

07

Формирование ферромагнитных слоев GaMnAs имплантацией ионов Mn в ускорителе с вакуумно-дуговым источником

© Ю.А. Данилов,¹ И.Н. Антонов,¹ В.И. Бачурин,² М.В. Ведь,¹ О.В. Вихрова,¹ Ю.А. Дудин,¹
И.Л. Калентьева,¹ Р.Н. Крюков,¹ А.В. Нежданов,¹ А.Е. Парафин,³ С.Г. Симакин,² П.А. Юнин³

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603022 Нижний Новгород, Россия

² НИЦ „Курчатовский институт“ „Отделение Физико-технологического института им. К.А. Валиева, ЦНИТ-Ярославль,
150067 Ярославль, Россия

³ Институт физики микроструктур РАН,
603950 Нижний Новгород, Россия
e-mail: vikhrova.olga@gmail.com

Поступило в Редакцию 18 апреля 2025 г.

В окончательной редакции 23 октября 2025 г.

Принято к публикации 26 ноября 2025 г.

Исследована возможность формирования ферромагнитных слоев GaMnAs методом ионной имплантации марганца с использованием ускорителя с вакуумно-дуговым источником и последующего импульсного лазерного отжига. Показано, что имплантация ионов Mn с дозами $2-5 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-2}$ и последующий отжиг с плотностью энергии $\sim 300 \text{mJ/cm}^2$ позволили получить ферромагнитные полупроводниковые слои с температурой Кюри вплоть до 120 К. Методами вторичной ионной масс-спектрометрии и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии изучены профили распределения марганца и изменения состава матрицы GaAs. Исследование оптических свойств слоев, включая спектры КРС, подтвердило наличие связанной плазмон-фононной моды, что характерно для сильнолегированных полупроводников *p*-типа. Гальваномагнитные измерения выявили аномальный эффект Холла и отрицательное магнетосопротивление при температурах ниже температуры Кюри. Полученные результаты показали перспективность использования ускорителя с вакуумно-дуговым источником ионов для создания ферромагнитных полупроводниковых структур.

Ключевые слова: ионное легирование, импульсный лазерный отжиг, ферромагнетизм, разбавленный магнитный полупроводник, GaMnAs, ускоритель с вакуумно-дуговым источником.

DOI: 10.61011/JTF.2026.04.62664.77-25

Введение

Ферромагнитные полупроводники типа $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$, сильно легированные Mn, перспективны для построения приборных структур спиновой электроники и оптоэлектроники. Для их получения кроме метода низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии довольно широкое развитие получил и метод ионной имплантации (ИИ) с последующим импульсным лазерным отжигом (ИЛО) [1–5]. В этом плане GaMnAs является наиболее изученным материалом. Отметим, что результаты, полученные в нескольких группах для имплантации в GaAs ионов Mn^+ с энергиями 50–200 keV и дозами $3-5 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-2}$ с последующим ИЛО с плотностью энергии в наносекундном импульсе порядка 300mJ/cm^2 , неплохо совпадают, по крайней мере, в отношении температуры Кюри ($\sim 110 \text{K}$) получаемых слоев [1,2,6]. Последний факт свидетельствует о хорошей воспроизводимости и устойчивости технологии ИИ+ИЛО, что может быть использовано в реализации технологического процесса производства приборов спинтроники.

Обычно имплантация ионов Mn выполняется на ускорителях с газоразрядным источником, в который атомы

Mn вводятся при термическом испарении из тигля. Однако существуют ускорители ионов с источником на основе вакуумно-дугового разряда [7], когда в импульсно-периодическом режиме поверхность металлической мишени распыляется с образованием плазмы, а поток образовавшихся ионов ускоряется для доставки их на облучаемую подложку. Как правило, такие ускорители используются для обработки металлических поверхностей большими потоками ионов с целью, например, упрочнения [8]. Известны отечественные разработки подобных ускорителей — серия установок „Радуга“ [9].

В соответствии с вышесказанным в настоящей работе представлено исследование, подтверждающее возможность использования ускорителя с вакуумно-дуговым источником ионов „Радуга-3М“ для получения ферромагнитных слоев GaMnAs. Применяемый метод ИИ позволяет создать высокую интенсивность ионного пучка, обеспечивая большие дозы легирования благодаря использованию твердотельного катода из высококачественного марганца. Рассматриваемый в настоящей работе подход показывает универсальность и актуальность использования ускорителей с вакуумно-дуговым источником ионов

в рамках разработки технологических процессов в электронной промышленности.

1. Методика эксперимента

Эксперименты были выполнены на ускорителе ионов „Радуга-3М“. К основным особенностям функционирования этого ускорителя относятся следующие [9]: во-первых, импульсный частотно-периодический режим работы (обычные значения тока в импульсе составляют до 1 А, длительность импульса $\sim 200 \mu\text{s}$ и частота следования импульсов до 50 pulses/s); во-вторых, отсутствие масс-сепарации (это значит, что весь ионизированный пучок попадает на мишень) и, в-третьих, наличие в ионном потоке различных зарядовых фракций. Для облучения ионами Mn в качестве прекурсора использована пластина высокочистого металлического марганца, ускоряющее напряжение (U) составляло 30 или 80 kV, дозы ионов (D_i) варьировались от 10^{15} до $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, мишень не подогревалась.

В качестве исходного материала использованы *epi-ready*-пластины монокристаллического полупроводящего арсенида галлия, вырезанные в плоскости (100).

Для удаления радиационных дефектов и активации имплантированного марганца использован отжиг с помощью одиночных импульсов эксимерного KrF-лазера марки LPX-200. Длина волны излучения составляла 248 nm, длительность импульса $\sim 30 \text{ ns}$. Плотность энергии в импульсе на образце варьировалась в пределах от 100 до 400 mJ/cm^2 . Лазерный пучок был расфокусирован при отжиге. Площадь лазерного пучка составляла около $8 \times 10 \text{ mm}$. При этом размер отжигаемых образцов был не более $6 \times 8 \text{ mm}$. Отжиг производился одиночным импульсом. Используемый режим лазерного отжига можно отнести к жидкофазному. Излучение используемого эксимерного лазера поглощается в тонком приповерхностном слое GaAs. При этом по нашим оценкам могут достигаться температуры, сравнимые с температурой плавления GaAs (1515 K) [10].

Анализ состава слоев GaAs и построение профилей имплантированного Mn выполнены с использованием времяпролетного масс-спектрометра TOFSIMS5 фирмы IONTOF GmbH, Германия (оборудование ЦКП „Диагностика микро- и наноструктур“). При этом для анализа использовались ионы Bi^+ с энергией 25 keV, а профилирование осуществлялось пучком ионов кислорода с энергией 1 keV. Размер кратера ионного травления составлял типично $300 \times 300 \mu\text{m}$, а область анализа — $50 \times 50 \mu\text{m}$. Калибровка по глубине выполнена путем измерения глубины кратера на профилометре Talystep после окончания процесса травления, а калибровка по концентрации — с использованием дозы имплантации при учете ионного распыления.

Исследование состава облученных ионами Mn слоев GaAs выполнялись также с использованием метода рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФ-

ЭС). Метод реализован на базе сверхвысоковакуумного комплекса Omicron Multiprobe RM, возбуждение фотоэмиссии осуществлялось с помощью AlK_{α} -излучения с энергией 1486.7 eV, диаметр области анализа составлял 3 mm; атомная концентрация элементов определялась методом факторов относительной чувствительности. Профилирование образцов осуществлялось с помощью пучка ионов Ar^+ (энергия 1 keV, плотность тока $0.7 \mu\text{A/cm}^2$, диаметр пучка $\sim 20 \text{ mm}$, угол наклона оси источника к нормали образца 45°). Поскольку основным параметром, определяющим разрешение по глубине при проведении ионного травления, является шероховатость поверхности, перед профилированием структур и после него для контроля морфологии поверхности применялась атомно-силовая микроскопия (АСМ). Реализован этот метод на приборе SolverPro фирмы NT-MDT (Россия). Этот микроскоп позволяет получать сканы поверхности $50 \times 50 \mu\text{m}$. Для проведения экспериментов использовались зонды фирмы NT-MDT марки HA_NC с радиусом закругления менее 10 nm. При проведении сканирования микроскоп работал в полуконтактном режиме.

