

03,05

Гальваномагнитные свойства слоев GaMnAs, полученных ионной имплантацией: роль энергии ионов Mn⁺

© Ю.А. Данилов¹, В.А. Быков¹, О.В. Вихрова¹, Д.А. Здравейщев¹, И.Л. Калентьева¹, Р.Н. Крюков¹, А.Е. Парафин², Ю.А. Агафонов³, В.И. Зиненко³, Р.И. Баталов⁴, В.Ф. Валеев⁴, В.И. Нурдин⁴

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

² Институт физики микроструктур, Нижний Новгород, Россия

³ Институт проблем технологии микроэлектроники и высокочистых материалов РАН, Черноголовка, Россия

⁴ Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ „Казанский научный центр РАН“, Казань, Россия

E-mail: Danilov.Yu46@yandex.ru

Поступила в Редакцию 18 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 18 апреля 2024 г.

Принята к публикации 8 мая 2024 г.

Изучены гальваномагнитные свойства слоев GaMnAs, полученных имплантацией ионов Mn⁺ с последующим импульсным лазерным отжигом. Установлено оптимальное значение плотности энергии импульса эксимерного KrF-лазера ($\sim 300 \text{ mJ/cm}^2$) для электрической активации имплантированных атомов Mn. Показано, что слои, сформированные с дозой $(3-5) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, после лазерного отжига являются ферромагнитными, а энергия имплантации практически не влияет на температуру Кюри. Установлено, что ширина петли гистерезиса в аномальном эффекте Холла сильно зависит от энергии имплантации: коэрцитивное поле уменьшается со снижением энергии ионов от 200 до 40 keV.

Ключевые слова: арсенид галлия, имплантация ионов Mn, лазерный отжиг, аномальный эффект Холла, ферромагнетизм.

DOI: 10.61011/FTT.2024.06.58239.24NN

1. Введение

Известно [1], что ферромагнитные полупроводники (ФМП), т.е. материалы, сочетающие полупроводниковые и ферромагнитные свойства, могут быть успешно использованы в приборах спиновой электроники, например, в качестве спиновых инжекторов. Для появления ферромагнитных свойств обычные полупроводники должны быть легированы атомами переходных элементов до уровня порядка нескольких атомных процентов, что заметно превышает предел их равновесной растворимости. Следовательно, для такого легирования должны применяться неравновесные технологические приемы, среди которых типичным является использование низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии (НТ-МЛЭ). Каноническим ФМП является GaMnAs, в котором атомы Mn, замещающие узлы в галлиево-марганцевой подрешетке, играют роль как локализованных магнитных моментов, так и акцепторов, поставляющих свободные дырки. Типичной температурой Кюри для GaMnAs, выращенного методом НТ-МЛЭ в оптимизированных условиях, является $T_C \approx 110 \text{ K}$ [1].

Альтернативным методом формирования GaMnAs является имплантация в GaAs больших доз ионов Mn⁺. Однако уже первые эксперименты, проведенные с использованием быстрого термического отжига (БТО)

для восстановления кристаллической структуры GaAs, облученного ионами марганца, показали формирование в матрице GaAs:Mn включений второй фазы (кластеров MnAs) [2], что было связано с выходом избыточных (выше предела равновесной растворимости) атомов Mn из твердого раствора GaMnAs. Решением проблемы оказалось использование для постимплантационного отжига наносекундных лазерных импульсов [3]. Результаты проведенных к настоящему времени исследований (см., например, обзор [4]) в основном сводятся к следующим утверждениям: 1) при дозах ионов Mn $(1-5) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ и плотности энергии одиночного импульса (длительностью 20–30 ns) эксимерного KrF- или XeCl-лазера $0.2-0.4 \text{ J/cm}^2$ полученные слои GaMnAs являются ферромагнитными, что проявляется в гистерезисных магнитопольных зависимостях как намагниченности, так и аномального эффекта Холла, с T_C до 110–120 K; 2) магнетосопротивление является отрицательным до температур несколько выше T_C ; 3) сформированные слои являются однофазными, что объясняется плавлением GaAs до определенной глубины при поглощении энергии лазерного импульса и сверхбыстрым (со скоростью порядка нескольких м/с) движением фронта рекристаллизации от монокристаллической подложки к поверхности, при котором твердотельная реакция образования кластеров типа MnAs не успевает произойти.

