Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Л. А. Митлина, А. Д. Харламов, И. В. Колосова, А. Е. Лёвин, Структурные дефекты и явления переноса в эпитаксиальных феррошпинелях, *Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки*, 1998, выпуск 6, 46–54

DOI: <https://doi.org/10.14498/vsgtu7>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.89.56.158

26 апреля 2023 г., 14:58:01

Физика твердого тела

УДК 621.318.134.029.64

Л.А. Митлина, А.Д. Харламов, И.В. Колосова, А.Е. Лёвин

СТРУКТУРНЫЕ ДЕФЕКТЫ И ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ФЕРРОШПИНЕЛЯХ

Проведены температурные исследования электропроводности, термо- э. д. с., эффекта Холла пленок феррошпинелей с различным типом дислокационной структуры. Пленки получены газофазным методом на плоскости (001) окиси магния.

Показано, что в интервале температур 300÷600 К при одной плотности дислокаций проводимость осуществляется прыжками локализованных носителей, а в другом случае – делокализованными носителями в примесной зоне.

Энергия активации электропроводности пленок совпадает с энергией дислокационного уровня. Концентрация примесей превышает максимальную концентрацию ненасыщенных связей дислокаций, сосредоточенных по границам блоков. Из-за взаимодействия дислокации с примесями прыжковая проводимость не осуществляется перескоками по примесям.

В процессе синтеза и охлаждения в эпитаксиальных магний-марганцевых феррошпинелях, полученных газофазным методом на окиси магния, некоторая доля несоответствия и термических напряжений релаксирует за счет генерации дислокаций, поверхностная плотность которых порядка 10^9 - 10^{10} м⁻² [1]. Дополнительная генерация дислокаций происходит за счет разориентации зародышей, поскольку рост пленок феррошпинелей осуществляется трехмерным зародышеобразованием. Мелокомозаичная структура, возникшая на ранней стадии роста, сохраняется на протяжении дальнейшего роста пленок [1]. Остаточная макродеформация составляет 10^{-3} [2] для пленок магний-марганцевого феррита и 10^{-2} [3] для пленок марганцевого феррита. Дислокации имеют отрицательный заряд линейной плотности 10^{-12} кл/м [4].

Кроме того, в условиях хлоридного процесса трудно осуществить получение точного стехиометрического состава, так как он достигается лишь при строго определенном сочетании температуры и парциальных давлений в газовой фазе. Отклонение от стехиометрии эквивалентно присутствию в кристалле точечных дефектов.

Все это приводит к флуктуации плотности электрических зарядов в пленках феррошпинелей. Поэтому их можно рассматривать как неупорядоченную среду [5], в частности, как легированный полупроводник, электропроводность в котором осуществляется в широком интервале температур в неперiodическом силовом поле примесей [6].

В работе проведены температурные исследования электропроводности, термо- э. д. с., эффекта Холла с целью выяснения влияния дефектов, возникших в процессе синтеза и охлаждения, а также генерируемых при деформации изгибом, на кинетические явления.

Объекты и методы исследования

Объектом исследования явились пленки исходного состава $Mn_xFe_{3-x}O_4$, $Mg_xMn_{1-x}Fe_2O_4$ с различным значением x . Пленки получены на плоскости (001) окиси магния в условиях энциклопедического метода.

По данным микроанализа источнику $Mn_xFe_{3-x}O_4$, с $x=1$; 0,65 в пленке соответствует состав $x=1,23$; 0,91, источнику $Mg_xMn_{1-x}Fe_2O_4$ с $x=0,6$ соответствует в пленке $x=0,3$.

Дислокационная структура выявлялась методом избирательного травления в кипящем растворе $HCl:H_2O = 1:1$. Термо- э. д. с. и э. д. с. Холла измерялась потенциометрическим методом. Деформация образцов осуществлялась при комнатной температуре сосредоточенной силой, приложенной к середине образца, лежащего на двух опорах [7].