Структура облученных и отожженных образцов была изучена с помощью рентгеновской дифрактометрии высокого разрешения на дифрактометре Bruker D8 Discover (оборудование ЦКП „Физика и технология микро- и наноструктур“ ИФМ РАН). Проводилась съемка $\omega/2\theta$ -сканов с монохроматором двукратного отражения Ge(220) ($\text{CuK}_{\alpha 1}$ -линия излучения, $\lambda = 1.54056 \text{ \AA}$) на первичном пучке. Обработка полученных дифрактограмм проводилась в программном комплексе DIFFRAC.Leptos путем расчета и подгонки модельных кривых с использованием динамической теории дифракции. Варьируемыми параметрами модели при подгонке являлись толщина деформированного слоя и величина деформации, которая потом может быть пересчитана в концентрацию марганца.

Изучение спектров отражения GaMnAs произведено при комнатной температуре с помощью спектрофотометра Varian Cary 6000i в диапазоне энергий квантов света 1.5–6.0 eV; при этом использована приставка отражения под углом 12.5° к нормали.

Для исследования комбинационного рассеяния света (КРС) применялся комплекс NTEGRA Spectra, использован лазер с длиной волны излучения 473 nm и мощностью 0.5 mW. Диапазон измерений составлял $50\text{--}900 \text{ cm}^{-1}$ с разрешением 0.7 cm^{-1} . Использована геометрия обратного рассеяния, а измерения выполнены при комнатной температуре. Время экспозиции при измерениях составляло 120 s.

Гальваномагнитные измерения проведены с применением измерительного комплекса, включающего в себя источник-измеритель Keithley 2400, гелиевый криостат замкнутого цикла Janis CCS-300S/202. Температура измерений варьировалась от 10 до 300 K, а диапазон магнитных полей составлял обычно $\pm 3600 \text{ Oe}$.

2. Результаты экспериментов

2.1. Состав и структура GaAs, облученного ионами Mn

На рис. 1 приведены профили легирования марганцем, полученные методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) для образца с имплантацией при ускоряющем напряжении $U = 80 \text{ kV}$ и дозой $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$.

Кривая 1 представляет собой профиль, рассчитанный с помощью программы SRIM-2013 [11]; при этом принималось во внимание то, что пучок ионов, падающий на облучаемую пластину, является мультиэнергетическим. Данные по составу пучка ионов марганца в ускорителе типа „Радуга-3М“ в литературе отсутствуют, поэтому использованы значения состава зарядовых фракций в источнике с вакуумно-дуговым разрядом из [7]: 49% ионов Mn^+ , 50% Mn^{2+} и 1% Mn^{3+} . Проведен отдельный расчет для имплантации в GaAs ионов с энергией 80, 160 и 240 keV в соответствии с величиной заряда, а затем проведено суммирование с учетом состава зарядовых фракций. Также аналогично работе [12] учтено ионное распыление в процессе облучения: рассчитанный в программе SRIM с учетом зарядового фракционирования коэффициент распыления составил $S = 8.10 \text{ at./ion}$.

Кривая 2 на рис. 1 представляет экспериментальный профиль для имплантации Mn с $U = 80 \text{ kV}$ и дозой $D_i = 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ без отжига. Обращает на себя внимание то, что профиль „поджат“ к поверхности со значительным увеличением концентрации атомов Mn в слое толщиной $\sim 40 \text{ nm}$. Вблизи поверхности можно отметить локальный максимум на глубине около 15 nm; такой величине среднего проецированного пробега отвечает энергия 20 keV ионов Mn. Наблюдаемое значи-

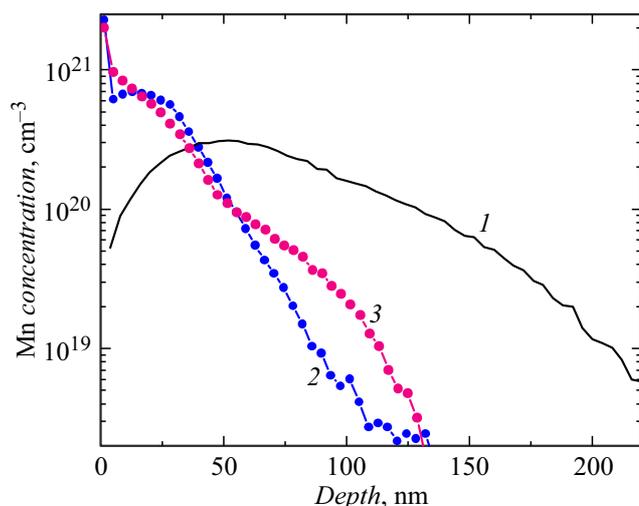


Рис. 1. Профили атомов Mn, имплантированных в GaAs с ускоряющим напряжением 80 kV и дозой $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$: 1 — расчет по программе SRIM; 2 — ВИМС-профиль после имплантации; 3 — ВИМС-профиль после имплантации и ИЛО с плотностью энергии 400 mJ/cm^2 .

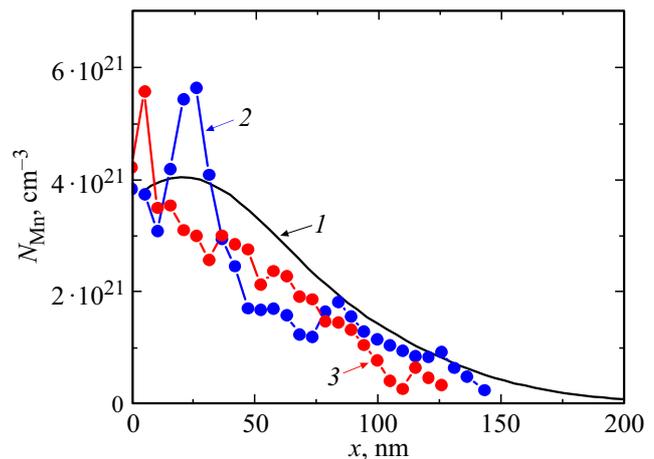


Рис. 2. Профили распределений Mn в GaAs в результате имплантации с $U = 80 \text{ kV}$, $D_i = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$: 1 — расчет по программе SRIM с учетом распыления; 2 — РФЭС-профиль после имплантации; 3 — РФЭС-профиль после имплантации и ИЛО с $P = 400 \text{ mJ/cm}^2$.

тельное расхождение между величиной 20 keV и задаваемым $U = 80 \text{ kV}$ свидетельствует не в пользу „энергетического“ объяснения различия экспериментального и расчетного профилей атомов Mn. Возможные причины расхождения будут обсуждаться ниже в разд. 3.

Кривая 3 (рис. 1) показывает экспериментальный ВИМС-профиль атомов Mn после лазерного отжига с плотностью энергии в импульсе $P = 400 \text{ mJ/cm}^2$. Вблизи поверхности до глубины $\sim 50 \text{ nm}$ этот профиль не сильно отличается от профиля сразу после имплантации (кривая 2). В области глубин от 50 до 130 nm наблюдается „хвост“, который может быть связан с диффузией атомов Mn в процессе отжига, однако уровень концентрации в этой области невысок ($< 10^{20} \text{ cm}^{-3}$).

Методом ВИМС-профилирования получены также распределения компонентов матрицы GaAs по глубине облученного ионами Mn-слоя. Оказалось, что после облучения с $U = 80 \text{ kV}$ и $D_i = 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ содержание Ga равно объемному ($x_{\text{Ga}} = 0.5$) во всем облученном слое, а содержание As, начиная с глубин $\sim 160 \text{ nm}$, убывает к поверхности до $x_{\text{As}} \sim 0.45$. В результате лазерного отжига ($P = 400 \text{ mJ/cm}^2$) распределения элементов несколько изменились: содержание As приблизительно равно стехиометрическому от подложки вплоть до $\sim 60 \text{ nm}$ и уменьшается к поверхности до значения ~ 0.45 ; содержание Ga отличается от стехиометрического лишь в области 80–180 nm ($x_{\text{Ga}} \sim 0.49$), что может быть связано с активацией (встраиванием в подрешетку Ga) имплантированного Mn.