Следует, однако, указать, что в опубликованных до настоящего времени статьях используются энергии ионов Mn^+ от 50 до 300 keV без какого-либо обоснования их выбора.

В настоящей работе основное внимание уделено исследованию влияния энергии ионов Mn^+ на свойства слоев GaMnAs, сформированных имплантацией с последующим лазерным отжигом.

2. Методика эксперимента

Имплантация ионов Mn^+ в пластины полуизолирующего GaAs(001) выполнена при комнатной температуре с энергиями E_i от 40 до 200 keV и с дозами D_i от $1 \cdot 10^{13}$ до $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. Для рекристаллизации аморфизованного слоя и активации атомов Mn использован отжиг одиночным импульсом эксимерного KrF-лазера (длина волны 248 nm, длительность импульса 30 ns) при плотности энергии излучения P от 125 до 400 mJ/cm^2 . Площадь отожженных образцов составляла $1-1.5 \text{ cm}^2$.

Электрические измерения при комнатной температуре на установке Nanometrics HL5500 выполнены в геометрии ван-дер-Пау с помощью индиевых омических контактов к поверхности образцов. Гальваномагнитные свойства при температурах 10–300 K изучены при развертке магнитного поля, приложенного перпендикулярно поверхности структур, в диапазоне $\pm 3600 \text{ Oe}$. При этом образцы помещались в гелиевый криостат замкнутого цикла Janis CCS-300S/202, а измерения выполнялись с использованием источника-измерителя Keithley 2400. Проведено сравнительное исследование магнито-полевых зависимостей эффекта Холла для образцов, полученных имплантацией ионов при относительно низкой (40 и 50 keV) и при относительно высокой энергии (180 и 200 keV).

Для исследования распределения имплантированного Mn в GaAs использован метод рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). Измерения выполнены на сверхвысоковакуумном комплексе Omicron Multiprobe RM. Для возбуждения фотоэмиссии использовалось AlK α -излучение с энергией 1486.7 eV. Получение профилей распределения концентраций элементов по глубине в GaAs осуществлялось путём травления поверхности ионами аргона с энергией 1 keV и углом падения 45°. Атомная концентрация элементов в слоях определялась методом факторов относительной чувствительности.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Измерение дозовой зависимости концентрации носителей тока после импульсного лазерного отжига (ИЛО) показало, что существует пороговая доза (в частности,

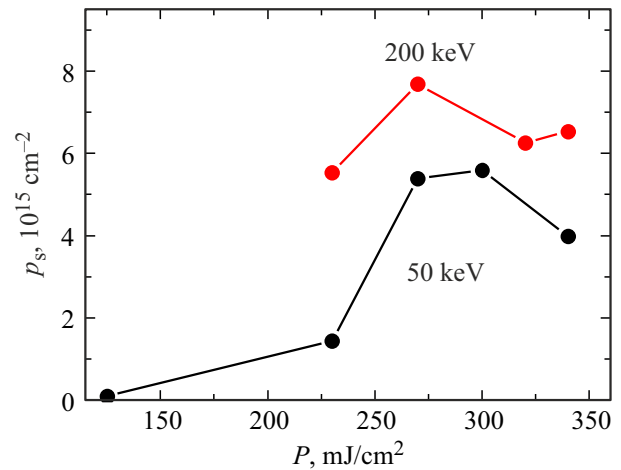


Рис. 1. Зависимость слоевой концентрации дырок в GaAs, облученном ионами Mn^+ с энергией 50 и 200 keV и дозой $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, от плотности энергии лазерного импульса.

для энергии 200 keV это $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$), начиная с которой проявляется акцепторное действие имплантированного марганца. Слоевая концентрация дырок с дальнейшим ростом дозы ионов Mn^+ монотонно увеличивается, достигая для доз $D_i = (3-5) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ значений $p_s \approx (5-7) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ (при температуре измерений $T_m = 300 \text{ K}$). Поэтому для дальнейших исследований выбраны дозы имплантации $3 \cdot 10^{16}$ и $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, дающие высокую слоевую концентрацию свободных дырок.

