

Влияние корреляции в распределении примесных дефектов на микромеханические свойства монокристаллов GaAs:Te

© В.А. Богданова, Н.А. Давлеткильдеев*, М.М. Нукунов, Н.А. Семиколенова

Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
644077 Омск, Россия

* Омский филиал Института физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
644018 Омск, Россия

E-mail: dna@omsu.ru

(Поступила в Редакцию 31 января 2007 г.
В окончательной редакции 26 июня 2007 г.)

Представлены результаты исследования микромеханических свойств монокристаллов GaAs, легированных Te с концентрацией свободных носителей заряда $n_0 = 10^{17} - 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Получены немонотонные концентрационные зависимости микротвердости, длины лучей дислокационных розеток, плотности дислокаций, положения и полуширины рамановской линии поперечного оптического фонона. Полученные данные интерпретируются как результат пространственной корреляции в распределении примесных дефектов.

PACS: 61.72.-y, 61.72.Vv, 62.20.-x

1. Введение

Ранее методами стационарной фотолюминесценции (ФЛ) и инфракрасной спектроскопии было показано [1,2], что в монокристаллах GaAs:Te, выращенных методом Чохральского, в области концентраций свободных носителей заряда $n_0 = 10^{17} - 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ наблюдаются немонотонные изменения величин химического потенциала, среднеквадратичной флуктуации примесного потенциала, сужения запрещенной зоны и спектрального параметра коэффициента поглощения свободными носителями заряда. В интервале $5 \cdot 10^{17} < n_0 < 1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ поведение этих параметров свидетельствует о значительных искажениях закона дисперсии свободных носителей заряда. При $n_0 > 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ значения параметров указывают на снижение эффективности рассеяния электронов на ионах примеси и уменьшение степени искажения закона дисперсии.

Изменения параметров, характеризующих электронный энергетический спектр, определяются дефектной структурой материала и степенью ее однородности. Эти факторы непосредственно определяют и особенности механических свойств, изучение которых может дать дополнительную информацию о причинах немонотонных изменений параметров исследуемого материала.

Цель работы заключалась в установлении особенностей микромеханических свойств и их взаимосвязи с оптическими свойствами и электронной структурой монокристаллов GaAs:Te в области концентраций $n_0 = 10^{17} - 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

2. Методика эксперимента

Исследовались монокристаллы GaAs:Te, выращенные методом Чохральского из расплава стехиометрического состава, с концентрацией $n_0 = 10^{17} - 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$,

определяемой из холловских измерений при температуре $T = 300 \text{ К}$. Образцы вырезались из разных слитков, выращенных по единой технологии. Для удаления нарушенного и напряженного поверхностных слоев все образцы перед измерениями подвергались стандартной обработке (механическому шлифованию и полировке, а также химическому полированию).

Исследования микромеханических характеристик проводились методом микроиндентирования в области пластичности материала и методом розеток фигур травления. Индентирование плоскости (100) монокристаллов GaAs:Te осуществлялось на приборе ПМТ-3 стандартной пирамидой Виккерса. Отпечатки наносились при $T = 300 - 720 \text{ К}$ при нагрузках на индентор 0.5–2 Н. Дислокационную структуру выявляли избирательным химическим травлением в расплаве КОН при $T = 770 \text{ К}$.

Степень искажения кристаллической структуры оценивалась методом спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) по изменению положения и полуширины линии поперечного оптического фонона (TO -фонона) в спектрах КРС. Спектры КРС регистрировались на Фурье-спектрометре Bruker RFS-100S с разрешением 0.5 см^{-1} в квазиобратной геометрии рассеяния при $T = 300 \text{ К}$. Источником возбуждающего излучения являлся Nd:YAG-лазер с длиной волны $\lambda = 1.064 \mu\text{м}$. Во избежание нагрева образцов мощность излучения лазера составляла 30 mW.

