

Структурные и оптические свойства GaAs(100) с тонким приповерхностным слоем, легированным хромом

© П.В. Середин⁺, А.В. Федюкин⁺, И.Н. Арсентьев^{*}, Л.С. Вавилова^{*},
И.С. Тарасов^{*}, Tatiana Prutskij[△], Harald Leiste[□], Monika Rinke[□]

⁺ Воронежский государственный университет,
394006 Воронеж, Россия

^{*} Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

[△] Instituto de Ciencias, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla,
Privada 17 Norte, No 3417, Col San Miguel Hueyotlipan,
72050, Puebla, Pue., Mexico

[□] Karlsruhe Nano Micro Facility H.-von-Helmholtz-Platz 1,
76344 Eggenstein-Leopoldshafen, Germany

E-mail: paul@phys.vsu.ru

(Получена 29 декабря 2015 г. Принята к печати 11 января 2016 г.)

Цель работы заключалась в исследовании структурных и оптических свойств монокристаллического GaAs(100), легированного атомами хрома путем их вжигания в подложку при высокой температуре.

Диффузия хрома в монокристаллические подложки GaAs(100) приводит к образованию тонкого (~ 20–40 нм) переходного слоя GaAs:Cr. При этом атомы хрома встраиваются в кристаллическую решетку арсенида галлия и занимают регулярные позиции атомов металлической подрешетки. Такое поведение легирующей примеси с увеличением времени диффузии хрома ведет к изменениям в энергетической структуре GaAs, уменьшению поглощения на свободных носителях заряда, а также снижению поверхностной рекомбинации, что в итоге приводит к значительному усилению интенсивности фотолюминесценции от образца.

1. Введение

Превосходные электрофизические и оптические свойства арсенида галлия и твердых растворов $A^{III}B^V$ на его основе позволили создать уникальные высокопроизводительные устройства, нашедшие свое применение в современной опто- и нанoeлектронике [1–3]. Это стало возможным благодаря хорошим представлениям о структурных, оптических и энергетических свойствах материалов, лежащих в основе приборов, а также глубокому пониманию процессов и законов легирования акцепторными и донорными примесями, которые вводятся в полупроводниковый слой с целью контролируемого управления типом проводимости, а также целым рядом электрооптических свойств [4–6].

Хорошо известно, что проводимость n -типа у полупроводниковых соединений можно получить в результате легирования примесными атомами с выраженными донорными свойствами. Для этого в технологии производства $A^{III}B^V$ наногетероструктур обычно используют элементы IV и VI групп, такие как Si, Te, Se [7]. В то же время для создания акцепторной проводимости в соединениях чаще всего используют C, Zn, Mg [8].

Легирование GaAs атомами переходных металлов, в частности атомами хрома (Cr), позволяет получить арсенид галлия с высоким удельным сопротивлением (полуизолирующий GaAs) [9–11]. В этом случае примесь хрома ведет себя как акцептор, замещая атомы в металлической подрешетке, с образованием примесных уровней недалеко от центра запрещенной зоны. Установ-

лено, что сплавление GaAs с хромом позволяет достичь концентраций акцептора на уровне 10^{17} см^{-3} . Однако вследствие особенностей зонной структуры различных полупроводниковых соединений $A^{III}B^V$, а также атомной конфигурации примесных атомов легирующие элементы могут проявлять амфотерные свойства, т. е. действовать как акцепторы и как доноры.

Что же касается примесных уровней в арсениде галлия, образующихся в запрещенной зоне при легировании полупроводника, то их возникновение главным образом будет определять электрические и оптические свойства гетероструктуры. Эти свойства обусловлены относительным положением примесного уровня в запрещенной зоне и сечением захвата носителей. Эти уровни выступают в роли ловушек как для основных, так и для неосновных носителей заряда, а в случае глубоких уровней могут захватывать оба типа носителей и действуют при этом как центры рекомбинации.

С одной стороны, свойства такого рода систем и процессов их легирования, в частности диффузия примесей в $A^{III}B^V$, структурные, электрофизические и оптические характеристики, уже хорошо изучены в более ранних работах. Однако прогресс технологии получения эпитаксиальных гетероструктур, а также совершенствование подходов и методов легирования позволяет не только заново взглянуть на классические системы, но и добиться новых перспективных свойств, получить образцы с высокой холловской концентрацией носителей заряда и максимальной подвижностью. Все это является интересной и перспективной задачей в области современной