На рис. 1 показаны зависимости слоевой концентрации дырок от плотности энергии отжигающего лазерного импульса для двух энергий имплантации 50 и 200 keV. Можно видеть, что максимальная активация имплантированных атомов марганца достигается при плотности энергии лазерного отжига около 300 mJ/cm^2 . Поэтому для формирования слоев GaAs, облученного ионами Mn^+ , в исследованиях гальваномагнитных свойств, описываемых ниже, использована плотность энергии $P = 300 \text{ mJ/cm}^2$.

На рис. 2 приведена температурная зависимость поверхностного сопротивления (R_S) для образцов GaAs, облученных ионами Mn^+ с дозой $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ и двумя энергиями 50 и 200 keV, после ИЛО с $P = 300 \text{ mJ/cm}^2$. Сплошными линиями записаны значения поверхностного сопротивления при охлаждении образцов до 7 K, а отдельные точки на зависимости $R_S(T_m)$ показывают значения при нагреве (в нулевом магнитном поле) образца с $E_i = 200 \text{ keV}$. Очевидно, что зависимости при охлаждении образцов и при нагреве практически совпадают.

Обращает на себя внимание максимум при 131 K на зависимости $R_S(T_m)$ для $E_i = 50 \text{ keV}$ и отсутствие четкого экстремума для $E_i = 200 \text{ keV}$. Обычно максимум на зависимости $R_S(T_m)$ соответствует температуре Кюри для ФМП. Однако нами ранее [5] отмечались расхождения в определении температуры Кюри для

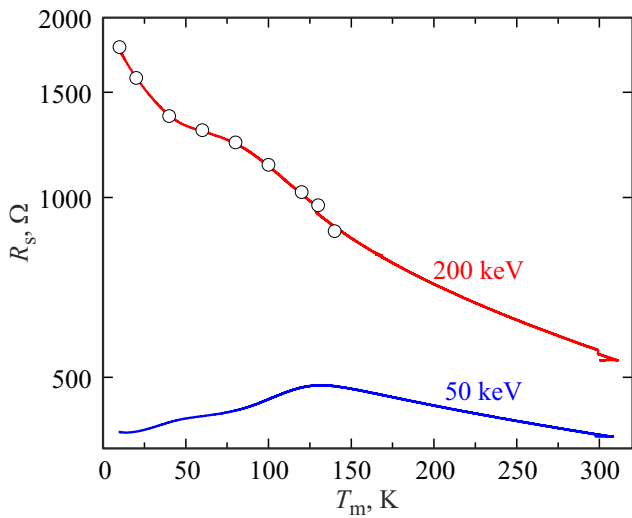


Рис. 2. Зависимость поверхностного сопротивления от температуры измерений для образцов GaAs, облученных ионами Mn^+ с энергиями 50 и 200 keV, дозой $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ и отожженных импульсом лазера с $P = 300 \text{ mJ/cm}^2$.

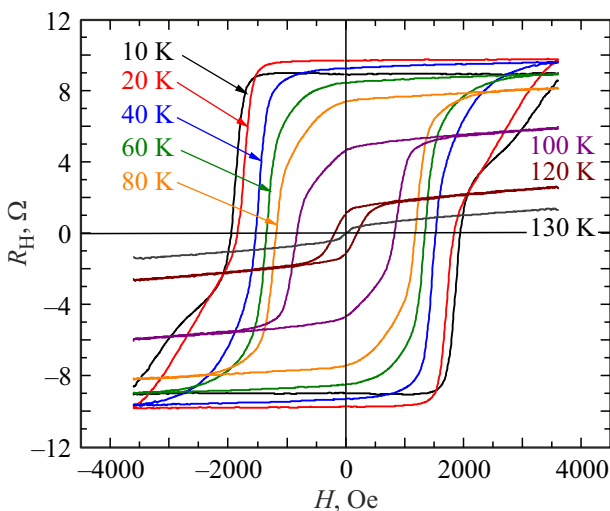


Рис. 3. Магнитолевые зависимости сопротивления Холла (R_H) для GaAs, облученного ионами Mn^+ с энергией 200 keV и дозой $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, после ИЛО с $P = 300 \text{ mJ/cm}^2$ для разных температур измерения. Магнитное поле приложено перпендикулярно плоскости образца.