Следует отметить, что в обратной геометрии рассеяния от плоскости (100) линия TO -фонона является запрещенной правилами отбора. Тем не менее ее присутствие в спектре КРС обусловлено нарушениями строгой геометрии обратного рассеяния вследствие конечности входной апертуры спектрометра и незначительным отклонением ($\sim 2^\circ$) плоскости поверхности образца от кристаллографической плоскости (100). Для увеличения интенсивности линии TO -фонона образцы дополнительно наклонялись на 10° относительно направления падающего лазерного пучка.

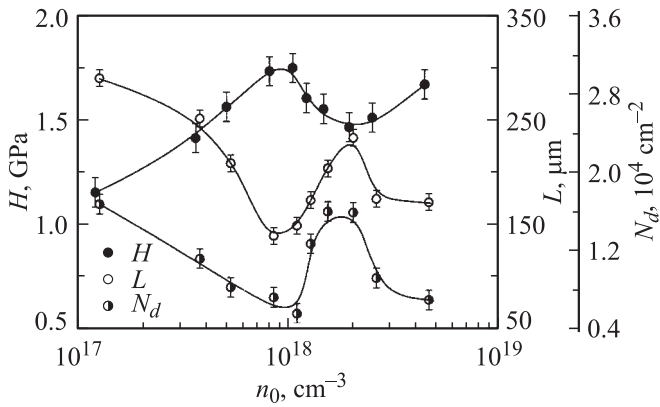


Рис. 1. Концентрационные зависимости микротвердости H , длины лучей дислокационных розеток L и плотности ростовых дислокаций N_d в монокристаллах GaAs : Te.

Для идентификации типа доминирующих примесных дефектов (комплексов), которые в GaAs : Te являются глубокими излучательными центрами, использовался метод стационарной ФЛ. Регистрация спектров ФЛ осуществлялась при $T = 77$ К. Люминесценция возбуждалась излучением He–Ne-лазера, интенсивность возбуждения составляла $L = 5 \cdot 10^{19}$ quant \cdot cm $^{-2}$ \cdot s $^{-1}$.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены концентрационные зависимости микротвердости $H(n_0)$ и длины лучей дислокационных розеток $L(n_0)$, измеренных при $T = 720$ К и нагрузке на индентор 1 Н, а также плотности ростовых дислокаций $N_d(n_0)$ в монокристаллах GaAs : Te. В области $n_0 = 10^{17} - 10^{18}$ cm $^{-3}$ величина H монотонно возрастает, а в интервале $n_0 = 10^{18} - 2 \cdot 10^{18}$ cm $^{-3}$ — монотонно убывает. Следует отметить, что аналогичный характер зависимости $H(n_0)$ наблюдается при всех температурах и нагрузках на индентор, что свидетельствует о независимости наблюдаемого эффекта от глубины распространения деформации при индентировании, т. е. измеряемая величина микротвердости характеризует объемные свойства материала.

Более чувствительным параметром, характеризующим подвижность дислокаций, является длина лучей дислокационных розеток, возникающих вокруг отпечатков под действием сосредоточенной нагрузки. На рис. 2 приведена структура дислокационных розеток, возникающих на грани (100) монокристаллов GaAs : Te с различной концентрацией n_0 . Лучи розетки состоят из рядов фигур травления, соответствующих выходу дислокационных полупетель, скользящих вдоль плоскостей $\{111\}$ в направлениях $\langle 110 \rangle$. В образце с $n_0 = 10^{18}$ cm $^{-3}$ наблюдается слабое развитие дислокационной розетки (рис. 2, *b*) по сравнению с образцами с $n_0 = 1.2 \cdot 10^{17}$ (рис. 2, *a*) и $1.9 \cdot 10^{18}$ cm $^{-3}$ (рис. 2, *c*), что указывает на низкую

подвижность дислокаций. Характер зависимости $L(n_0)$ хорошо коррелирует с концентрационной зависимостью микротвердости (рис. 1). Рис. 1 демонстрирует, что зависимость плотности дислокаций от концентрации n_0 также имеет немонотонный характер.