Профилирование состава GaAs, облученного с более высокими дозами Mn, выполнено методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии.

На рис. 2 приведены профили, полученные методом РФЭС для образцов, облученных ионами марганца с ускоряющим напряжением 80 kV и дозой $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$.

Кривая 1 показывает расчетный SRIM-профиль с учетом распыления. Отметим, что рассчитанный максимум распределения атомов Mn ($x_m \sim 20$ nm) располагается, как и ожидалось при учете ионного распыления [13], ближе к поверхности, чем пик ($x_m = 52$ nm), полученный непосредственно из расчета SRIM (без учета ионного распыления). При этом расчетная концентрация атомов Mn в максимуме распределения также снижается от $5.2 \cdot 10^{21}$ до $\sim 4 \cdot 10^{21}$ cm^{-3} при учете ионного распыления. Интегрированием профиля 1 рассчитана оставшаяся после распыления доза атомов Mn (D_r), которая для указанных выше условий составила $D_r = 3.47 \cdot 10^{16}$ cm^{-2} .

Кривая 2 на рис. 2 представляет собой профиль, полученный экспериментально методом РФЭС с послойным травлением, для имплантированного (без отжига) образца. Укажем на неплохое совпадение концентраций атомов Mn с расчетным профилем на участке от 80 до 140 nm. Вблизи поверхности (от 15 до 30 nm) наблюдается превышение концентрации атомов Mn над расчетом (выше ошибки, составляющей $\sim 1\%$, определения NMn с использованием метода факторов относительной чувствительности), по-видимому, за счет обеднения окружающих слоев. Интегрирование кривой 2 дает значение $2.92 \cdot 10^{16}$ cm^{-2} , которое является экспериментальной величиной D_r . Эта величина меньше на $\sim 15\%$ расчетной; расхождение может быть связано с тем, что калибровка по глубине в методе РФЭС-профилирования осуществлялась по измеренной скорости ионного травления GaAs, а в случае GaAs, облученного ионами Mn, скорость травления может изменяться. Следует подчеркнуть, что в методе РФЭС калибровка по концентрации Mn (методика факторов относительной чувствительности) не зависит от условий ИИ в отличие от калибровки в методе ВИМС (рис. 1), где используется расчетное значение D_r . Поэтому в целом можно констатировать, что расчет с учетом мультиэнергетичности и ионного распыления, с одной стороны, и РФЭС-профилирование, с другой, дают удовлетворительное совпадение по остаточной дозе имплантации.

РФЭС-профилирование образца, полученного облучением ионами Mn с ускоряющим напряжением 30 kV и дозой $D_i = 5 \cdot 10^{16}$ cm^{-2} (профиль не приведен), имеет особенности, подобные профилю для имплантированного образца с $U = 80$ kV: концентрация атомов Mn несколько выше расчетной в диапазоне глубин от 15 до 35 nm и спадает до нуля почти как расчетная на глубине вблизи 50 nm. При этом экспериментальное значение остаточной дозы составляет $1.85 \cdot 10^{16}$ cm^{-2} , что не слишком сильно отличается от расчетного значения $D_r = 1.72 \cdot 10^{16}$ cm^{-2} . Значительное увеличение ионно-распыленной дозы атомов Mn ($D_i - D_r = 3.28 \cdot 10^{16}$ cm^{-2}) в случае $U = 30$ kV по сравнению с образцом для $U = 80$ kV ($D_i - D_r = 1.53 \cdot 10^{16}$ cm^{-2}) объясняется как более мелким пробегом ионов Mn, так и увеличением коэффициента ионного распыления до $S = 9.48$ ат./ион при более низкой энергии ионов.

Кривая 3 на рис. 2 показывает распределение концентрации атомов Mn по глубине GaAs после облучения с $U = 80$ kV, $D_i = 5 \cdot 10^{16}$ cm^{-2} и ИЛО с $P = 400$ мДж/см². Видно, что концентрация атомов Mn во всем легированном слое ниже расчетных значений примерно на $0.5 - 1 \cdot 10^{21}$ cm^{-3} , а пик смещается в приповерхностную область глубиной 10 nm. При этом экспериментальная остаточная доза составляет $D_r = 2.64 \cdot 10^{16}$ cm^{-2} , т.е. в результате отжига суммарно теряется еще $\sim 10\%$ атомов Mn. Формирование при ИЛО обогащенного марганцем поверхностного слоя отмечалось ранее [2], и явление объяснялось авторами сегрегацией атомов Mn при движении фронта рекристаллизации к поверхности в процессе охлаждения после окончания лазерного импульса.

Можно отметить, что шероховатость поверхности GaAs в результате имплантации Mn и ИЛО увеличилась незначительно: величина RMS изменилась от 0.4 nm для исходного образца до 2.5 nm для образца после имплантации с $D_i = 5 \cdot 10^{16}$ cm^{-2} и отжига с $P = 400$ мДж/см². Послойное травление образцов путем облучения низкоэнергетическими ионами Ar⁺ также не вызвало заметных изменений в морфологии, что означает незначительное изменение ошибки в профилировании легированных слоев.

Представляет интерес также распределение компонентов матрицы GaAs. Для облученного марганцем образца ($U = 30$ kV, $D_i = 5 \cdot 10^{16}$ cm^{-2}) во всем диапазоне глубин легирования (0–50 nm) наблюдается дефицит атомов Ga по сравнению с As с максимальной разницей ~ 12 ат.% в области максимума распределения Mn. Аналогично, для облученного (без ИЛО) образца с $U = 80$ kV, $D_i = 5 \cdot 10^{16}$ cm^{-2} также наблюдается дефицит Ga во всем легированном слое (0–145 nm) с максимальной разницей ~ 5 ат.% в области максимума концентрации Mn (глубины 15–35 nm). Картина существенно меняется после ИЛО: для образца ($U = 80$ kV, $D_i = 5 \cdot 10^{16}$ cm^{-2} , $P = 400$ мДж/см²) в приповерхностном слое 0–30 nm наблюдается дефицит As (максимум на 5 ат.%), а в области глубин 50–125 nm преобладает As с разницей до 2–3 ат.%. Вероятно, этой области соответствует расположение электрически активного марганца, т.е. MnGa. По результатам РФЭС проводился анализ состояния внедренной примеси марганца по разработанной ранее методике [14]. Согласно этому анализу, большая часть марганца встраивается в подрешетку галлия, замещая его (марганец-акцептор). Кроме того, часть примеси попадает в междоузельное положение, становясь донором. Также марганец на поверхности структуры и вблизи нее образует соединения с кислородом, которые не являются электрически активными.

На рис. 3 приведены кривые рентгенодифракционного отражения образцов GaMnAs после имплантации с $U = 80$ kV, дозой $5 \cdot 10^{16}$ cm^{-2} и ИЛО с варьированием плотности энергии лазерного импульса.

Вид кривых свидетельствует о присутствии деформированного слоя, по-видимому, GaMnAs с параметром ре-

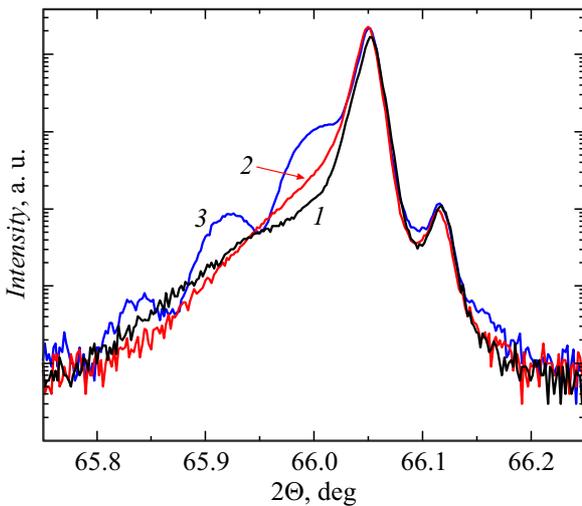


Рис. 3. Рентгеновские дифрактограммы образцов GaMnAs, полученных имплантацией ионов с ускоряющим напряжением 80 кВ, дозой $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ и последующим ИЛО с различной плотностью энергии, mJ/cm^2 : 1 — 200, 2 — 300, 3 — 400.