образцов с энергией имплантации 180 keV по данным измерения $R_S(T_m)$ и по температурным зависимостям магнитолевых зависимостей эффекта Холла. Поэтому для надежного определения магнитных характеристик полученных образцов изучен эффект Холла в диапазоне температур 7–300 К.

На рис. 3 показаны результаты измерения магнитолевых зависимостей эффекта Холла для образца GaMnAs после имплантации ионов Mn^+ с энергией 200 keV ($D_i = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, $P = 300 \text{ mJ/cm}^2$).

Видно, что эффект Холла является аномальным с петлей гистерезиса вплоть до 120 К, хотя нелинейность зависимости $R_H(H)$ явно видна и при 130 К. Отметим, что для самых низких температур измерения магнитное поле для выхода на насыщение превышает используемое нами поле 3600 Ое, т. е. при 10 и 20 К петли гистерезиса являются частичными. При более высоких температурах коэрцитивное поле H_c монотонно уменьшается с ростом T_m . Представленный на рис. 3 вид зависимости $R_H(H)$ является типичным для ферромагнитных слоев GaMnAs [4].

Заметные отличия наблюдаются для магнито-полевых зависимостей эффекта Холла для слоев, полученных имплантацией ионов Mn^+ с энергией 50 keV (доза ионов и плотность энергии при ИЛО такие же, как и для образцов с энергией имплантации 200 keV). На рис. 4 показаны зависимости R_H от напряженности магнитного поля для образца с $E_i = 50 \text{ keV}$. Видно, что по сравнению с образцом, полученным при $E_i = 200 \text{ keV}$, петля гистерезиса заметно сузилась. При этом аномалия (нелинейность по магнитному полю) в эффекте Холла наблюдается вплоть до $T_m = 120 \text{ К}$.

Более надежными данными по сравнению с графиками $R_S(T)$ для определения температуры Кюри, на наш взгляд, являются зависимости коэрцитивного поля H_c и спонтанного сопротивления Холла (R_H^S) от температуры. При этом величина H_c определялась непосредственно из зависимостей, представленных на рис. 3 и 4, а спонтанное сопротивление Холла, которое пропорционально спонтанной намагниченности ФМП, определялось из построения зависимостей Арротта (методика подробно описана в [5]). На рис. 5

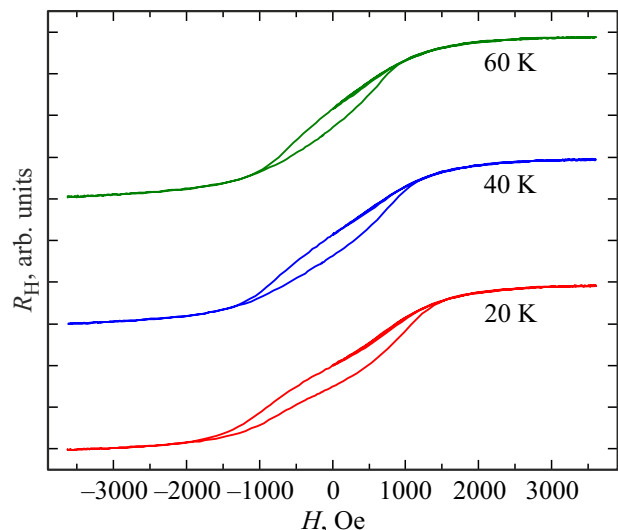


Рис. 4. Магнитолевые зависимости сопротивления Холла для образца, полученного имплантацией ионов Mn^+ с энергией 50 keV и дозой $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, после ИЛО с $P = 300 \text{ mJ/cm}^2$ при температурах измерений 20–60 К. Магнитное поле приложено перпендикулярно плоскости образца. Кривые смещены по вертикали для наглядности.