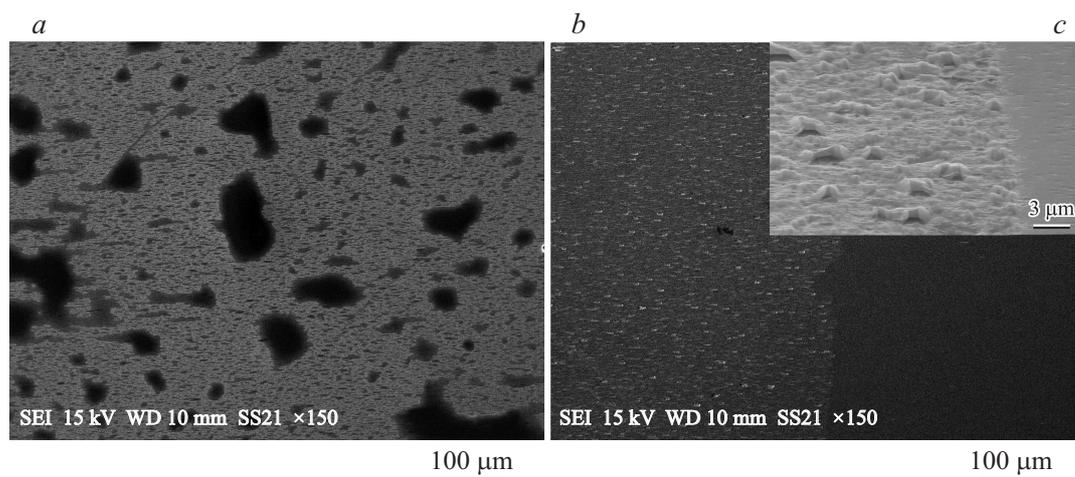


Рис. 1. Результаты сканирующей электронной микроскопии поверхности образцов PA7 (a) и PA8 (b, c) с различным увеличением.

физики и технологии $A^{III}B^V$ наногетероструктур. Кроме того, следует отметить малое количество работ, в которых был бы описан механизм проявления амфотерных свойств у примеси хрома в GaAs с возникновением n -типа проводимости. Не менее интересна связь такого рода процессов с структурными, оптическими и электрофизическими свойствами.

Поэтому цель нашей работы заключалась в исследовании структурных и оптических свойств GaAs, легированного хромом методом вжигания примеси в полупроводник.

2. Объекты и методы исследования

Легированный хромом слой в GaAs был получен по следующей технологической схеме. На первом этапе на $1/2$ часть подложки GaAs n -типа $(1-2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ был напылен слой хрома. Напыление хрома выполнялось в вакууме при давлении $(1-2) \cdot 10^{-6}$ мм рт.ст. и при $T = 180^\circ\text{C}$. Толщина слоя составляла порядка 0.01 мкм. После этого на всю поверхность методом ионно-плазменного распыления наносился слой SiO_2 толщиной 0.2 мкм, который защищал открытую поверхность GaAs от ее диссоциации. Такая структура была разделена на две части для 2 экспериментов: отжиг при температуре $900-905^\circ\text{C}$ в потоке водорода, но при различных временных интервалах: 5 мин и 20 мин. После процесса диффузии хрома SiO_2 и Cr стравливались. Полученные таким образом образцы исследовались структурными и спектроскопическими методами.

Структурное качество образцов и определение параметров решеток проводили методом рентгеновской дифракции на дифрактометре Seifert 3003 HR с четырехкратным гониометром и монохроматизированным излучением меди с длиной волны $\text{CuK}\alpha_1 = 1.5405 \text{ \AA}$.

Изучение морфологии поверхности проводили с использованием сканирующего электронного микроско-

па SEM JSM 6380 LV, при ускоряющем напряжении $\sim 30 \text{ кВ}$.

Концентрации элементов в твердом растворе были уточнены методом рентгеновского микроанализа с использованием приставки к электронному микроскопу.

Спектры рамановского рассеяния были получены на микроскопе Renishaw 1000 с $\times 50$ NPlan объективом и возбуждением от аргонового лазера с длиной волны 514.5 нм. Энергия лазерного пучка не превышала 3 мВт.

Спектры фотолюминесценции гетероструктур были получены при комнатной температуре от поверхности образцов по стандартной методике на основе монохроматора TRIAX550 и охлаждаемого жидким азотом CCD детектора и аргонового лазера с длиной волны 514.5 нм. Для фокусировки на поверхности использовался $10\times$ объектив.

Тип проводимости образцов определен на основе исследований эффекта Холла при комнатной температуре.

3. Результаты исследований и их обсуждение

Исследования пластин GaAs после стравливания слоев SiO_2 и Cr методом сканирующей электронной микроскопии (см. рис. 1, a) показали, что поверхностный слой структуры PA7 с меньшим временем отжига имеет весьма протяженные поверхностные дефекты (темные участки) по сравнению со структурой PA8 (см. рис. 1, b), для которой время вжигания Cr составило 20 мин. На рис. 1, c приведена область границы раздела легированного и нелегированного участка образца PA8 в увеличенном масштабе. На поверхности хорошо видны микродефекты, со средним латеральным размером 1–3 мкм.