На рис. 3 приведены концентрационные зависимости положения и полуширины линии TO -фона в спектрах КРС. На вставке в качестве примера приведен типичный спектр КРС исследуемых образцов. В спектре наблюдаются три полосы, соответствующие TO -фону (линия TO), ветвям LO -фонон-плазмонной моды (линии L_+ и L_-). Линии L_+ и L_- возникают в результате взаимодействия флуктуаций зарядовой плотности свободных носителей заряда с макроскопическим электрическим полем продольных LO -колебаний кристаллической ре-

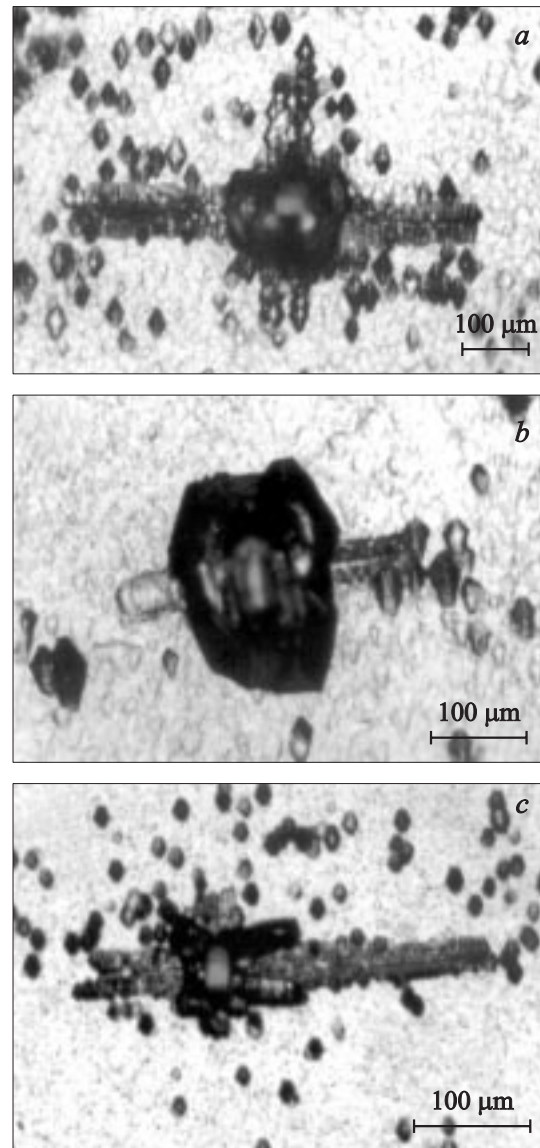


Рис. 2. Вид дислокационных розеток вокруг отпечатков на грани (100) монокристаллов GaAs : Te с различной концентрацией свободных носителей заряда. n_0 , cm $^{-3}$: *a* — $1.2 \cdot 10^{17}$, *b* — $1 \cdot 10^{18}$, *c* — $1.9 \cdot 10^{18}$.

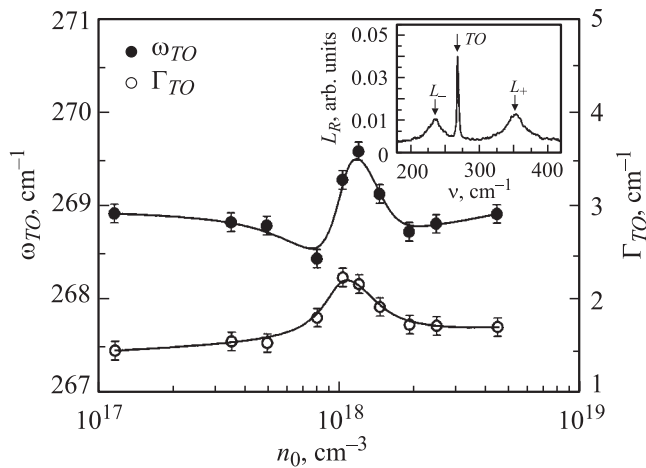


Рис. 3. Концентрационные зависимости положения ω_{TO} и полуширины Γ_{TO} линии TO -фонона в спектрах КРС монокристаллов GaAs : Te при $T = 300$ К. На вставке представлен спектр КРС образца с $n_0 = 8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