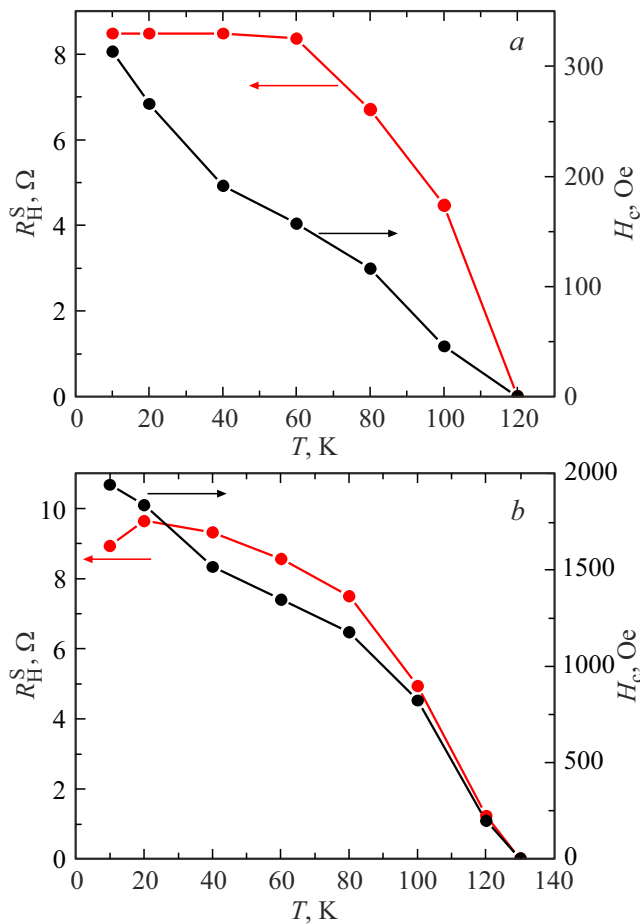


Рис. 5. Зависимости спонтанного коэффициента Холла R_H^S (левые шкалы) и коэрцитивного поля H_c (правые шкалы) для образцов GaAs, облученных ионами Mn^{2+} ($D_i = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, $P = 300 \text{ mJ/cm}^2$) с энергией а) 50 и б) 200 keV.

представлены зависимости указанных величин H_c и R_H^S от температуры измерений для образцов, полученных имплантацией ионов Mn^{2+} с дозой $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ после ИЛО с $P = 300 \text{ mJ/cm}^2$ для двух энергий облучения 50 (рис. 5, а) и 200 keV (рис. 5, б).

Можно видеть, что значения температуры Кюри, определенные по температурным зависимостям H_c и R_H^S , хорошо совпадают между собой и составляют 120 K для $E_i = 50 \text{ keV}$ и 130 K для $E_i = 200 \text{ keV}$. Ранее нами было показано [5], что при энергии имплантации ионов Mn^{2+} 180 keV температура Кюри существенно зависит от дозы имплантации и для дозы $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ($P = 300 \text{ mJ/cm}^2$) составляет 120 K. Принимая во внимание этот факт и данные рис. 5, можем утверждать, что температура Кюри в интервале $E_i = 50\text{--}200 \text{ keV}$ практически не зависит от энергии ионов Mn^{2+} , а определяется дозой имплантации.

Вид магнито-полевых зависимостей эффекта Холла сильно зависит от энергии ионов Mn^{2+} ; это касается, в первую очередь, коэрцитивного поля. Так, при температуре измерений 20 K величина H_c составляет 1830 Oe

для $E_i = 200 \text{ keV}$, 1020 Oe для 180 keV [5] и 270 Oe для 50 keV (во всех этих образцах $D_i = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ и $P = 300 \text{ mJ/cm}^2$). При этом следует отметить, что коэрцитивное поле слабо зависит от дозы ионов. Так, в [[5], рис. 9] показано, что величина H_c составляет 1100, 910 и 1020 Oe для доз имплантации $1 \cdot 10^{16}$, $3 \cdot 10^{16}$ и $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ соответственно (при $E_i = 180 \text{ keV}$ и $P = 300 \text{ mJ/cm}^2$).

Тенденция „сужения“ петель гистерезиса с уменьшением энергии имплантации продолжается и для $E_i = 40 \text{ keV}$. На рис. 6 показана магнито-полевая зависимость эффекта Холла для имплантации ионов Mn^{2+} с энергией 40 keV и дозой $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ($P = 300 \text{ mJ/cm}^2$).

При 20 K коэрцитивное поле для этого образца равно $\sim 95 \text{ Oe}$. Температурная зависимость поверхностного сопротивления (верхняя вставка на рис. 6) показывает отчетливый максимум при 94 K, что можно принять за оценку температуры Кюри для этого образца.

