Phase Transitions* **92**, 172 (2019). <https://doi.org/10.1080/01411594.2019.1566826>
- [21] О.Б. Романова, С.С. Аплеснин, М.Н. Ситников, Л.В. Удод. *JETP* **132**, 831 (2021). <http://doi.org/10.1134/S106377612103016X>
- [22] S.S. Aplesnin, M.N. Sitnikov, A.M. Kharkov, S.O. Kononov, A.M. Vorotinov. *JMMM* **513**, 167104 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2020.167104>
- [23] S.S. Aplesnin, M.N. Sitnikov, A.M. Kharkov, O.B. Begisheva, F.V. Zelenov. *Phys. Status Solidi B* **259**, 2100555 (2022). <https://doi.org/10.1002/pssb.202100555>
- [24] M.M. Parish, P.B. Littlewood. *Phys. Rev. Lett.* **101**, 166602 (2008). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.166602>
- [25] M.M. Parish. *Phil. Trans. R. Soc. A* **372**, 20120452 (2014). <http://doi.org/10.1098/rsta.2012.0452>
- [26] S.S. Aplesnin, A.N. Masyugin, V.V. Kretinin, S.O. Kononov, N.P. Shestakov. *Phys. Solid State* **63**, 242 (2021). <https://doi.org/10.1134/S1063783421020025>
- [27] K.S. Cole, R.H. Cole. *J. Chem. Phys.* **9**, 341 (2004). <https://doi.org/10.1063/1.1750906>
- [28] А.С. Волков, Г.Д. Копосов, Р.О. Перфильев. *ФТТ* **125**, 364 (2018).

Редактор Ю.Э. Кутяев