сетки (a_{GaMnAs}) большим, чем параметр решетки GaAs подложки ($a_{\text{GaAs}} = 0.5653 \text{ nm}$). Величина a_{GaMnAs} слабо изменялась при изменении плотности энергии ИЛО в диапазоне 200–400 mJ/cm^2 , но зависела от дозы ионов: при дозе $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ значение $a_{\text{GaMnAs}} = 0.5654 \text{ nm}$; при дозе $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ $a_{\text{GaMnAs}} = 0.5657 \text{ nm}$. Стоит отметить, что увеличение мощности ИЛО приводит к уменьшению ширины рентгенодифракционного пика деформированного слоя. Оценки толщины, сделанные с помощью моделирования и подгонки кривых, дают значения 50, 80 и 165 nm для значений $P = 200, 300$ и 400 mJ/cm^2 соответственно. Можно предположить, что повышение мощности ИЛО приводит к рекристаллизации большей толщины имплантированного слоя и соответственно вхождению Mn как „структурной“ примеси на большую глубину. Наличие осцилляций толщинного контраста для ИЛО с $P = 400 \text{ mJ/cm}^2$ говорит о формировании слоя с относительно однородным распределением деформации по толщине и достаточно резкой границей с недеформированной подложкой. Стоит заметить, что справа от пика подложки при $2\theta \sim 66.12^\circ$ наблюдается пик, который является артефактом измерения в данной схеме съемки с монохроматором двукратного отражения (отражение $\text{CuK}\alpha_2$ -линии для подложки GaAs).

2.2. Оптические свойства

Исследования спектральной зависимости коэффициента отражения R могут нести информацию об изменениях зонной структуры полупроводника [15]. На рис. 4 кривая 1 показывает зависимость R от энергии кванта света E для монокристаллического i -GaAs(001). Отчетливо выделяются три пика (отмечены вертикальными линиями): дублет при $E = 2.90$ и 3.12 eV и пик при

5.08 eV , соответствующие межзонным переходам типа E_1 и $E_1 + \Delta$ и E_2 [13].

В результате имплантации ионов Mn с дозой $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ спектр стал бесструктурным (кривая 2), что свидетельствует о полном разупорядочении приповерхностного слоя, который формирует отраженный сигнал. При дозе ионов марганца $D = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ плотности энергии отжигающего импульса 200 mJ/cm^2 достаточно для восстановления кристаллической структуры: спектр R (не показан) становится в целом подобным спектру монокристаллического GaAs, но на месте дублета E_1 и $E_1 + \Delta$ появляется достаточно широкий пик (дублет не разрешается, так как из-за сильного легирования GaAs края зоны Бриллюэна размываются), а пик E_2 при $\sim 5 \text{ eV}$ виден хорошо. При энергии импульса 300 и 400 mJ/cm^2 спектр (кривая 3) по сравнению с образцом, отожженным при 200 mJ/cm^2 , практически не меняется в области переходов E_1 и $E_1 + \Delta$. Пик отражения незначительно увеличивается при $\sim 5 \text{ eV}$, почти не изменяя формы.

Из рис. 4 видно, что для доз $3 \cdot 10^{16}$ и $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ восстановление структуры происходит менее эффективно. Хотя широкий пик, соответствующий переходам E_1 и $E_1 + \Delta$, появляется уже при энергии импульса отжига 200 mJ/cm^2 , но даже после отжига при $P = 400 \text{ mJ/cm}^2$ (кривые 4 и 5 на рис. 4) высота пиков не достигает высоты пиков для дозы ионов $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. Кроме того, пик вблизи значений $\sim 5 \text{ eV}$ — не явный (виден в виде плеча).

Ниже приведены результаты исследования спектров КРС образцов GaAs, облученных ионами Mn в различных технологических режимах формирования слоев.

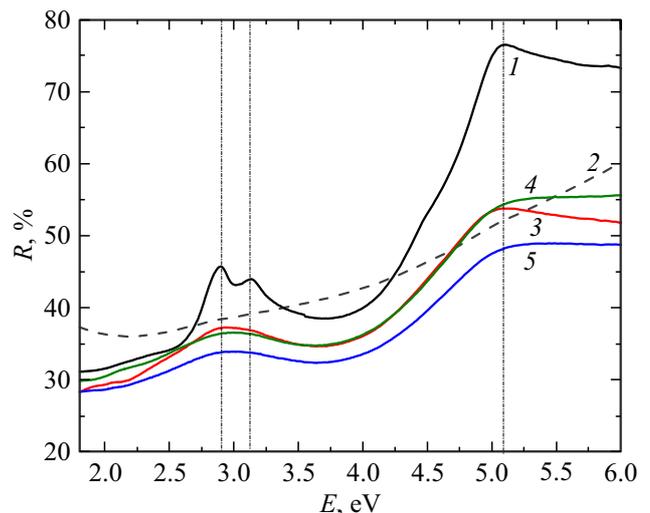


Рис. 4. Спектральные зависимости коэффициента отражения монокристаллического GaAs (спектр 1) и облученного ионами Mn (ускоряющее напряжение = 80 кВ, доза $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$) (спектр 2). Спектры отражения образцов, облученных Mn с различной дозой, после ИЛО с плотностью энергии 400 mJ/cm^2 : спектр 3 соответствует дозе $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, спектр 4 — дозе $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ и спектр 5 — дозе $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$.

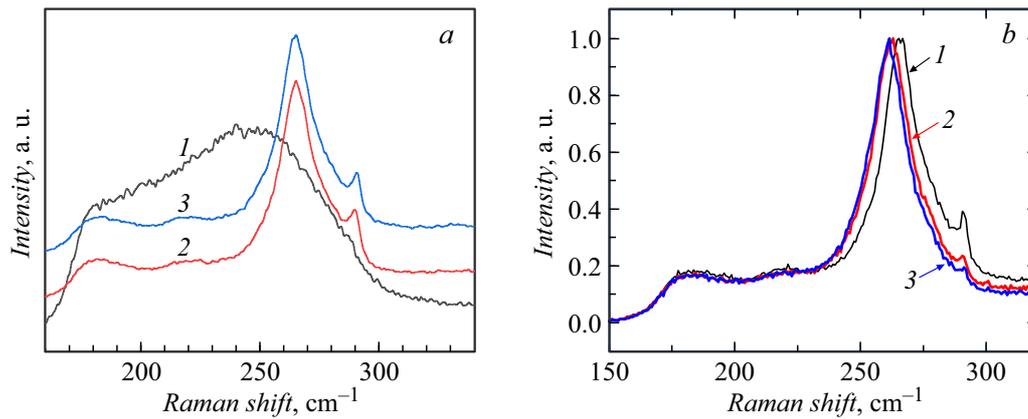


Рис. 5. Спектры КРС образцов, облученных ионами Mn при $U = 80 \text{ kV}$: a — $D_i = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, до (кривая 1) и после лазерного отжига с $P = 200$ (кривая 2) и 300 mJ/cm^2 (кривая 3); b — отжиг с $P = 400 \text{ mJ/cm}^2$ при разных дозах имплантации. Номера кривых соответствуют дозам: 1 — $1 \cdot 10^{16}$, 2 — $3 \cdot 10^{16}$, 3 — $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$.