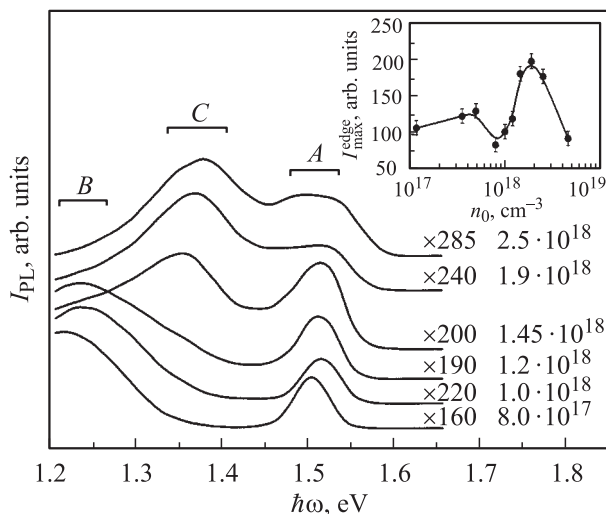


Рис. 4. Спектры ФЛ при $T = 77$ К монокристаллов GaAs : Te с различной концентрацией свободных носителей заряда. А, В, С — полосы ФА. На вставке представлена концентрационная зависимость интенсивности краевой полосы ФЛ.

сетки и носят смешанный плазмон-фононный характер. Параметры линий L_+ и L_- зависят от концентрации свободных носителей заряда и не дают прямой информации о структурных нарушениях в образце, в то время как параметры линии TO -фонона чувствительны к искажению кристаллической структуры и позволяют оценить его степень.

Из рис. 3 видно, что области немонотонного изменения зависимостей $H(n_0)$, $L(n_0)$ и $N_d(n_0)$ соответствует область немонотонных изменений положения частоты ω_{TO} и полуширины Γ_{TO} линии TO -фонона.

Из набора доминирующих примесных дефектов, характерных для комплекса GaAs : Te—донор Te_{As} , комплексы $V_{\text{Ga}}\text{Te}_{\text{As}}$ и $(V_{\text{Ga}}\text{Te}_{\text{As}})V_{\text{As}}$ (V — вакансия), два по-

следних проявляют себя в спектрах ФЛ, поскольку являются глубокими центрами излучательной рекомбинации. На рис. 4 приведены спектры ФЛ образцов GaAs : Te с концентрациями n_0 , лежащими в области немонотонных изменений исследуемых параметров. Именно в этой области происходит смена примесных полос в спектрах ФЛ. В спектрах наблюдаются краевая полоса ФЛ (полоса А), обусловленная межзонными переходами, примесная полоса с энергией максимума $h\nu_{\text{max}} \approx 1.20$ eV (полоса В), вызванная излучательными переходами с участием глубоких уровней комплекса $V_{\text{Ga}}\text{Te}_{\text{As}}$ [3], и примесная полоса с $h\nu_{\text{max}} \approx 1.35$ eV (полоса С), связанная с участием в излучательных переходах глубоких уровней комплекса $(V_{\text{Ga}}\text{Te}_{\text{As}})V_{\text{As}}$ [4, 5].