Результаты эксперимента и их обсуждение

Зависимость $\ln \rho = f(1/T)$ для исследуемых пленок носит сложный характер. Она как бы состоит из отдельных участков, каждый из которых может быть описан функцией $\rho \sim \exp(E/kT)$. Изломы соответствуют тому, что энергия активации при повышении температуры меняет свои значения. В частности, для пленок исходного состава MnFe_2O_4 толщиной ~ 30 мкм в области $(77 \div 120)$ К $E \sim 0,31$ эВ, $(120 \div 300)$ К $E \sim 0,33$ эВ [8], $(300 \div 700)$ К $E \sim 0,4$ эВ. Для пленок Mg-Mn ферритов в области высоких температур $800 \div 900$ К наблюдается участок с положительным температурным коэффициентом сопротивления, который исчезает после атмосферного отжига при $T \sim 700$ К [8].

При используемой нами технологии получения пленок закалка производится от температур 800 – 700 К. Равновесная концентрация тепловых вакансий при температуре T [9]:

$$n_{\text{вак}} \cong N_0 \exp\left(\frac{-W_f}{kT}\right),$$

где W_f – энергия образования вакансии, $N_0 \sim 2,7 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$ – число узлов в 1 м^3 . Энергия образования анионной вакансии в ферритах $\sim 0,78$ эВ [10] и катионной $\sim 0,6$ эВ; концентрация вакансий при $700 \div 800$ К порядка 10^{23} м^{-3} . Если осуществить быстрое охлаждение пленок до комнатной температуры, то вакансии не смогут продиффундировать к имеющимся стокам и значительное их число "заморозится". Кроме того, при охлаждении кристалла из-за термических напряжений происходит дополнительная генерация точечных дефектов. При $\varepsilon \sim 10^{-3}$ согласно [11] возможно образование $n_{\text{вак}} \sim 10^{22} \text{ м}^{-3}$ в пленках магний-марганцевого феррита и при $\varepsilon \sim 10^{-2}$ в пленках марганцевого феррита $n_{\text{вак}} \sim 10^{23} \text{ м}^{-3}$.

Если связать область температур $800 \div 900$ К на зависимости $\ln \rho = f(1/T)$ с областью истощения примесей, то по температуре перехода (T_n) можно оценить энергию ионизации донора E_0 ($kT_n = E_0$). При $T_n \sim 800$ К E_0 составляет $0,07$ эВ. Экстраполяция $\varepsilon \alpha T$, где α – коэффициент термо-э. д. с., на $T = 0$ (рис. 1) дает $\frac{1}{2} E_0$. Исходя из этих данных для пленок магний-марганцевого феррита E_0 того же порядка ($0,07$ эВ). Считая изолированный донор водородоподобным атомом, энергию ионизации можно выразить через концентрацию доноров N_d [12]:

$$E_0 = \left(\frac{4 \cdot \pi}{3} N_d \right)^{1/3} \cdot \frac{e^2}{\chi},$$

Р и с. 1. Изменение $\varepsilon \alpha T$ с температурой для пленок состава:

1 – $\text{Mn}_{1,23}\text{Fe}_{1,77}\text{O}_4$, 2 – $\text{Mn}_{0,93}\text{Fe}_{2,07}\text{O}_4$,
3 – $\text{Mg}_{0,3}\text{Mn}_{0,6}\text{Fe}_2\text{O}_4$, 4 – $\text{Mn}_{0,78}\text{Fe}_{2,22}\text{O}_4$

где χ – диэлектрическая проницаемость. Подставляя $E_0 \sim 0,07$ эВ, получим концентрацию доноров $N_d \sim 10^{26} \text{ м}^{-3}$. Таким образом, концентрация доноров превышает расчетную концентрацию вакансий. Это означает, что в пленках Mg-Mn феррита содержатся химические примеси, по-видимому, избыточные ионы Fe^{2+} из-за диссоциации Fe_2O_3 в процессе синтеза. Следовательно, за аномалии $\ln \rho = f(1/T)$ в области $800 \div 900$ К ответственны не только термические дефекты, но и дефекты, связанные с переходом $\text{Fe}^{3+} \rightarrow \text{Fe}^{2+}$ в этой области температур [13].