Используя методику рентгеновского микроанализа, мы смогли уточнить концентрации элементов в различных точках поверхности исследуемых образцов. Ре-

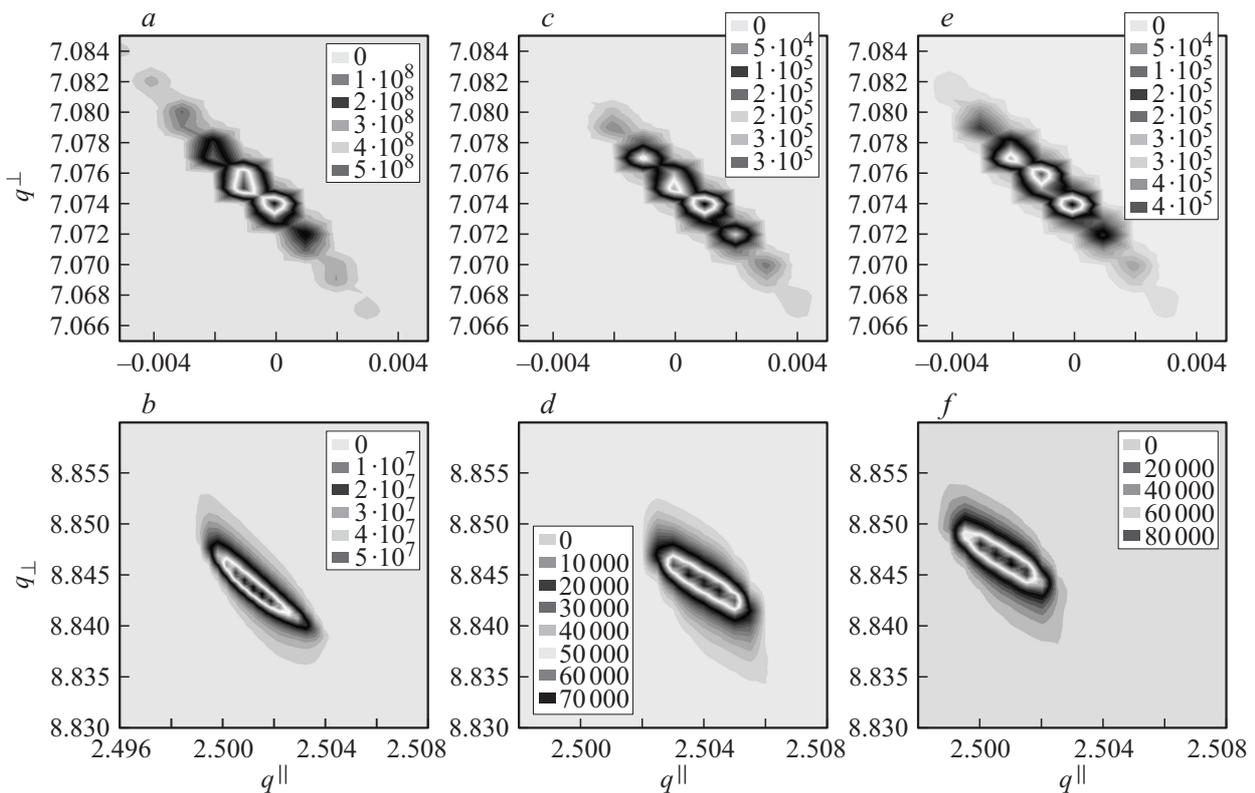


Рис. 2. Результаты высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии. Карты обратного пространства для узлов (400) вверху и (511) внизу от образцов: (a–b) — GaAs(100), (c–d) — PA7, (e–f) — PA8.

зультаты показали, что основными элементами в обоих образцах являются Ga и As. В то же время в образце PA7 прослеживается примесь Si, на уровне долей атомного процента, вероятно, попавшая в поверхностный слой на этапе технологии. Что касается содержания в пленках хрома, то методом микроанализа установить его точное содержание не удалось. По нашим оценкам, исходя из экспериментальных данных, концентрация хрома в приповерхностном слое не превышает 10^{17} см^{-3} . Следует также особо отметить, что оба образца после вжигания хрома в подложку показали n -тип проводимости, что не характерно для данного типа легирующей примеси.

Изучение тонких структурных свойств образцов арсенида галлия, легированного хромом, мы проводили с использованием картирования обратного пространства. Нами были получены карты распределения интенсивности дифрагированного излучения в q -пространстве вокруг симметричного узла (400) и асимметричного (511) для монокристаллической подложки GaAs, а также созданных на ее основе образцов PA7 и PA8, которые приведены на рис. 2, a–f.

Использование высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии с картированием обратного пространства дает возможность определять параметры эпитаксиальных структур с учетом особенностей их роста [12]. Кроме того, удачным применением этой методики является возможность определения релаксации параметров

кристаллической решетки. Оно основано на том, что интенсивность рассеяния от нерелаксированных полностью напряженных слоев распределена в плоскости рассеяния в направлении, параллельном нормали к поверхности. В этом же направлении могут быть расположены дополнительные рефлекссы — центры отражения от отдельных слоев, толщинные осцилляции, а также узлы, соответствующие дифракции от сверхрешеток. Релаксация отражается на картах распределения интенсивности вокруг узлов обратной решетки, соответствующих асимметричным брэгговским отражениям. Для полностью релаксированной структуры узлы—центры отражения отдельных слоев должны лежать вдоль вектора дифракции. При частичной релаксации они занимают некоторое промежуточное положение.