В связи с небольшим значением H_c были проведены измерения планарного эффекта Холла. На рис. 6 (нижняя вставка) показана магнито-полевая зависимость сопротивления планарного эффекта Холла (R_{PH}) при низкой температуре. Видны участки почти симметричного значительного изменения (более 10Ω) значений R_{PH} . Ранее отмечалось [6], что слои GaMnAs, полученные методом НТ-МЛЭ на пластинах с ориентацией (100), имеют две оси легкого намагничивания [100] и [010], расположенные в плоскости образцов. Переход вектора намагниченности под действием внешнего магнитного поля от одной оси легкого намагничивания к другой

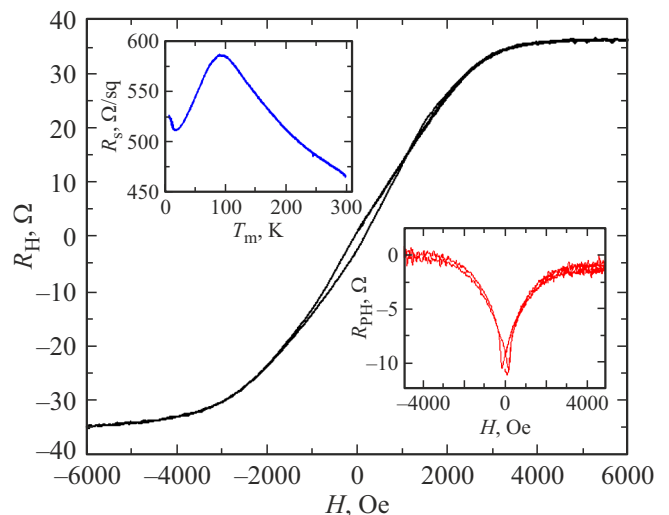


Рис. 6. Магнито-полевая зависимость эффекта Холла (поле перпендикулярно поверхности, $T_m = 20 \text{ K}$) для образца GaAs, полученного имплантацией ионов Mn^{2+} с энергией 40 keV и дозой $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ после ИЛО с $P = 300 \text{ mJ/cm}^2$. Верхняя вставка показывает температурную зависимость поверхностного сопротивления, а нижняя соответствует магнито-полевой зависимости планарного эффекта Холла (поле приложено вдоль поверхности образца) при 7 K.

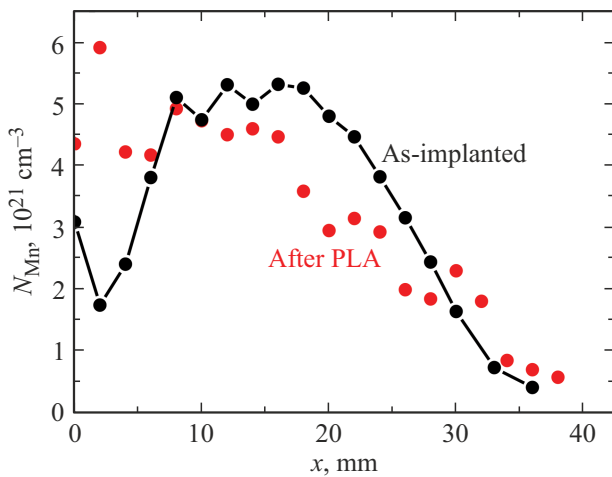


Рис. 7. Профили распределения атомов Mn по глубине (x), полученные методом РФЭС для GaAs, облученного с энергией ионов 40 keV, дозой $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, до и после ИЛО с $P = 300 \text{ mJ/cm}^2$.

приводит к резкому изменению величины R_{PH} . Отметим, что похожая зависимость $R_{PH}(H)$ наблюдается вплоть до 80 K, хотя с увеличением температуры амплитуда изменения сопротивления планарного эффекта Холла уменьшается (например, до 3Ω при 60 K). Монотонно уменьшается с ростом T_m также и расстояние (по шкале напряженности магнитного поля) между минимумами (от 330 Oe при 7 K до 200 Oe при 40 K). Представленная зависимость $R_{PH}(H)$ показывает, что исследуемый GaMnAs, полученный имплантацией ионов Mn^+ с энергией 40 keV, имеет значительную компоненту намагниченности, лежащую в плоскости слоя. Данная компонента при изменении напряженности внешнего магнитного поля переходит от одной оси легкого намагничивания к другой, подобно GaAs структуре с дельта-легированным слоем Mn [7].