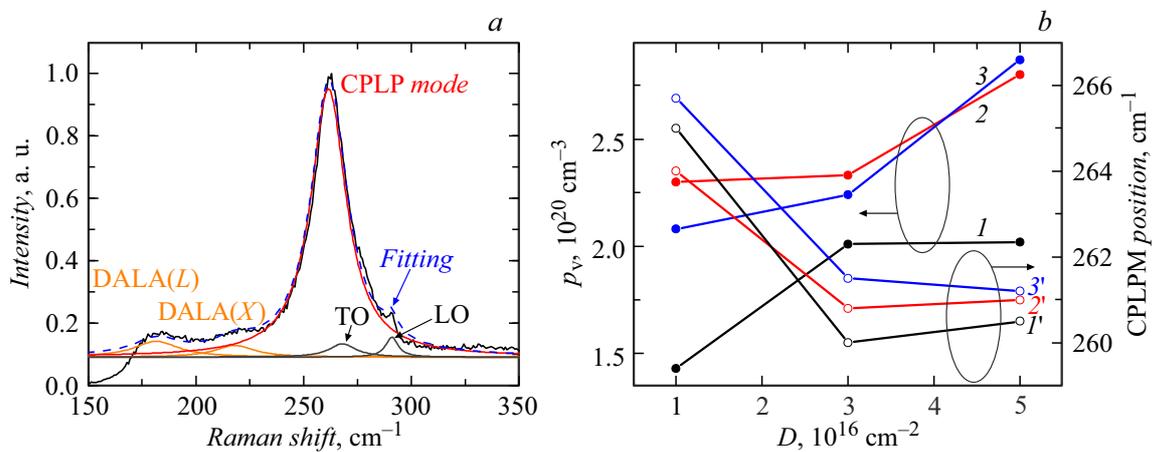


Рис. 6. a — подгонка лоренцианами спектра КРС для образца GaMnAs ($U = 80 \text{ kV}$, $D_i = 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, $P = 400 \text{ mJ/cm}^2$); b — дозовые зависимости концентрации дырок (1–3) и положения связанной фонон-плазмонной моды (1'–3') при варьировании плотности энергии лазерного отжига, mJ/cm^2 : 1, 1' — 200; 2, 2' — 300; 3, 3' — 400.

На рис. 5, a показаны спектры КРС образца GaAs с имплантированным Mn (доза ионов $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$) до проведения лазерного отжига.

Видно, что имплантация ионов уже при этой дозе приводит к сильному нарушению кристаллической структуры, выражающемуся в появлении широкой полосы сигнала КРС, коренным образом отличающейся от спектра для кристаллического GaAs. Принимая во внимание результаты исследования спектров отражения (рис. 4, кривая 2), можем утверждать, что при имплантации ионов Mn произошло полное разупорядочение приповерхностного слоя вследствие возникновения радиационных дефектов. Это вызывает необходимость применения отжига для кристаллизации слоев GaAs, облученного ионами Mn.

После лазерного отжига с $P = 200 \text{ mJ/cm}^2$ спектр КРС существенно изменился (рис. 5, a , кривая 2): появился узкий пик при волновом числе 290 cm^{-1} , соот-

ветствующий LO-фону кристаллического GaAs [16]. Это явно указывает на рекристаллизацию облученного ионами марганца GaAs в результате ИЛО. Тем не менее в спектре КРС отожженного образца GaMnAs наиболее интенсивной является линия при $\sim 265 \text{ cm}^{-1}$, которая, согласно [17,18], соответствует связанной фонон-плазмонной моде (СФПМ). Наличие этого пика свидетельствует об электрической активации примеси в арсениде галлия.

С ростом дозы имплантации положение СФПМ (рис. 5, b) смещается в сторону меньших волновых чисел, при этом интенсивность LO-моды GaAs монотонно уменьшается, так что для образца, облученного Mn с дозой $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, этот пик становится практически неотличим от фоновой составляющей.

Аппроксимация спектров КРС осуществлялась суммой лоренцианов, каждый из которых соответствует определенной фоновой моде. На рис. 6, a показан

спектр КРС для образца, облученного при $U = 80$ kV, $D_i = 3 \cdot 10^{16}$ cm $^{-2}$ и отожженного при $P = 400$ mJ/cm 2 , и разложение спектра лоренцианами. Положение ТО- и ЛО-мод GaAs согласуется с литературными данными для кристаллического GaAs (269 и 291 cm $^{-1}$ соответственно) [16]. Аппроксимация спектров позволила установить, что при росте дозы ионов Mn, кроме уже указанного смещения максимума СФПМ, происходит и рост ее ширины, а увеличение энергии импульса приводит к увеличению интенсивности СФПМ, что обуславливается лучшей активацией примеси в процессе отжига.

Изменения положения СФПМ образцов GaMnAs, соотношенные с соответствующими дозами ионов, отражены на рис. 6, b (кривые 1'–3'). Происхождение интенсивного пика на спектрах КРС ионно-имплантированных и отожженных образцов как СФПМ также доказывается явной корреляцией сдвига его в сторону меньших волновых чисел с увеличением концентрации дырок (кривые 1–3) в слое (см. разд. 2.3).

2.3. Гальваномагнитные свойства GaMnAs

После ИИ (без отжига) электрические свойства слоев GaAs определяются наличием радиационных дефектов. Так, для образца, облученного дозой $1 \cdot 10^{16}$ cm $^{-2}$ ($U = 80$ kV), слоевое сопротивление составило $1.29 \cdot 10^5$ Ω/□ (достоверность этого значения определяется практическим отсутствием шунтирующего действия полуизолирующей подложки, для которой $R_S \sim 10^9$ Ω/□). При этом тип проводимости — электронный, а значение подвижности носителей равно 0.4 cm 2 /(V·s), что явно свидетельствует о прыжковой проводимости по дефектам.

После имплантации ионов Mn и лазерного отжига эффект Холла при комнатной температуре для всех исследованных образцов является линейным, т.е. холловская разность потенциалов пропорциональна напряженности магнитного поля (H). Поэтому измерения при $T_m = 300$ K выполнены при фиксированном значении $H = 5500$ Oe (установка Nanometrics HL5500). В табл. 1 приведены слоевые холловские параметры для образцов, полученных при варьировании дозы имплантации в диапазоне $1–5 \cdot 10^{16}$ cm $^{-2}$ и энергии лазерного отжига в диапазоне $100–400$ mJ/cm 2 . Все исследованные образцы, полученные в указанных режимах, показывают p -тип проводимости.

Отметим следующие тенденции в изменении слоевых параметров образцов при изменении режимов имплантации и отжига. Во-первых, слоевая концентрация дырок монотонно увеличивается с ростом дозы имплантации при всех использованных энергиях лазерного отжига, достигая максимального значения $\sim 3 \cdot 10^{15}$ cm $^{-2}$, что соответствует средней концентрации свободных носителей $2.4 \cdot 10^{20}$ cm $^{-3}$, если принять полную толщину легированного слоя равной ~ 125 nm в соответствии с рис. 2. Холловская подвижность $5–7$ cm 2 /(V·s) заметно

Таблица 1. Слойные электрические параметры образцов GaMnAs, полученных при варьировании дозы имплантации D_i и энергии лазерного отжига P . Ускоряющее напряжение $U = 80$ kV. Температура измерений = 300 K

Слойное сопротивление R_S , Ω/□			
P , mJ/cm 2	D_i , cm $^{-2}$		
	$1 \cdot 10^{16}$	$3 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{16}$
100	1450	950	1060
200	655	525	475
300	540	435	420
400	575	440	455
Эффективная холловская подвижность μ_{eff} , cm 2 /(V·s)			
P , mJ/cm 2	D_i , cm $^{-2}$		
	$1 \cdot 10^{16}$	$3 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{16}$
100	6.9	6.8	5.7
200	6.7	5.9	6.5
300	5.0	6.2	5.3
400	5.2	6.4	4.8
Слойная концентрация дырок p_s , cm $^{-2}$			
P , mJ/cm 2	D_i , cm $^{-2}$		
	$1 \cdot 10^{16}$	$3 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{16}$
100	$6.25 \cdot 10^{14}$	$9.66 \cdot 10^{14}$	$1.04 \cdot 10^{15}$
200	$1.43 \cdot 10^{15}$	$2.01 \cdot 10^{15}$	$2.03 \cdot 10^{15}$
300	$2.30 \cdot 10^{15}$	$2.33 \cdot 10^{15}$	$2.81 \cdot 10^{15}$
400	$2.08 \cdot 10^{15}$	$2.24 \cdot 10^{15}$	$2.87 \cdot 10^{15}$

выше значений, характерных для прыжковой проводимости (< 1 cm 2 /(V·s)), и отражает достаточно высокую концентрацию ионизированных рассеивающих центров (MnGa). Во-вторых, минимальные значения слоевого сопротивления достигаются при $P = 300$ mJ/cm 2 , и эту величину можно принять за оптимальное значение плотности энергии отжигающего импульса.