Для пленок марганцевого феррита аномалии $\ln \rho = f(1/T)$ в области $800 \div 900$ К менее ярко выражены. Концентрация тепловых вакансий и деформационных одного и того же порядка $\sim 10^{23} \text{ м}^{-3}$. Экстраполяция $\varepsilon \alpha T$ на $T=0$ дает энергию ионизации донора $E \sim 0,03$ эВ, что совпадает с энергией активации электропроводности объемных марганцевых ферритов в области низких температур [14] и энергией активации электропроводности пленок после вакуумного отжига [15].

Известно, что электроны примесей могут быть захвачены дислокациями, в результате чего дислокации приобретают отрицательный заряд [16]. Для сохранения электронейтральности вокруг дислокации должны находиться ионизованные примеси. Оценим зарядовое состояние

дислокаций, положение локального дислокационного уровня в энергетическом спектре эпитаксиальных феррошпинелей и роль дислокаций в переносе носителей.

В пленках магний-марганцевых феррошпинелей релаксация напряжений несоответствия происходит в основном за счет краевых дислокаций системы $\{110\} \langle 110 \rangle$ [17]. Добавочная полуплоскость в такой системе оканчивается отрицательным зарядом и дефект имеет донорный характер [14]. Учитывая сильную тенденцию ионов Mn образовывать ковалентные связи [18], следует ожидать появления дислокационного уровня E_d в энергетическом спектре марганец – содержащих феррошпинелей.

Р и с. 2. Изменение плотности дислокаций (1) и концентрации доноров (2) от степени деформации

Линейная плотность заряда для пленок исходного состава $Mg_{0,6}Mn_{0,4}Fe_2O_4$ составляет $(5,0 \div 5,4) \cdot 10^{-12}$ Кл·м⁻¹. В таком случае плотность добавочных электронов на единицу длины дислокации $1/a \sim (3,1 \div 3,7) \cdot 10^7$ м⁻¹. Для чисто краевой дислокации расстояние между ненасыщенными связями $s \sim 0,866 b$, где b – вектор Бюргерса. Для пленок магний-марганцевого феррита $s \sim 5,1 \cdot 10^{-10}$ м. Если n_d – поверхностная плотность дислокаций, то объемная плотность состояний, т.е. концентрация

оборванных связей, $n_s = \frac{n_d}{c}$.

Степень заполнения

$f = \frac{c}{a} \sim 0,016 \div 0,019$. Степень заполнения электронами уровня E_d определяется функцией Ферми [19]:

$$f = \left\{ 1 + \frac{1}{2} \exp \left(\frac{E_d - \mu}{kT} \right) \right\}^{-1},$$

при $f \sim 0,02$, $E_d - \mu = 0,16$ эВ. Положение уровня Ферми можно определить по зависимости $\ln \sigma$ от T (см. рис. 1, кривая 3). Из графика следует, что μ при $(300 \div 700)$ К $\sim 0,08$ эВ. Следовательно, энергия дислокационного уровня $E_d \sim 0,24$ эВ, что находится в удовлетворительном согласии с

Р и с. 3. Изменение удельного сопротивления от концентрации доноров

энергией активации электропроводности, найденной по зависимости $\ln \rho = f(1/T)$ в области температур $(300 \div 700)$ К. Энергия активации электропроводности выше, чем энергия активации термо- э. д. с. ($E_a \sim 0,01$ эВ). Это позволяет предполагать, что проводимость в данной области температур осуществляется термически активированными прыжками локализованных носителей [5] с энергией активации прыжка $E_\sigma - E_\alpha = W_n \sim 0,2$ эВ. Высказанное предположение подтверждается изменением электропроводности и термо- э. д. с. в результате пластической деформации внешней силой. На рис. 2 приведены зависимости плотности дислокаций и концентрации доноров, рассчитанной

по термо- э. д. с., от степени деформации (ϵ). При рассматриваемой деформации концентрация доноров и плотность дислокаций линейно увеличиваются с ϵ . А удельное сопротивление зависит от концентрации примесей экспоненциально (рис. 3), что является экспериментальным доводом в пользу прыжкового механизма проводимости в эпитаксиальных феррошпинелях.