В то же время картирование обратного пространства позволяет видеть наличие дефектов и градиентов напряжений или состава в эпитаксиальном слое за счет изменения распределения интенсивности дифрагированного излучения вокруг узла решетки [13].

Учитывая особенности метода, параметры кристаллической решетки компонент гетероструктуры в направлении роста a^{\perp} и в плоскости роста a^{\parallel} можно определить исходя из данных, полученных при анализе карт обратного q -пространства для симметричного (400) и асимметричного (511) рефлекссов. Так, a^{\perp} может быть определен на основе информации от симметрич-

Таблица 1. Результаты высокоразрешающей рентгеновской дифракции

Образец	Компоненты вектора обратной решетки для соответствующих узлов, nm^{-1}		Компоненты параметра решетки
	(400)	(511)	$a, \text{\AA} \pm 0.0001 \text{\AA}$
GaAs substr	$q^\perp = 7.0750$ $q^\parallel = 0.0010$	$q^\perp = 8.8440$ $q^\parallel = 2.5015$	$a^\perp = 5.6535$ $a^\parallel = 5.6534$
PA7 (5 мин Cr)	$q^\perp = 7.0750$ $q^\parallel = 0.0010$	$q^\perp = 8.8450$ $q^\parallel = 2.5035$	$a^\perp = 5.5629$ $a^\parallel = 5.6489$
PA8 (20 мин Cr)	$q^\perp = 7.0750$ $q^\parallel = 0.0000$	$q^\perp = 8.8460$ $q^\parallel = 2.5010$	$a^\perp = 5.6522$ $a^\parallel = 5.6545$

ного (400) отражения как

$$b_{400}^{\text{epilayer}} = \left(\frac{h^2}{a^\perp} \right)^{1/2} \quad (1)$$

или асимметричного рефлекса

$$b_{500}^{\text{epilayer}} = \left(\frac{h^2}{a^\perp} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

в то время как a^\parallel задается следующим соотношением, учитывая данные лишь асимметричного (511) отражения:

$$b_{011}^{\text{epilayer}} = \left(\frac{(k^2 + l^2)^2}{a^\parallel} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Здесь b — координаты узлов в обратном q -пространстве.

Анализируя полученные результаты (рис. 2), видно, что на всех картах обратного пространства симметричный и асимметричный сканы образцов представляют собой один узел в обратном пространстве. Принимая во внимание, что толщина половинного ослабления рентгеновского излучения для монокристаллического GaAs составляет примерно 15–17 мкм, можно сделать два важных заключения о структуре полученных образцов. Во-первых, толщина легированного хромом слоя GaAs больше толщины половинного ослабления рентгеновского излучения для монокристаллического GaAs, а во-вторых, в результате легирования GaAs хромом не образовалась дополнительная фаза (твердого раствора), в отличие от того, что нам удавалось наблюдать до этого, при легировании атомами Si [7,14–17], Mg [13], C [8,18–19]. Указанный факт, скорее всего, является следствием малой концентрации примеси хрома, которую удалось внедрить в GaAs.

Кроме того, следует также обратить внимание на то, что узел (400) для всех образцов имеет неизменную форму, а также не меняет свое положение на картах обратного пространства симметричных сканов. В то же время структурные изменения в легированных хромом образцах хорошо отслеживаются на картах асимметричного отражения. Изменение технологических условий отражается как на форме узла, так и на его положении.

Анализ формы узлов (511) отражений для исследованных образцов позволяет сделать вывод о присутствии большого количества структурных дефектов, образовавшихся в слое в результате внедрения атомов Cr. При этом, как хорошо видно из результатов, более длительный отжиг уменьшает их количество, что проявляется в более узкой форме асимметричного скана в направлении q^\parallel у образца PA8.

Рассчитав параметры кристаллических решеток как в направлении, так и в плоскости роста (см. табл. 1), на основе информации, полученной из отражений (400) и (511), мы можем сделать следующие заключения. Во-первых, внедрение в образцы атомов хрома приводит к незначительному увеличению параметра кристаллической решетки монокристаллического GaAs в плоскости роста и неизменному параметру в направлении роста GaAs. Такой механизм изменения параметров, отличный от привычного и наблюдаемого при эпитаксиальном росте, когда при замещении атомов в кристаллической решетке атомами с большим атомарным радиусом происходит рост a^\perp и соответственно уменьшение a^\parallel , объясним с той точки зрения, что при легировании монокристаллической подложки возникающие напряжения распространяются лишь в плоскости роста подложки, так как поверхность имеет огромное количество оборванных связей и атому примеси при внедрении удается раздвинуть решетку именно в этом направлении. В то же время в направлении роста, по тем же соображениям, изменить параметр решетки весьма сложно.