В связи с этим имеет смысл сравнить толщины легированных слоев, полученных имплантацией с разными энергиями. В [5] приведены полученные методом вторичной ионной масс-спектрометрии профили легирования Mn с энергией 180 keV; показано, что для дозы $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ и ИЛО с $P = 300 \text{ mJ/cm}^2$ толщина Mn-легированного слоя составляет приблизительно 220 nm. Для образца GaAs, легированного ионами Mn^+ с энергией 40 keV, профили легирования, полученные в настоящей работе, представлены на рис. 7.

Можно видеть, что атомы марганца в имплантированном неотожженном GaAs в основном сосредоточены в слое толщиной 35 nm. РФЭС-профилирование показывает максимум концентрации N_{Mn} , находящийся на глубине около 12–16 nm. Отметим, что согласно расчетам, проведенным с использованием программы SRIM [8], максимум распределения должен иметь глубину 26.9 nm для энергии ионов Mn^+ $E_i = 40 \text{ keV}$. Очевидно, что разница между расчетным и экспериментальным распре-

делениями обусловлена ионным распылением, которое для достаточно тяжелых ионов типа Mn^+ и при относительно низких энергиях велико (по расчетам SRIM, коэффициент распыления $S = 9.66 \text{ at./ion}$ для ионов Mn^+ с $E_i = 40 \text{ keV}$). В результате ИЛО распределение атомов Mn модифицируется: концентрация N_{Mn} несколько понижается по сравнению с неотожженным образцом на глубинах от 12 до 28 nm, а вблизи поверхности (в слое до 6 nm) наблюдается повышение концентрации марганца до $\sim 6 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Последнее является характерной особенностью отожденного импульсным лазерным методом GaMnAs (это наблюдалось, например, для $E_i = 180 \text{ keV}$ в работе [5]) и обычно объясняется сегрегацией атомов Mn к поверхности при движении фронта рекристаллизации в процессе охлаждения после окончания лазерного импульса.

Интегральная концентрация атомов Mn в отожденном слое равна $1.24 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, что составляет $\sim 41\%$ от имплантированной дозы. Потеря марганца связана также с интенсивным распылением образца в процессе ионной имплантации. Слоевая концентрация дырок (т. е. электрически активного марганца) при $E_i = 40 \text{ keV}$, $D_i = 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ и $P = 300 \text{ mJ/cm}^2$ по данным измерений эффекта Холла при 300 K (при температуре, когда эффект Холла является нормальным) составила $3.19 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. Отсюда средняя объемная концентрация свободных носителей по слою толщиной 35 nm равна $\sim 9 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, что при сравнении со средними значениями N_{Mn} в слое означает хорошую активацию (около 26%) в результате ИЛО в выбранном режиме.

Следует обратить внимание на значительную разницу в виде петель гистерезиса в аномальном эффекте Холла для слоев, полученных имплантацией ионов марганца при относительно высоких (200 keV) и низких (40 keV) энергиях. Вид петель гистерезиса при низких температурах для образца, легированного с энергией 200 keV (рис. 3), свидетельствует о положении оси легкого намагничивания в этом слое перпендикулярно поверхности (вдоль направления магнитного поля при измерении эффекта Холла). Это не характерно, например, для образцов GaMnAs, выращенных на подложках GaAs(001) при обычной процедуре молекулярно-лучевой эпитаксии; в этих слоях ось легкого намагничивания расположена в плоскости образца (см., например, [9]). Расположение оси легкого намагничивания перпендикулярно плоскости слоя GaMnAs наблюдалось ранее, если между подложкой GaAs(001) и слоем GaMnAs выращивался буферный релаксированный слой InGaAs, имеющий параметр решетки больше, чем у GaAs и GaMnAs, и создающий в слое GaMnAs напряжения растяжения [10]. Можем предположить, что в слое, полученном имплантацией ионов Mn^+ с энергией 200 keV, фронт лазерного высокотемпературного воздействия (плавления) при энергии импульса 300 mJ/cm^2 не дошел до ненарушенных облучением слоев подложки, поэтому между отоженным слоем GaMnAs и исходным GaAs располагается промежуточный слой, содержащий