На температурную зависимость термо- э. д. с. влияет характер распределения дислокаций. Независимо от состава для пленок с хаотическим распределением дислокаций характерен линейный рост термо- э. д. с. с повышением температуры. Для пленок, на поверхности которых избирательное химическое травление выявляет, наряду с хаотическим распределением дислокаций, короткие скопления, термо- э. д. с. в рассматриваемом интервале температур изменяется нелинейно. В частности, для пленок $Mn_{0,93}Fe_{2,07}O_4$ и $Mn_{0,78}Fe_{2,22}O_4$ зависимость $\alpha = f(T)$ можно представить в виде двух линейных участков с энергией активации $\sim 0,13$ эВ и $0,01$ эВ. Подвижность $U_{др}$ носителей растет с увеличением температуры (рис. 4). Такой характер температурной зависимости $U_{др}$ и ее величина свойственны локализованным носителям тока.

Энергия активации электропроводности для данных образцов значительно превышает энергию активации термо- э. д. с., что дает возможность оценить энергию активации прыжка для различных температурных интервалов: при $T \sim 300-600$ К $W_n \sim 0,37$ эВ, при температурах выше температуры Кюри $W_n \sim 0,47$ эВ. Длина прыжка R увеличивается с уменьшением температуры, так как $W_n \sim \frac{1}{R^3}$ [5].

Р и с. 4. Дрейфовая подвижность в функции температуры для пленок состава:
1- $Mn_{1,23}Fe_{1,77}O_4$, 2 - $Mn_{0,93}Fe_{2,07}O_4$,
3 - $Mg_{0,3}Mn_{0,6}Fe_2O_4$

что практически (с точностью $\pm 0,01$ эВ) совпадает с E_σ , определенной из зависимости $\ln p = f(1/T)$. Для данного образца $E_\sigma \sim E_\alpha$, термо-э.д.с. линейно зависит от температуры и наблюдается эффект Холла.

Экспериментальные зависимости э. д. с. Холла при различных температурах приведены на рис. 5. Видно, что поле Холла возрастает с полем H до максимального значения (по абсолютной величине), далее линейно уменьшается с ростом поля H . Наклон прямолинейной части $E = f(B)$ с повышением температуры уменьшается и выше

Р и с. 5. Э. д. с. Холла при различных температурах для пленок состава $Mn_{1,23}Fe_{1,77}O_4$

Плотность дислокаций в пленках исходного состава $MnFe_2O_4$ на порядок выше, чем для пленок магний-марганцевого феррита, изготовленных при идентичных технологических условиях. Линейная плотность заряда на краевых дислокациях $(6,2 \div 6,6) \cdot 10^{-12}$ Кл·м⁻¹. Плотность добавочных электронов $1/a \sim (3,9 \div 4,1) \cdot 10^7$ м⁻¹, расстояние между ненасыщенными связями $s \sim 5,2 \cdot 10^{-10}$ м, степень заполнения дислокационного уровня $f \sim 0,02 \div 0,021$. Значение уровня Ферми для пленок с преимущественно хаотичным распределением дислокаций при 300 К (см. рис. 1, кривая 1) $\sim 0,245$ эВ, $E_d - \mu \sim 0,15$ эВ, $E_d \sim 0,4$ эВ,

определенной температуры $\frac{\partial E}{\partial B}$ может

изменить знак. Аналогичное поведение э. д. с. Холла от магнитного поля наблюдается и для объемных ферритов идентичного состава [20]. Полученные результаты позволяют оценить классическую постоянную Холла R_0 , концентрацию носителей тока и их подвижность. Измерения показали, что постоянная Холла R_0 , так же, как и термо-э. д. с., имеет отрицательный знак, что свидетельствует об электронном характере проводимости. Для исследуемых пленок зависимость R_0 от температуры подчиняется экспоненциальному закону (рис. 6, кривая 1)