Стоит также отметить более значительные изменения параметров решетки у образца PA7, причем как у перпендикулярной a^\perp , так и у параллельной a^\parallel его компоненты. Это связано с внедрением в GaAs атомов кремния, что подтверждено результатами микроанализа.

Для изучения структурных особенностей формирования легированного хромом слоя в арсениде галлия была использована рамановская спектроскопия. Так как колебательные спектры решетки различных слоев наблюдаются как совмещение спектров каждого слоя, то, используя этот инструмент, мы имеем возможность изучить отдельные слои, не повреждая структуру при использовании различных лазерных линий возбуждения с различными глубинами проникновения. Во-вторых,

Таблица 2. Частоты активных мод в спектрах рамановского рассеяния

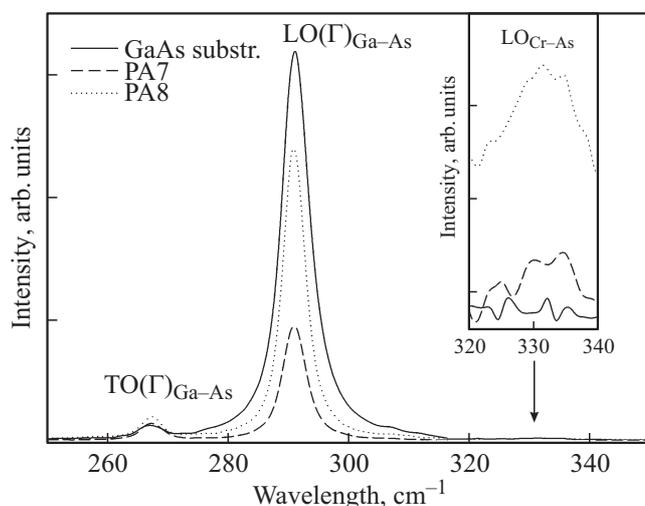
Образец	Ga–As $\omega_{LO}/\omega_{TO}, \text{см}^{-1}$	Cr–As $\omega_{LO}, \text{см}^{-1}$
GaAs substr	291/267	–
PA7 (5 мин Cr)	291/267	332
PA8 (20 мин Cr)	291/267	332

ввиду того что колебания решетки очень чувствительны к ближайшим атомам, мы можем исследовать кристаллическую структуру и ее качество в чрезвычайно мелком масштабе: порядка параметра решетки, и потому использование рамановского рассеяния дает дополнительную, новую и иногда более подробную информацию относительно свойств и качеств тонких пленок.

Глубина проникновения лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 532 \text{ нм}$, а следовательно, и эффективная глубина анализа при рамановском рассеянии может быть определена из соотношения $\lambda/2\pi k$, где k — коэффициент экстинкции. Соответственно в случае анализа системы GaAs с приповерхностным слоем, легированным хромом, такая глубина составит $\sim 200 \text{ нм}$.

На рис. 3 приведены спектры рамановского рассеяния в геометрии $x(y, z)x$ для анализируемых образцов.

Как видно из рис. 3, рамановский спектр всех образцов содержит продольную оптическую фононную моду Ga–As в точке (Γ) , локализованную около $\sim 291 \text{ см}^{-1}$, и совпадает с литературными экспериментальными и расчетными данными [21]. Кроме того, в спектрах легированных хромом образцов присутствует малоинтенсивная мода, локализованная около $\sim 266 \text{ см}^{-1}$. Это колебание может быть соотнесено с возникновением запрещенного правила отбора поперечного оптического фонона TO

**Рис. 3.** Спектры рамановского рассеяния от образцов: GaAs(100), PA7 и PA8. На вставке представлена область колебания Cr–As.

Ga–As, появление которого может быть обусловлено нарушением симметрии у образца, вызванным появлением структурного беспорядка из-за внедрения хрома в приповерхностный слой при легировании.

Более детальный анализ результатов рамановского рассеяния (см. вставку к рис. 3 и табл. 2) позволил обнаружить возникновение в спектрах легированных образцов дополнительной слабоинтенсивной (на фоне основных колебаний) моды с частотой $\omega \sim 332 \text{ см}^{-1}$. На вставке область с дополнительной модой в спектрах рамановского рассеяния приведена после нормировки спектров. Хорошо видно, что интенсивность дополнительной моды возрастает с увеличением времени вжигания хрома в GaAs. Логично было бы предположить, что появление этого колебания может быть следствием возникновения колебаний атомов хрома с ближайшими соседями типа Cr–As или Cr–Ga.

Согласно правилам отбора, получаемых из анализа тензоров рамановского рассеяния [20] для кристаллов с алмазной структурой при обратном рассеянии от (100) поверхности могут наблюдаться только LO-фононы, а появление TO-фононов запрещено.