Для удобства обсуждения результатов условно выделим три концентрационных интервала, в которых зависимости $H(n_0)$, $N_d(n_0)$ имеют различный характер: I — $10^{17} < n_0 < 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, II — $10^{18} < n_0 < 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, III — $2 \cdot 10^{18} < n_0 < 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

В интервале I с ростом уровня легирования величина H возрастает, а N_d убывает. Этот факт хорошо известен и обусловлен эффектами легирования [6]. Примесное упрочнение с увеличением концентрации примеси приводит к существенному росту величины критических напряжений образования и движения дислокаций и снижению величины N_d [7]. Согласно [7,8], доминирующими примесными дефектами в GaAs : Te в исследуемой концентрационной области являются донор Te_{As}^+ и примесный комплекс $(V_{\text{Ga}}\text{Te}_{\text{As}})^{-2}$. Образование последних рассматривается многими авторами как наиболее вероятная причина значительного повышения твердости сильнолегированного GaAs : Te [9,10]. Концентрация примесных комплексов монотонно возрастает с ростом уровня легирования, и поэтому монотонный рост H в области концентраций $n_0 = 10^{17} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ можно связать с ростом концентрации комплексов $(V_{\text{Ga}}\text{Te}_{\text{As}})^{-2}$.

В обсуждаемом интервале наблюдается сдвиг положения TO -моды КРС в область низких частот, свидетельствующий о преобладании деформаций растяжения кристаллической решетки в объеме кристалла. Оценку среднего относительного изменения периода решетки GaAs по смещению частоты TO -фонона можно произвести на основе выражения, следующего из определения модового гидростатического параметра Грюнайзена γ . Ввиду того что в литературе отсутствуют точные сведения о конфигурации рассматриваемых дефектов, предположим, что примесный дефект независимо от его природы действует как точечный дефект, создающий вокруг себя изотропную сдвиговую деформацию решетки. Напряженное состояние решетки в целом представляется как суммарный эффект микроскопических напряжений, создаваемых локализованными точечными дефектами без явно выделенного направления действия напряжений. Воспользуемся определением модового параметра Грюнайзена для квазигармонической моды i с частотой ω_i

$$\gamma_i = -\frac{\partial \ln \omega_i}{\partial \ln V}. \quad (1)$$

Полагая, что γ не зависит от объема, выражение (1) можно представить в виде

$$\frac{\omega(1)}{\omega(2)} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^\gamma, \quad (2)$$

где $\omega(1)$ и $\omega(2)$ — значения ω при объемах V_1 и V_2 .

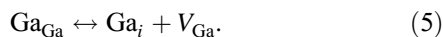
Выбрав в качестве объема объем элементарной ячейки, получим выражение для относительного изменения периода решетки

$$\frac{\Delta a}{a_0} = \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^{1/3\gamma} - 1, \quad (3)$$

где a_0 и ω_0 — постоянная решетки и частота TO -фонона в образце с $n_0 \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ соответственно. Значение параметра Грюнаизена для TO -моды в GaAs $\gamma = 1.39$ [11]. Оценка показывает, что величина относительного изменения периода решетки при $n_0 \sim 8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ составляет $\Delta a/a_0 \sim 4 \cdot 10^{-4}$. Такое изменение периода решетки значительно превышает теоретическую оценку по правилу Вегарда в предположении, что причиной увеличения периода решетки является только замещение атомами Te атомов As в узлах решетки GaAs. Известно, что при выращивании методом Чохральского из-под флюса, содержащего следы влаги, расплав обедняется мышьяком и соответственно обогащается галлием. В кристаллах, содержащих избыток галлия, при распаде твердого раствора должны выделяться междоузельные атомы галлия Ga_i и легирующей примеси Te_i [12]. При не очень высоких концентрациях Te (до $\sim 7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) основную роль в аномальном увеличении периода решетки играет Ga_i . Однако в работе [13] показано, что увеличение постоянной решетки с ростом концентрации Te в GaAs более резкое, чем увеличение по закону Вегарда, пропорционально концентрации комплексов $(V_{Ga}Te_{As})^{2-}$. При этом эффект аномального увеличения периода решетки приписывается или самим комплексам, или другому продукту цепочки реакций, из которого они формируются. Процесс формирования комплексов по реакции



протекает наряду с образованием междоузельного галлия в процессе распада твердого раствора по избыточному компоненту по реакции



Таким образом, наблюдаемое увеличение периода решетки можно связать с ростом концентрации внедренного Ga, и/или комплексов $(V_{Ga}Te_{As})^{2-}$.