аналогично температурной зависимости электросопротивления. Концентрация носителей тока, рассчитанная по R_0 с учетом парапроцесса, экспоненциально растет с увеличением температуры. Холловская подвижность, определяемая из соотношения $U_x = R_0 \sigma$, уменьшается с увеличением температуры из ρ и термо-э. д. с. при комнатной температуре, составляет $\sim 10^{-9} \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ и уменьшается при повышении температуры (см. рис.4, кривая 1), что является характерным признаком для проводимости в зоне.

Из приведенных результатов следует, что в эпитаксиальных магний-марганцевых и марганцевых феррошпинелях в области сильных степеней деформации ($n_d \sim 10^{10} \text{ м}^{-2}$, $\varepsilon \sim 10^{-2}$) проводимость осуществляется делокализованными носителями в примесной зоне, в то время как в области слабых степеней деформации ($n_d \sim 10^9 \text{ м}^{-2}$, $\varepsilon \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$) проводимость осуществляется прыжками локализованных носителей.

Разориентация блоков в исследуемых образцах $\sim 10' \div 14'$ [21]. Используя дислокационную модель малоугловой границы, можно оценить линейную плотность дислокаций в ней: $n_d^l \sim \frac{\Theta}{b}$

[9], где Θ - величина угла разориентировки. Линейная плотность дислокаций в границах блоков пленок магний-марганцевых ферритов составляет $\sim 5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. Соответствующая ей поверхностная плотность дислокаций $\sim 10^{13} \text{ м}^{-2}$, число ненасыщенных связей $5 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$, плотность ионизованных доноров $N_{дл}^+ \sim f \cdot n_s \sim 10^{21} \text{ м}^{-3}$, плотность электрически нейтральных доноров $4,9 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$.

В области прыжковой проводимости для ферритов справедливо соотношение [6]:

$$\alpha = \frac{k}{e} \left(\ln \frac{N_c}{N_d} + A \right),$$

где N_d - концентрация химических доноров; N_c - плотность состояний; A - коэффициент, которым согласно [6] для ферритов можно пренебречь, так как он значительно меньше единицы. Плотность состояний для исследуемых ферритов составляет $0,9 \frac{N_0}{2}$. Коэффициент 0,9

был определен из зависимости термо-э. д. с. от концентрации Fe^{2+} по методике, описанной в работе [22]. Таким образом, концентрация доноров, определенная из термо-э. д. с., для пленок Mg-Mn феррита, равна $\sim 2,3 \cdot 10^{26} \text{ м}^{-3}$, для $\text{Mn}_{0,95}\text{Fe}_{2,07}\text{O}_4$ $\sim 7,5 \cdot 10^{26} \text{ м}^{-3}$, для $\text{Mn}_{0,78}\text{Fe}_{2,22}\text{O}_4$ $\sim$

Р и с. 6. Зависимость классической постоянной Холла (1) и холловской подвижности (2) от температуры для пленок состава $\text{Mn}_{1,23}\text{Fe}_{1,77}\text{O}_4$

$\sim 1,2 \cdot 10^{27} \text{ м}^{-3}$.

По величине термо-э. д. с. можно определить степень компенсации $K = \frac{N_A}{N_d}$, исходя из формулы

$$K = \frac{\exp(\alpha|k|e)}{1 + \exp(\alpha|k|e)}.$$

Степень компенсации для рассматриваемых составов порядка $0,9 \div 0,98$. Такое же значение степени компенсации получим, если воспользуемся значениями концентраций акцепторов и доноров, определенных из дислокационной модели. Это свидетельствует о достоверности найденного коэффициента заполнения f дислокационного уровня, несмотря на приближенную его оценку.