Подтвердить высказанные предположения мы смогли, основываясь на простейшем расчете частот колебаний ближайших соседей для алмазоподобной решетки можно выполнить на основе модели, предложенной Харрисоном [22] и успешно апробированной в [23].

Определим силовые константы C_0 и C_1 как

$$C_0 = (3a^3/16)(c_{11} + 2c_{12}),$$

$$C_1 = (a^3/32)(c_{11} - c_{12}), \quad (4)$$

где a — параметр кристаллической решетки, c_{11} и c_{12} — коэффициенты тензора напряжений для твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

Таким образом, мы можем оценить частоту LO-фонона возникающих колебаний как

$$\omega_{LO}^2 = (8/3\mu d^2)(C_0 + 8C_1), \quad (5)$$

где μ — приведенная масса колеблющихся атомов, d — расстояние между ними. Ввиду малых концентраций легирующей примеси в образцах мы использовали коэффициенты тензора напряжений GaAs [24].

Расчеты в данном приближении показали, что частота дополнительной моды ($\omega_{LO} = 332 \text{ см}^{-1}$), обнаруженной нами в эксперименте, практически совпадает с рассчитанной частотой для фононов Cr–As ($\omega_{LO} = 339 \text{ см}^{-1}$). Таким образом, можно с уверенностью говорить о том, что при легировании атомы хрома замещают в тонком приповерхностном слое атомы в металлической подрешетке GaAs.

Изменения стехиометрии в слое арсенида галлия, легированного хромом, должны проявиться в энергетических характеристиках материала и найти отражение в спектрах фотолюминесценции. Привлечение метода фотолюминесцентной спектроскопии для анализа электронной структуры материалов, определения ширины

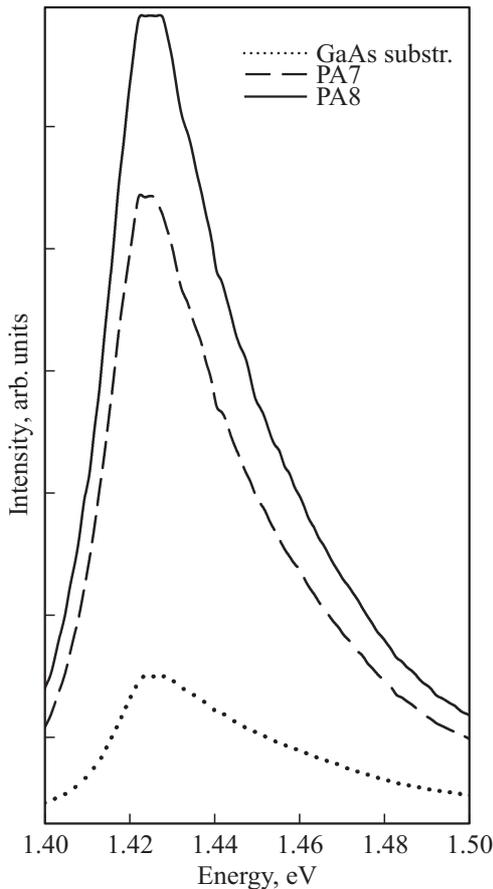


Рис. 4. Экспериментальные спектры фотолюминесценции от образцов: GaAs(100), PA7 и PA8.

запрещенной зоны, исследования примесных уровней, а также изучения механизмов рекомбинации и определения качества материалов кажется нам наиболее оптимальным.

На рис. 4 представлены спектры фотолюминесценции, полученные от исследуемых в работе образцов, а также монокристаллической подложки GaAs(100), использованной для их создания. Спектры получены при комнатной температуре и приведены на графике без нормировки.

Из полученных результатов видно, что в спектрах трех образцов присутствует один интенсивный пик с энергией ~ 1.43 эВ, являющийся эмиссией при переходе зона-зона в арсениде галлия. Однако при этом следует отметить, что с введением хрома в монокристаллическую подложку, а также с увеличением времени его вжигания в образец интенсивность полосы в спектре фотолюминесценции существенно возрастает. При этом максимум полосы фотолюминесценции незначительно (~ 0.05 эВ) сдвигается в сторону меньших энергий.

Наблюдаемое изменение в спектрах фотолюминесценции образцов с легированным хромом приповерхностным слоем, во-первых, связано с уменьшением поглощения на свободных носителях заряда (электронах), число

которых в поверхностном слое значительно меньше. Это является следствием того факта, что легированный хромом слой GaAs хотя и имеет *n*-тип проводимости, но при этом обладает пониженной, по сравнению с подложкой, концентрацией электронов. Сделанный вывод хорошо коррелирует с результатами, полученными Вилисовой в работе [25], в которой было показано, что при проведении процесса легирования хромом слоев GaAs в проточной системе в области низких температур ($750\text{--}850^\circ\text{C}$) растворимость Cr в эпитаксиальном GaAs значительно ниже, чем в объемном материале. Во-вторых, увеличение интенсивности также может происходить за счет пассивации дефектов поверхности и уменьшения поверхностной рекомбинации в легированном слое.