Указанные тенденции изменения электрических свойств сохраняются и при имплантации ионов Mn с ускоряющим напряжением 30 kV. В табл. 2 приведены холловские параметры для образцов GaMnAs, полученных при $U = 30$ kV, $D_i = 2 \cdot 10^{16}$ cm $^{-2}$, после лазерного отжига с $P = 200–300$ mJ/cm 2 .

Также стабильно появляется p -тип проводимости. В целом, электрические параметры слоев близки к параметрам для имплантации с $U = 80$ kV; отметим лишь при аналогичных режимах имплантации и отжига несколько меньшую подвижность дырок и более высокое

Таблица 2. Слоевые электрические параметры образцов GaMnAs, полученных при $U = 30$ kV, $D_i = 2 \cdot 10^{16}$ cm $^{-2}$, при разных энергиях лазерного отжига P . Температура измерений = 300 K

P , mJ/cm 2	Слоевое сопротивление R_S , Ω/\square	Эффективная холловская подвижность μ_{eff} , cm $^2/V \cdot s$	Слоевая концентрация дырок p_s , cm $^{-2}$
200	660	6.9	$1.36 \cdot 10^{15}$
250	530	4.7	$2.51 \cdot 10^{15}$
300	520	3.8	$3.15 \cdot 10^{15}$

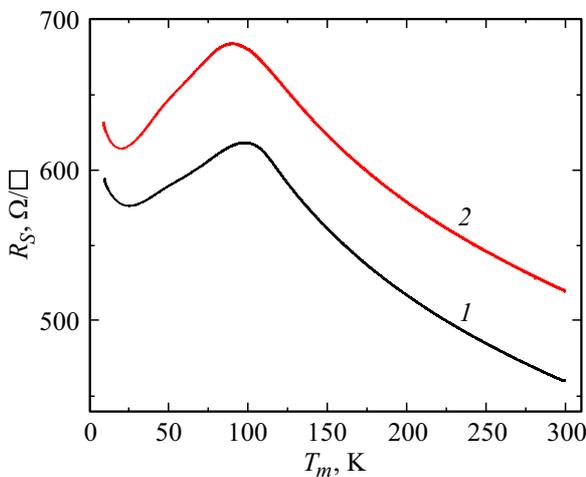


Рис. 7. Зависимость сопротивления слоев GaMnAs от температуры измерений: 1 — образец получен при $U = 80$ kV, $D_i = 5 \cdot 10^{16}$ cm $^{-2}$, $P = 400$ mJ/cm 2 ; 2 — при $U = 30$ kV, $D_i = 2 \cdot 10^{16}$ cm $^{-2}$, $P = 350$ mJ/cm 2 .

слоевое сопротивление, что вполне разумно объясняется более тонким легированным слоем при $U = 30$ kV.

Укажем еще на одну особенность полученных ИИ и ИЛО слоев GaMnAs: достаточно высокую стабильность электрических параметров при хранении образцов. В частности, для слоев, полученных при $U = 80$ kV, $D_i = 3 \cdot 10^{16}$ cm $^{-2}$ и $P = 300$ mJ/cm 2 , после хранения в течение 965 суток при 300 K на воздухе изменение параметров было минимальным: значение R_S изменилось от начальной величины 434 до 439 Ω/\square ; подвижность изменилась от 6.2 до 6.6 cm $^2/(V \cdot s)$, а слоевая концентрация — от $2.30 \cdot 10^{15}$ до $2.15 \cdot 10^{15}$ cm $^{-2}$.

При понижении температуры измерений (T_m) от комнатной до 10 K электрические свойства ионно-имплантированных и отожженных слоев заметно изменяются. На рис. 7 показаны зависимости сопротивления слоев от T_m для двух образцов GaMnAs.

Наблюдается появление характерных для ферромагнитных полупроводников максимумов сопротивле-

ния: при 99 K для режимов получения $U = 80$ kV, $D_i = 5 \cdot 10^{16}$ cm $^{-2}$, $P = 400$ mJ/cm 2 и при 89 K для образца с $U = 30$ kV, $D_i = 2 \cdot 10^{16}$ cm $^{-2}$, $P = 350$ mJ/cm 2 . Положения этих максимумов обычно служат в качестве приближенной оценки значений температуры Кюри.

При понижении температуры измерений до значений порядка или ниже положений максимумов $R(T_m)$ эффект Холла становится аномальным, т.е. появляется нелинейность в зависимости сопротивления Холла от магнитного поля. Характерным является появление петли гистерезиса на зависимостях $R_H(H)$. На рис. 8 показаны магнитополевые зависимости холловского сопротивления для образца GaMnAs, полученного при имплантации ионов Mn с $U = 80$ kV, $D_i = 3 \cdot 10^{16}$ cm $^{-2}$, после лазерного отжига с плотностью энергии 300 mJ/cm 2 .

Начиная с температуры 9.5 K, петля гистерезиса монотонно сужается с сохранением аномалии в эффекте Холла вплоть до 110 K. Температурные зависимости величины коэрцитивного поля для этого и некоторых других исследованных режимов формирования слоев GaMnAs показаны на рис. 9.

Принимая во внимание результаты исследований эффекта Холла, можем утверждать, что слои GaMnAs, сформированные имплантацией ионов в ускорителе с вакуумно-дуговым источником, являются ферромагнитными полупроводниками при дозах облучения $2-5 \cdot 10^{16}$ cm $^{-2}$ после отжига импульсом эксимерного лазера с плотностью энергии 250–400 mJ/cm 2 как при ускоряющем напряжении 80 kV, так и при $U = 30$ kV.

Это утверждение поддерживается и измерениями магнетосопротивления ($MR = (R_H - R_0)/R_0$, где R_H — сопротивление при приложении поля H , а R_0 — сопротивление в отсутствие магнитного поля) в зависимости от напряженности магнитного поля. На рис. 10 в качестве примера показаны магнитополевые зависимости магнетосопротивления образца GaMnAs по-

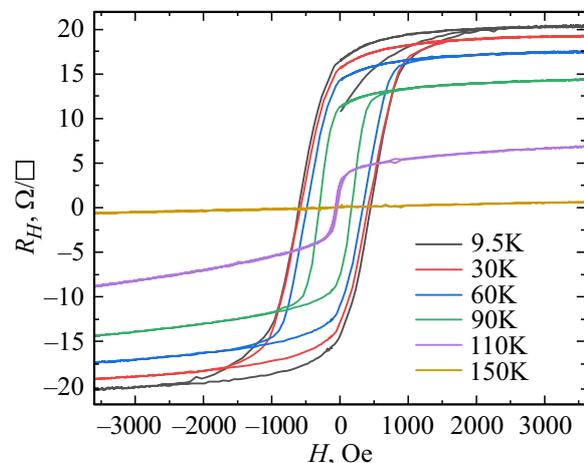


Рис. 8. Магнитополевые зависимости сопротивления Холла при варьировании температуры измерений для образца GaMnAs, полученного имплантацией ионов при $U = 80$ kV, $D_i = 3 \cdot 10^{16}$ cm $^{-2}$ и ИЛО при $P = 300$ mJ/cm 2 .