Поскольку $N_d a^3 < 1$, где $a = \frac{\hbar}{(2mE_0)^{1/2}} \sim 10^{-9}$ м – радиус примесного состояния и $1 - K \ll 1$, то рассматриваемые материалы следует отнести к слабо легированным сильнокомпенсированным полупроводникам.

Плотность ионизованных химических доноров может быть оценена по E_d , μ и T [23]:

$$N_{дл}^+ = N_{\chi д} - N_{\chi д}^0, \text{ где } N_{\chi д}^0 = \frac{N_{\chi д}}{1 + \frac{1}{2} \exp\left(E_d - \frac{\mu}{kT}\right)}.$$

Число компенсирующих центров $N_{\chi д}^+$ составляет $(2,3 \pm 11,8) \cdot 10^{26} \text{ м}^{-3}$, что совпадает с концентрацией носителей, определенной по формуле

$$n = \frac{N_c}{1 + \exp(\alpha|k|e)}.$$

Плотность же ненасыщенных связей дислокаций на несколько порядков (10^4) меньше концентрации химических доноров. Так как количество атомов примеси достаточно для насыщения дислокаций, то вдоль линии дислокаций и вокруг нее должна конденсироваться атмосфера примесных атомов [9]. Насыщение дислокаций будет происходить при температуре ниже критической T_0 , задаваемой соотношением [9]:

$$U_n = -kT_0 \ln c,$$

где c – отношение числа примесных атомов к числу мест в кристалле, которые могут быть заняты примесью, U_n – энергия связи примесного атома с дислокацией. Согласно [24] в пленках магний-марганцевого и марганцевого феррита дислокации становятся подвижными в поле де-

формации при $T_0 \sim 700$ К. Полагая $c = \frac{N_d}{n_s}$, получим $U_n \sim 0,5$ эВ. Движение дислокаций связа-

но с термоактивационным преодолением потенциальных барьеров. Скорость движения дислокаций при таком диффузионном движении [25]:

$$V_d \sim \exp\left(\frac{-U_n}{kT}\right).$$

Подставляя в это выражение экспериментальные найденные скорости движения дислокаций в пленках феррошпинелей [24] (в частности, температуре $T \sim 790$ К соответствует $V_d \sim 10^{-9} \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$, при $T \sim 970$ К, $V_d \sim 10^{-7} \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$), получим $U \sim 0,46$ эВ, что удовлетворительно согласуется с энергией связи примесного атома с дислокацией.

Поскольку основная плотность ненасыщенных связей дислокаций расположена по границам блоков, то основная концентрация примесей должна сосредотачиваться по границам блоков. Это вызывает флуктуации электрической плотности заряда и возможно проявление для сильно компенсированного полупроводника крупномасштабного потенциала [12]. Уровень Ферми должен возрастать по закону $(1 - K)^{-1/3}$, что и наблюдается авторами экспериментально (рис. 7).

Р и с. 7. Зависимость положения уровня Ферми от степени компенсации

Для объяснения электрических свойств ферритов привлекается несколько моделей перескоков: перескоки электростатических и магнитных поляронов, перескоки электронов по примесям [6,12]. Имеют место также перескоки, включающие косвенный обмен электроном через ион кислорода [26]. В марганцевых ферритах сильное янтеллеровское искажение решетки 3d-ионами Mn^{3+} способствует образованию электростатических поляронов.

Ионные кристаллы, к которым можно отнести пленки $Mg_xFe_{1-x}Fe_2O_4$, содержит значительное число краевых дислокаций; в этом случае заряженная дислокация также является наиболее вероятным местом

локализации электростатического полярона [27].