Основываясь на результатах работы [25], а также наших экспериментальных данных, можно определить толщину области GaAs, легированной атомами хрома. Как было показано Вилисовой, полученный профиль легирования хромом в зависимости от глубины и времени легирования достаточно хорошо аппроксимируется erfс-функцией:

$$N_{\text{Cr}} = N_s \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{x}{2\sqrt{Dt}}} e^{-t^2} dt, \quad (6)$$

где N_s — поверхностная концентрация электрически активных атомов хрома, D — коэффициент диффузии, t — время диффузии.

Формула применима для диффузии из неограниченного источника, что укладывается в наш случай. Коэффициент диффузии хрома в GaAs связан с толщиной легированного слоя и временем легирования следующим соотношением:

$$D = \frac{d^2}{4t}. \quad (7)$$

Основываясь на (6) и (7), расчет показал, что вжигание хрома в монокристаллические подложки GaAs(100) при температуре $\sim 900^\circ\text{C}$ и времени процесса 5–20 мин приводит к образованию тонкого ($\sim 20\text{--}40$ мкм) переходного слоя GaAs:Cr. Полученный результат хорошо согласуется с данными, полученными нами высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрией. При этом необходимо подчеркнуть, что концентрация электрически активных атомов хрома в пределах легированного слоя изменяется на порядок в меньшую сторону, с ростом глубины легирования.

Следует также отметить, что в отличие от использованного авторами [25] подхода, при котором легирование хрома было выполнено из нанесенного поверх GaAs защитного слоя SiO₂, что привело как к уменьшению глубины диффузии при малых временах отжига, так и к появлению значительных по величине участков поверхности GaAs с большой плотностью ямок прямоугольной формы, вытянутых, как правило, в одном направлении, нами использовался подход, при котором напыление

хрома выполнялось непосредственно на GaAs, после чего наносился слой SiO₂ толщиной 0.2 мкм, который защищал открытую поверхность GaAs от ее диссоциации. Такой подход обеспечил значительно более гладкую поверхность по сравнению с той, что была получена авторами в работе [25].

Таким образом, на основе полученных в нашей работе данных можно сделать следующие заключения. Вжигание хрома в монокристаллические подложки GaAs(100) приводит к образованию тонкого (~ 20–40 мкм) переходного слоя GaAs:Cr. При этом атомы хрома встраиваются в кристаллическую решетку арсенида галлия и занимают регулярные позиции атомов металлической подрешетки. Такое поведение легирующей примеси с увеличением времени диффузии хрома ведет к изменениям в энергетической структуре GaAs, уменьшению поглощения на свободных носителях заряда, а также снижению поверхностной рекомбинации, что в итоге приводит к значительному усилению интенсивности фотolumинесценции от образца.

Работа в части разработки технологии получения слоев GaAs, легированных хромом, выполнена в соответствии с государственным заданием ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

Работа в части диагностики и исследования фундаментальных свойств гетероструктур выполнена при поддержке Министерства образования и науки России в рамках государственного задания вузам в сфере научной деятельности на 2014–2016 годы (задание № 3.130.2014/К).

We also acknowledge the Karlsruhe Nano Micro Facility (KNMF, www.kit.edu/knmf) of the Forschungszentrum Karlsruhe for provision of access to instruments at their laboratories.