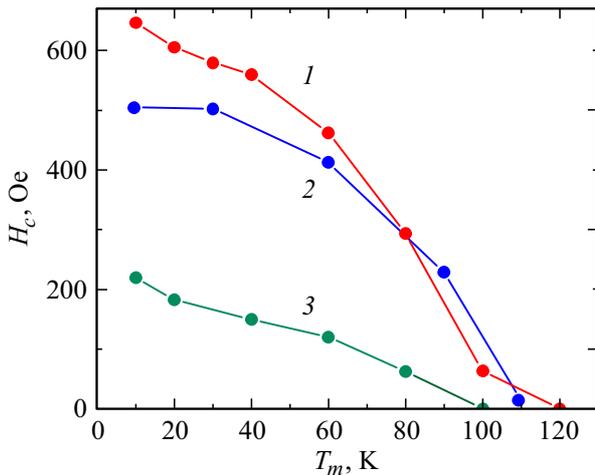


Рис. 9. Зависимости коэрцитивного поля, полученные на основе магнитопольевых кривых $R_H(H)$ для следующих режимов получения слоев GaMnAs: 1 — $U = 80$ kV, $D_i = 5 \cdot 10^{16}$ cm $^{-2}$, $P = 400$ mJ/cm 2 ; 2 — $U = 80$ kV, $D_i = 3 \cdot 10^{16}$ cm $^{-2}$, $P = 300$ mJ/cm 2 ; 3 — $U = 30$ kV, $D_i = 2 \cdot 10^{16}$ cm $^{-2}$, $P = 250$ mJ/cm 2 .

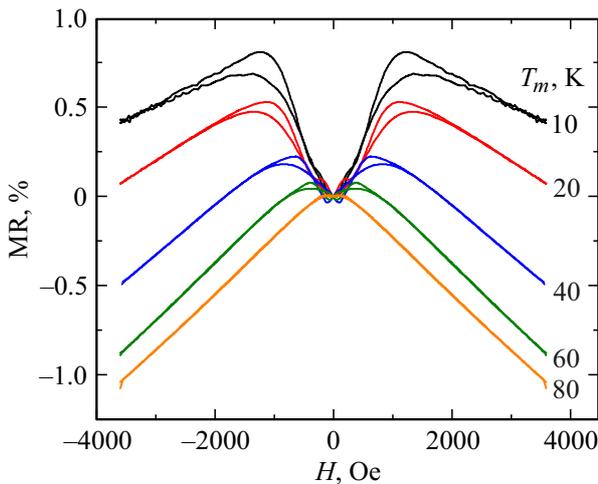


Рис. 10. Магнетосопротивление образца GaMnAs после имплантации ионов с $U = 30$ kV, $D_i = 2 \cdot 10^{16}$ cm $^{-2}$ и лазерного отжига с $P = 350$ mJ/cm 2 . Магнитное поле приложено перпендикулярно плоскости образца.

сле имплантации ионов с $U = 30$ kV, $D_i = 2 \cdot 10^{16}$ cm $^{-2}$ и лазерного отжига с $P = 350$ mJ/cm 2 при изменении температуры измерений. Общая тенденция состоит в том, что магнетосопротивление — отрицательное, связанное с увеличением подвижности свободных дырок при выстраивании магнитных моментов атомов Mn внешним магнитным полем. При низких температурах наблюдаются сильно выраженные участки анизотропного магнетосопротивления, вклад которых в общее MR уменьшается по мере увеличения T_m .

3. Обсуждение результатов

В связи с целями настоящей работы имеет смысл сравнить свойства слоев GaMnAs, полученных в проведенном исследовании, со свойствами слоев, полученных моноэнергетической ИИ на ускорителе с масс-сепарацией с последующим ИЛО. В качестве объекта сравнения выбрана работа [12], где описаны свойства слоев, полученных при имплантации в GaAs ионов Mn с энергией 180 kV, которая близка к 160 keV — значению энергии для преобладающей фракции ионов марганца в ускорителе с вакуумно-дуговым источником (Mn $^{++}$ при $U = 80$ kV).

Во-первых, отметим, что после моноэнергетической имплантации ионов Mn $^+$ (без ИЛО) профиль атомов марганца практически совпадает с расчетным (SRIM) профилем, учитывающим ионное распыление (кривые 1 и 2 на рис. 1 работы [12]). В случае имплантации на ускорителе „Радуга-3М“ профиль имплантации заметно отличается от расчетного (рис. 2, кривые 1 и 2 настоящей работы): наблюдается перераспределение атомов Mn к поверхности с формированием максимума в слое глубиной 15–30 nm. Аналогичное поведение (перераспределение марганца к поверхности по сравнению с расчетным профилем) отмечается и для других условий имплантации на „Радуге-3М“ ($U = 80$ kV, $D_i = 3 \cdot 10^{15}$ cm $^{-2}$ (рис. 1, кривые 1 и 2); $U = 30$ kV, $D_i = 5 \cdot 10^{16}$ cm $^{-2}$ — экспериментальный профиль, описанный в разд. 2.1). Мы полагаем, что замеченная особенность профилей распределения имплантированного (без отжига) Mn связана с сильнотоковым импульсным характером облучения на ускорителе с вакуумно-дуговым источником. В течение ионного импульса длительностью ~ 200 μ s область образца, где выделяется энергия, передаваемая ионами фонной подсистеме полупроводника, нагревается, и при движении температурного фронта к поверхности при охлаждении после окончания импульса атомы марганца сегрегируют к поверхности подобно тому, как это происходит при импульсном лазерном отжиге [2]. Известно, что явление нагрева интенсивным ионным пучком используется для отжига аморфных слоев полупроводников [19].

В результате ИЛО происходит, как и в случае с моноэнергетической имплантацией ионов Mn $^+$ [12], перераспределение атомов марганца к поверхности (рис. 2, кривая 3). При этом вытесненный на поверхность марганец является электрически неактивным, поскольку реагирует с кислородом атмосферы, в которой хранится образец. Присутствие значительного количества кислорода (≥ 10 at.%) было зарегистрировано нами методом РФЭС в слое глубиной 0–10 nm от поверхности для образца с условиями получения $U = 80$ kV, $D_i = 5 \cdot 10^{16}$ cm $^{-2}$, $P = 400$ mJ/cm 2 . Этот слой не оказывает заметного влияния на электрические и оптические свойства GaMnAs и достаточно легко удаляется в растворе соляной кислоты [1,2]. Можно полагать, что для указанных условий

имплантации и ИЛО слой, где атомы марганца находятся в состоянии MnGa, располагается на глубинах от 50 до 125 nm от первоначальной поверхности, поскольку именно на этих глубинах методом РФЭС зафиксировано преобладание As над Ga в пределах 2–3 at.%. Такова оценка и концентрации атомов Mn в узлах галлиевой подрешетки.

Во-вторых, температура Кюри (T_C) для образцов, полученных при энергии имплантации ионов марганца 180 kV, дозе $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ и $P = 300 \text{ mJ/cm}^2$, составила 120 K [12]. Для образца GaMnAs, полученного в настоящей работе при $U = 80 \text{ kV}$, $D_i = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, $P = 400 \text{ mJ/cm}^2$, температура Кюри также равна 120 K (рис. 9). Обращает на себя внимание практическая независимость T_C от энергии ионов Mn⁺ в диапазоне 40–200 keV для моноэнергетической имплантации [20]. При этом для энергии ионов 180 keV наблюдалась сильная зависимость от дозы имплантации: уже для $D_i = 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ значение T_C уменьшилось до 60 K [12]. В настоящей работе дозовая зависимость также наблюдалась, но она существенно слабее: для доз $3 \cdot 10^{16}$ и $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ величина температуры Кюри составила соответственно 110 и 100 K (рис. 9).

В-третьих, характер магнитопольевых зависимостей сопротивления Холла (рис. 8), магнетосопротивления (рис. 10) и их изменений при варьировании температуры в целом соответствуют поведению, наблюдаемому ранее для образцов, полученных моноэнергетической имплантацией ионов Mn⁺ [12].