Поскольку зависимость $\sigma(T)$ не подчиняется закону $\sigma \sim T^{-1/4}$, то проводимость в пленках феррошпинелей не осуществляется перескоками по примесям в рассматриваемом интервале температур. Магнитные поляроны в нашем случае могут образовываться только в узком интервале температур вблизи точки Кюри [18, 19] и определять электрические свойства лишь в области магнитного превращения, чем, видимо, объясняется излом и минимум на кривых $U_{др}(T)$ (рис. 4). Условием образования электростатического полярона малого радиуса является соотношение $2J < W_p$, где $J = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2ma^2}$ - ширина зоны, определяемая кинетической энергией; J рассматриваемых ферритов $\sim 0,07$ эВ, а W_p оценивается для 3d-окислов переходных металлов ~ 1 эВ. На основании этих данных полагаем, что в пленках феррошпинелей условие образования полярона определяется выражением

$$U = U_0 \exp\left(-\frac{W_n}{kT}\right),$$

где $U_0 = \frac{ea^2v}{kT} \sim 2,4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$.

Подставляя экспериментальные значения $U_{др} \sim 10^{-8} \div 10^{-10} \text{ м}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$, получаем $W_n^{\text{расч}} \sim 0,3 \div 0,43$ эВ, а экспериментальные значения W_n из сопоставления E_σ и E_α составляют $\sim 0,2 \div 0,37$ эВ в области комнатных температур. Таким образом, для пленок феррошпинелей выполняется соотношение $W_n < \frac{W_p}{2}$, что не противоречит модели электростатического полярона. Заметим, что в пленках Mn ферритов W_n несколько больше, чем для Mg-Mn ферритов. По-видимому, в пленках марганцевых ферритов энергия активации электростатических поляронов увеличена за счет распределения потенциала между центрами локализации из-за наличия ионов Mn^{3+} и значительной плотности заряженных дислокаций.

Из вышесказанного можно сделать следующие выводы.

1. По электронным свойствам эпитаксиальные магний-марганцевые и марганцевые феррошпинели относятся к слабо легированным сильно компенсированным полупроводникам.
2. Энергия активации проводимости в области температур 300÷700 К совпадает с энергией дислокационного уровня; наибольшая плотность дислокаций и соответственно ненасыщенных связей дислокаций сосредоточена по границам блоков; концентрация примесей превышает концентрацию ненасыщенных связей дислокаций, что приводит к закреплению дислокаций примесями; взаимодействие дислокаций с примесями приводит к регуляции зарядового состояния примесей и к уменьшению вклада примесей в электрофизические свойства.
3. В области слабых степеней деформации ($n_d \sim 10^9 \text{ м}^{-2}$, $\varepsilon \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$) проводимость осуществляется прыжками локализованных носителей, в области сильных степеней деформации ($n_d \sim 10^{10} \text{ м}^{-2}$, $\varepsilon \sim 10^{-2}$) – делокализованными носителями в примесной зоне.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Aleksandrov L.N., Mitlina L.A., Molchanov V.V. Mechanism of Epitaxial Ferrite-Spinel Layer Formation on Magnesium Oxide Substrate // Crys. Reg. Technol. 1981. V. 16, №4. P. 405-412.
2. Алавердинова О.Г., Коваль Л.П., Михайлов И.Ф., Фукс Я.М., Митлина Л.А., Молчанов В.В. Неоднородность деформации и субструктура эпитаксиальных слоев $\text{Mg}_x\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_2\text{O}_4|\text{MgO}$ // Изв. АН СССР. Сер. Неорганические материалы. 1982. Т.18, №6. С. 1020-1024.
3. Беккер Я.М., Зотова Г.М., Майоров С.А. Механические напряжения в пленках ферритов и их магнитные свойства // Магнитные пленки. Минск: Выш.ш. шк., 1974. С.68-72.
4. Митлина Л.А., Посыпайко Э.Д. Поведение дислокаций в пленках феррошпинели под действием внешнего электрического и магнитного полей // Электронная техника. Сер. б, материалы. 1985. Вып. 3. С. 13-15.
5. Мотт Н., Девис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1982. Т.1. 368 с.
6. Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. М.: Мир, 1976. 353 с.
7. Колосова И.В., Митлина Л.А., Посыпайко Э.Д., Янковская Н.М. Влияние механических напряжений на физические свойства пленок магний-марганцевого феррита // Физика прочности, пластичности металлов и электродинамических явлений в ферритах: Сб.тр. Куйбыш.политех.ин-т. 1974. С.145-151.
8. Митлина Л.А. Аномалии электропроводности пленок Mg-Mn ферритов в широком интервале температур 77-903 К // Физика прочности, пластичности металлов и электродинамических явлений в ферритах: Сб.тр. Куйбыш.политех.ин-т. 1972. С.115-121.
9. Родес Р.Г. несовершенства и активные центры в полупроводниках. М.: Металлургия, 1968. 371 с.