Список литературы

- [1] В.В. Кузнецов, Л.С. Лунин, В.И. Ратушный. *Гетероструктуры на основе четверных и пятерных твердых растворов A^{III}B^V* (Ростов н/Д., изд-во СКНЦ ВШ, 2003).
- [2] H.Q. Zheng, K. Radhakrishnan, H. Wang, P.H. Zhang, S.F. Yoon, G.I. Ng. *J. Cryst. Growth*, **197**, 762 (1999).
- [3] А.А. Мармалюк, М.А. Ладугин, И.В. Яроцкая, В.А. Панарин, Г.Т. Микаелян. *Квант. электрон.*, **41** (1), 15 (2012).
- [4] П.В. Середин, А.В. Глотов, Э.П. Домашевская, А.С. Леньшин, М.С. Смирнов, И.Н. Арсентьев, Д.А. Винокуров, А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов. *ФТП*, **46** (6), 739 (2012).
- [5] P.V. Seredin, A.V. Glotov, E.P. Domashevskaya, I.N. Arsenteyev, D.A. Vinokurov, I.S. Tarasov. *Appl. Surf. Sci.*, **267**, 181 (2013).
- [6] П.В. Середин, А.В. Глотов, В.Е. Терновая, Э.П. Домашевская, И.Н. Арсентьев, Л.С. Вавилова, И.С. Тарасов. *ФТП*, **45** (11), 1489 (2011).
- [7] П.В. Середин, А.В. Глотов, В.Е. Терновая, Э.П. Домашевская, И.Н. Арсентьев, Д.А. Винокуров, А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов. *ФТП*, **45** (4), 488 (2011).
- [8] П.В. Середин, Э.П. Домашевская, И.Н. Арсентьев, Д.А. Винокуров, А.Л. Станкевич. *ФТП*, **47** (1), 9 (2013).
- [9] K. Kanai, J. Okabayashi, S. Toyoda, M. Oshima, K. Ono. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 192 506 (2006).
- [10] P. Mascher, D. Kerr, S. Dannefaer. *J. Cryst. Growth*, **85**, 295 (1987).
- [11] T. Tibermacine, A. Merazga. *Revue des Energies Renouvelables*, **12** (1), 125 (2009).
- [12] D.K. Bowen, B.K. Tanner. *High resolution X-ray Diffractometry and Topography PDF* (Taylor & Francis e-Library, 2005).
- [13] П.В. Середин, А.С. Леньшин, А.В. Глотов, И.Н. Арсентьев, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов. *ФТП*, **48** (8), 1123 (2014).
- [14] П.В. Середин, В.Е. Терновая, А.В. Глотов, А.С. Леньшин, И.Н. Арсентьев, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов. *ФТП*, **55** (10), 2046 (2013).
- [15] П.В. Середин, А.В. Глотов, А.С. Леньшин, И.Н. Арсентьев, Д.А. Винокуров. *ФТП*, **48** (1), 23 (2014).
- [16] П.В. Середин, Э.П. Домашевская, В.Е. Терновая, И.Н. Арсентьев, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов, Т. Prutskij. *ФТП*, **55** (10), 2054 (2013).
- [17] P.V. Seredin, A.V. Glotov, E.P. Domashevskaya, I.N. Arsenteyev, D.A. Vinokurov, I.S. Tarasov. *Physica B: Condens. Matter*, **405** (22), 4607 (2010).
- [18] П.В. Середин, А.В. Глотов, Э.П. Домашевская, И.Н. Арсентьев, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов, И.А. Журбина. *ФТП*, **44** (2), 194 (2010).
- [19] П.В. Середин, А.В. Глотов, Э.П. Домашевская, И.Н. Арсентьев, Д.А. Винокуров, А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов. *ФТП*, **43** (12), 1654 (2009).
- [20] W. Hayes, R. Loudon. *Scattering of Light by Crystals* (John Wiley & Sons, N. Y., 1978).
- [21] W.A. Harrison. *Electronic Structure and the Properties of Solids*, edn W.H. Freeman (San Francisco, 1980).
- [22] P.V. Seredin, A.V. Glotov, E.P. Domashevskaya, I.N. Arsenteyev, D.A. Vinokurov, I.S. Tarasov. *Physica B: Condens. Matter*, **405** (12), 2694 (2010).
- [23] D. Wolverson, D.M. Bird, C. Bradford, K.A. Prior, B.C. Cavenett. *Phys. Rev. B*, **64**, 113 203 (2001).
- [24] Yu.A. Goldberg. *In Handbook Series on Semiconductor Parameters*, ed. by M. Levinstein, S. Rumyantsev, and M. Shur (World Sci., London, 1999), v. 2, p. 1.
- [25] М.Д. Вилисова, Е.П. Другова, И.В. Пономарев, В.А. Чубирко. *ФТП*, **42** (2), 239 (2008).

Редактор Г.А. Оганесян

Structural and optical properties of GaAs(100) with a thin surface layer doped by Cr

P.V. Seredin⁺, *A.V. Fedyukin*⁺, *I.N. Arsentyev*^{*},
L.S. Vavilova^{*}, *I.S. Tarasov*^{*}, *T. Prutskij*[△],
H. Leiste[□], *M. Rinke*[□]

⁺ Voronezh State University,
394006 Voronezh, Russia

^{*} Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

[△] Instituto de Ciencias,
Benemérita Universidad Autónoma de Puebla,
Privada 17 Norte, No 3417,
Col San Miguel Hueyotlipan,
72050, Puebla, Pue., Mexico

[□] Karlsruhe Nano Micro Facility
H.-von-Helmholtz-Platz 1,
76344 Eggenstein-Leopoldshafen, Germany

Abstract The work was aimed at the study of structural and optical properties of single-crystalline GaAs(100) doped with chromium atoms by their burning into the substrate under high temperature. Diffusion of chromium into single-crystalline GaAs(100) substrates resulted in the formation of the transition layer of GaAs:Cr. It was found that chromium atoms were incorporated into the crystal lattice of gallium arsenide and occupied regular positions of the atoms in metal sublattice. In this case GaAs layer doped with chromium demonstrated *n*-type conductivity by had the lower electron concentration as compared with substrate. The applied technological approach when chromium deposition was performed directly on GaAs and after that SiO₂ of 0.2 μm thick was deposited that protected the open GaAs surface from its dissociation, provided much more smooth surface as compared with similar works.