В-четвертых, рентгенодифракционные исследования облученного ионами Mn арсенида галлия после ИЛО (рис. 3) показали, что кривые заметно отличаются от дифрактограмм образца, облученного с энергией 180 keV [12]. В частности, если в [12] для облученного образца после лазерного отжига (300 mJ/cm^2) слева от пика подложки GaAs виден пик от деформированного слоя GaMnAs, то в настоящей работе после аналогичного отжига наблюдается лишь асимметричное уширение основного пика влево, а после ИЛО с $P = 400 \text{ mJ/cm}^2$ на этом месте появляются толщинные осцилляции (рис. 3). Другое различие состоит в виде кривой справа от пика подложки ($2\Theta > 66.05^\circ$): для образца, облученного при 180 keV, после ИЛО появился широкий пик, наблюдающийся в виде плеча при $2\Theta \sim 66.6^\circ$ [12], тогда как для $U = 80 \text{ kV}$, $D_i = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ на дифрактограмме такого пика не наблюдается. Узкий пик при $2\Theta = 66.12^\circ$ является известным артефактом съемки. Ясно, что дефектные структуры сравниваемых образцов различаются, хотя гальваномагнитные свойства подобны. Укажем лишь, что коэрцитивные поля, полученные из магнитопольевых измерений эффекта Холла, различаются для образцов с одинаковой дозой имплантации ($3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$) и энергией ИЛО (300 mJ/cm^2): 910 Oe для имплантации с $E_i = 180 \text{ keV}$ [12] и 505 Oe для $U = 80 \text{ kV}$ (настоящая работа, рис. 9). Указанные значения соответствуют температуре измерений 10 K. Это тоже, вероятнее всего,

связано с различиями в дефектной структуре сравниваемых образцов.

В-пятых, при исследовании КРС выявлено похожее преобладание связанной фонон-плазмонной моды в спектрах как для образцов, облученных ионами Mn⁺ с энергией 180 keV (при 261.5 cm^{-1}) [12], так и для изученных в настоящей работе образцов с $U = 80 \text{ kV}$, для которых положение пика СФПМ коррелирует с изменением концентрации дырок p_v и сдвигается от 265 до 261 cm^{-1} с увеличением дозы имплантации (рис. 6, b).

Заключение

В работе показано, что использование ускорителя ионов с вакуумно-дуговым источником (в частности, ускорителя „Радуга-3М“) позволяет успешно выполнять имплантацию марганца в GaAs с целью формирования ферромагнитного полупроводника GaMnAs при применении ранее отработанной схемы „ионная имплантация и последующий импульсный лазерный отжиг“. При выборе в качестве параметров технологии только двух факторов: дозы ионов Mn в пределах $2\text{--}5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ и плотности энергии лазерного отжига порядка 300 mJ/cm^2 — получены ферромагнитные полупроводниковые слои с температурой Кюри в пределах 100–120 K как для ускоряющего напряжения 80 kV, так и для 30 kV. При комнатной температуре измерений полученные слои имеют оптические (преобладание связанной фонон-плазмонной моды в спектре КРС) и электрические (подвижность носителей порядка $5 \text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$) свойства, подобные свойствам слоев GaMnAs, изготовленных с применением моноэнергетической имплантации, и типичные для сильнолегированных (с концентрацией до $3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) полупроводников p -типа проводимости. При уменьшении температуры измерений ниже T_C эффект Холла становится аномальным, магнетосопротивление в целом отрицательно при наличии участков анизотропного MR, в магнитопольевой зависимости холловского сопротивления наблюдается петля гистерезиса. Коэрцитивное поле максимально при 10 K, его значение увеличивается с ростом дозы ионов Mn в указанном выше интервале доз, а при повышении температуры измерений монотонно уменьшается до температуры Кюри. В целом гальваномагнитные свойства ферромагнитных полупроводниковых слоев GaMnAs, изготовленных с использованием ускорителя с вакуумно-дуговым источником, практически совпадают со свойствами слоев GaMnAs, полученными при моноэнергетической имплантации. Вместе с тем при моноэнергетической имплантации может наблюдаться сильная зависимость температуры Кюри от дозы имплантированных ионов. Для используемого в работе метода имплантации наблюдается незначительная дозовая зависимость температуры фазового перехода ферромагнетик-парамагнетик.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научно-го фонда (грант № 24-72-00047).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S. Zhou. J. Phys. D: Appl. Phys., **48**, 263001 (2015). DOI: 10.1088/0022-3727/48/26/263001
- [2] M.A. Scarpulla, R. Farshchi, P.R. Stone, R.V. Chopdekar, K.M. Yu, Y. Suzuki, O.D. Dubon. J. Appl. Phys., **103**, 073913 (2008). DOI: 10.1063/1.2890411
- [3] C. Xu, M. Wang, X. Zhang, Y. Yuan, S. Zhou. Nuclear Inst. Methods Phys. Res. B, **442**, 31 (2019). DOI: 10.1016/j.nimb.2018.12.049
- [4] Y. Yuan, Y. Xie, N. Yuan, M. Wang, R. Heller, U. Kentsch, T. Zhai, X. Wang. Materials, **14**, 4138 (2021). DOI: 10.3390/ma14154138
- [5] M. Tian, Q. Yang, Y. Yuan, U. Kentsch, K. Liu, M. Tang, Z. Xie, L. Li, M. Wang. Results Phys., **58**, 107508 (2024). DOI: 10.1016/j.rinp.2024.107508
- [6] Ю.А. Данилов, Н. Boudinov, О.В. Вихрова, А.В. Здоровейшев, А.В. Кудрин, С.А. Павлов, А.Е. Парафин, Е.А. Питиримова, Р.Р. Якубов. ФТТ, **58** (11), 2140 (2016). DOI: 10.21883/ftt.2016.11.43727.4k
- [7] I.G. Brown. Rev. Sci. Instrum., **65** (10), 3061 (1994). DOI: 10.1063/1.1144756
- [8] A.I. Ryabchikov, N.M. Arsubov, N.A. Vasilyiev, S.V. Dektyarev. Nuclear Instr. Meth. Phys. Res. B, **59–60**, 124 (1991). DOI: 10.1016/0168-583X(91)95190-O
- [9] A.I. Ryabchikov, S.V. Dektyarev, I.B. Stepanov. Rev. Sci. Instrum., **65** (10), 3126 (1994). DOI: 10.1063/1.1144766
- [10] I.L. Kalentyeva, O.V. Vikhrova, Yu.A. Danilov, M.V. Dorokhin, B.N. Zvonkov, Yu.M. Kuznetsv, A.V. Kudrin, D.V. Khomitsky, A.E. Parafin, P.A. Yunin, D.V. Danilov. J. Magn. Magn. Mater., **556**, 169360 (2022).
- [11] Электронный ресурс. Режим доступа: www.SRIM.org
- [12] 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). DOI: 10.61011/FTT.2023.12.56767.230
- [13] X. Риссел, И. Руге. *Ионная имплантация* (Наука, М., 1983), 360 с.
- [14] A.V. Boryakov, S.I. Surodin, R.N. Kryukov, D.E. Nikolichev, S.Yu. Zubkov. J. Electron Spect. Related Phenomena, **229**, 132 (2018).
- [15] Ю.И. Уханов. *Оптические свойства полупроводников* (Наука, М., 1977), 367 с.
- [16] П.Ю.М. Кардона. *Основы физики полупроводников* (Физматлит, М., 2002), 560 с.
- [17] W. Limmer, M. Glunk, S. Mascheck, A. Koeder, D. Klarer, W. Schoch, K. Thonke, R. Sauer, A. Waag. Phys. Rev. B, **66**, 205209 (2002). DOI: 10.1103/PhysRevB.66.205209
- [18] M.J. Seong, S.H. Chun, H.M. Cheong, N. Samarth, A. Mascarenhas. Phys. Rev. B, **66**, 033202 (2002). DOI: 10.1103/PhysRevB.66.033202
- [19] Н.Г. Галкин, С.В. Ваванова, К.Н. Галкин, Р.И. Баталов, Р.М. Баязитов, В.И. Нуждин. ЖТФ, **83** (1), 99 (2013).
- [20] Ю.А. Данилов, В.А. Быков, О.В. Вихрова, Д.А. Здоровейшев, И.Л. Калентьева, Р.Н. Крюков, А.Е. Парафин, Ю.А. Агафонов, В.И. Зиненко, Р.И. Баталов, В.Ф. Валеев, В.И. Нуждин. ФТТ, **66** (6), 871 (2024). DOI: 10.61011/FTT.2024.06.58239.24NN