10. Yoriyoshi Kawal, Tomoya Ovawa. An elasticity in an Ferrite Single Crystal // Journal of the Phisica Society of Japan, 1978. 45, V. 3. P. 815-821.
11. Урусовская А.А. Электрические эффекты, связанные с пластической деформацией ионных кристаллов // УФН, 1968. Т.96. Вып.1. С.39-60.
12. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979. 416 с.
13. Логинова А.О., Панов Г.П., Рядянская Н.М. Изменение параметра кристаллической решетки ферритов при их термообработке // Химия и химическая технология: Сб.тр. Волгоград, 1970. С. 108-110.
14. Свирина Е.П. Эффект Холла, магнетосопротивление и электрическая проводимость в ферритах-шпинелях // Изв. АН СССР, 1970. Т. 34, № 6. С.1162-1175.
15. Колосова И.В., Митлина Л.А., Макашова Н.Н., Молчанов В.В. Влияние вакуумного отжига на электропроводность монокристаллических пленок Mg-Mn ферритов / Исследование по физике электрических и магнитных явлений: Сб.тр. Куйбыш.политехн.ин-т. 1974. С. 34-38.
16. Матаре Г. Электроника дефектов в полупроводниках. М.: Мир, 1974. 463 с.
17. Митлина Л.А. Пец А.В., Молчанов В.В. Анизотропия пленочных монокристаллов магний-марганцевого феррита, наведенная пластической деформацией // Изв. Вузов. Сер. Физика. 1982. № 3 С. 31-34.
18. Остин И., Илуэл. Д. Магнитные полупроводники // УФН. 1972. Т. 106, № 62. С. 337-364.
19. Нагаев Э.Л. Физика магнитных полупроводников. М.: Наука, 1979. 430 с.
20. Белов К.П., Свирина Е.П. Эффект Холла в ферритах // УФН, 1968. Т.96. Вып.1. С.21-38.
21. Агапова Н.Н., Митлина Л.А., Макаров А.В., Петрованова Л.М. Влияние условий синтеза на дефектность структуры пленок магний-марганцевой шпинели // Физика прочности и пластичности металлов и сплавов: Сб.тр. Куйбыш. авиац. ин-т. 1981. С. 105-111.
22. Griffiths B.A., Elwell D., Parker R. The Thermoelectric Power of the System $\text{NiFe}_2\text{O}_4\text{-Fe}_3\text{O}_4$ // The Philosophical Magazine, 1970. V. 22, № 175. P. 163-174.
23. Блатт Ф. Физика электронной проводимости в твердых телах. М.: Мир, 1971. 470 с.
24. Митлина Л.А., Молчанов В.В., Посытайко Э.Д. Движение дислокаций в пленках феррошпинелей / Куйбыш.пллитехн.ин-т. Куйбышев, 1985. 12 с.: ил. Библиогр. 7 назв. Деп. в ВИНТИ. 30.01.85. № 894-85.
25. Фридель Ж. Дислокации. М.: Мир, 1967. 643 с.
26. Кацнельсон З.З. К вопросу об электрической проводимости в ферритах путем косвенного обмена // Изв. АН БССР. Сер. физ. - мат. науки. 1972. Т.11. Вып. 4. С.131-134.
27. Воронов В.П., Косевич А.М. О локализованном состоянии электрона на краевой дислокации // ФНТ. 1980. Т.6, № 3. С.371-375