остаточные радиационные дефекты и имеющий из-за этого увеличенный параметр решетки (наличие такого деформированного слоя отмечено нами в образцах GaAs, облученных ионами Mn^{+} с энергией 180 keV [5]). При более тонких имплантированных слоях (с энергией ионов 40–50 keV) этой проблемы нет, и отжигаемый слой рекристаллизуется, начиная с ненарушенного GaAs. В результате этого, а также из-за влияния в тонких слоях (порядка 35 nm для 40 keV) фактора формы появляется компонента намагниченности, параллельная поверхности образца. Это в пределе очень тонкого слоя может привести к безгистерезисной магнитополовой зависимости намагниченности при приложении магнитного поля перпендикулярно плоскости образца (т.е. к безгистерезисной зависимости сопротивления аномального эффекта Холла).

4. Заключение

Экспериментально показано, что GaMnAs, сформированный имплантацией ионов Mn^{+} с дозой $(3-5) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ и последующим импульсным лазерным отжигом, является ферромагнитным полупроводником для энергий ионного облучения 40–200 keV. Максимальная слоевая концентрация дырок в сформированных слоях достигается после лазерного отжига с плотностью энергии в импульсе $\sim 300 \text{ mJ/cm}^2$. Температура Кюри GaMnAs оказалась практически не зависящей от энергии имплантации и для дозы ионов марганца $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ составила 120–130 К. Ширина петли гистерезиса в аномальном эффекте Холла уменьшается со снижением энергии имплантации. Для слоев, сформированных при 200 keV, ось легкого намагничивания направлена перпендикулярно плоскости образца. Для слоев, сформированных при 40 keV, основная компонента намагниченности расположена вдоль плоскости образца, что объяснено как достаточной глубиной термического воздействия отжигающего лазерного импульса, так и воздействием фактора формы вследствие уменьшения толщины легированного слоя.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-29-00312).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] T. Dietl, H. Ohno. *Rev. Mod. Phys.* **86**, 1, 187 (2014).
- [2] P.J. Wellmann, J.M. Garcia, J.-L. Feng, P.M. Petroff. *Appl. Phys. Lett.* **73**, 22, 3291 (1998).
- [3] M.A. Scarpulla, O.D. Dubon, K.M. Yu, O. Monteiro; M.R. Pillai; M.J. Aziz, M.C. Ridgway. *Appl. Phys. Lett.* **82**, 8, 1251 (2003).
- [4] S. Zhou. *J. Phys. D* **48**, 26, 263001 (2015).
- [5] Ю.А. Данилов, Ю.А. Агафонов, В.И. Бачурин, В.А. Быков, О.В. Вихрова, В.И. Зиненко, И.Л. Калентьева, А.В. Кудрин, А.В. Нежданов, А.Е. Парафин, С.Г. Симакин, П.А. Юнин, А.А. Яковлева. *ФТТ* **65**, 12, 2230 (2023). [Yu.A. Danilov, Yu.A. Agafonov, V.I. Bachurin, V.A. Bykov, O.V. Vikhrova, V.I. Zinenko, I.L. Kalentyeva, A.V. Kudrin, A.V. Nezhdanov, A.E. Parafin, S.G. Simakin, P.A. Yunin, A.A. Yakovleva. *Phys. Solid State* **65**, 12, 2138 (2023)].
- [6] K.Y. Wang, K.W. Edmonds, R.P. Campion, L.X. Zhao, C.T. Foxon, B.L. Gallagher. *Phys. Rev. B* **72**, 8, 085201 (2005).
- [7] А.В. Кудрин, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов. *Письма в ЖТФ* **36**, 11, 46 (2010). [A.V. Kudrin, O.V. Vikhrova, Yu.A. Danilov. *Tech. Phys. Lett.* **36**, 6, 511 (2010)].
- [8] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark. *The Stopping and Range of Ions in Solids*. Pergamon Press, N.Y.(1985).
- [9] W.L. Lim, X. Liu, K. Dziatkowski, Z. Ge, S. Shen, J.K. Furdyna, M. Dobrowolska. *J. Appl. Phys.* **99**, 8, 08D505 (2006).
- [10] J. Daeubler, S. Schwaiger, M. Glunk, M. Tabor, W. Schoch, R. Sauer, W. Limmer. *Physica E* **40**, 6, 1876 (2008).

Редактор Е.В. Толстякова