В интервале концентраций $n_0 = 8 \cdot 10^{17} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ наблюдается резкое возрастание частоты TO -моды в спектре КРС, что соответствует доминированию деформации сжатия кристаллической решетки в рассеивающих объемах кристалла и уменьшению среднего периода решетки GaAs. Причиной такого поведения параметра решетки может являться интенсивная генерация вакансий.

Аргументом в пользу данного предположения является концентрационная зависимость интенсивности краевой полосы ФЛ, представленная на вставке к рис. 4. Уменьшение интенсивности краевой ФЛ происходит за счет уменьшения безызлучательного времени жизни дырок, что в свою очередь обусловлено ростом концентрации безызлучательных центров рекомбинации, которыми являются вакансии [14]. Интенсивная генерация вакансий может быть следствием увеличения дефицита As в процессе роста, следствием распада твердого раствора GaAs : Te по избыточному компоненту по реакции (5), а также следствием интенсивного формирования различного рода микродефектов. Обсуждению роли последних в изменении дефектного состава исследуемого материала будет посвящена отдельная работа.

В интервале II наблюдается уменьшение H и возрастание N_d . Отражением увеличения пластичности материала в этой концентрационной области является наблюдаемое уширение лучей дислокационных розеток, а также исчезновение их строгой кристаллографической направленности (рис. 2, с). Это связано с поперечным скольжением участков дислокационных петель, которое становится возможным благодаря активизации новых систем скольжения. Причиной уменьшения величины H может быть снижение эффективности упрочняющего действия комплексов в результате изменения их состава. В данной концентрационной области наблюдается смена состава доминирующих рекомбинационных центров: комплекс $(V_{Ga}Te_{As})^{2-}$, ответственный за полосу B , сменяется комплексом $(V_{Ga}Te_{As}V_{As})^{1-}$, ответственным за полосу C в спектрах ФЛ (рис. 4). В условиях дефицита мышьяка появление в спектрах ФЛ монокристаллов GaAs : Te полосы C и рост ее интенсивности связываются с увеличением концентрации V_{As} [15]. На рост концентрации вакансий в обсуждаемом концентрационном диапазоне указывает продолжающееся увеличение частоты TO -фонона в спектрах КРС (рис. 3). Кроме одиночных вакансий возможно образование дивакансий $(V_{Ga}V_{As})$ и вакансионных кластеров, которые могут являться причиной формирования дислокационных петель и наряду с увеличением пластичности приводить к возрастанию величины N_d . Оценочная величина изменения периода решетки по смещению частоты линии TO -фонона при $n_0 \sim 1.2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ относительно значения в слаболегированных образцах составляет $\Delta a/a_0 \sim 6 \cdot 10^{-4}$. Однако рост концентрации вакансий, величина которой в исследуемом материале не превышает значения $\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ [12], не позволяет объяснить такое значительное уменьшение периода решетки.

Более реальной причиной возникновения значительной деформации сжатия кристаллической решетки при $n_0 \sim 1.2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ может быть неоднородное распределение примесных дефектов и образование различного рода микродефектов [7], которые приводят к большому локальному искажению кристаллической решетки. Подтверждением этому служит наблюдаемое для указанных концентраций уширение линии TO -фонона в спектре КРС. Для слаболегированных образцов

полуширина линии TO -фонона хорошо согласуется с теоретическими расчетами [16], которые показывают, что ширина TO -линии в спектре КРС нелегированного GaAs при 300 К, обусловленная ангармоническим затуханием фонона, составляет величину $\sim 1.5 \text{ cm}^{-1}$. Помимо ангармонического механизма вклад в уширение TO -линии может вносить затухание фононов вследствие их рассеяния на дефектах, например изотопических или примесных. Его проявление заключается в некотором увеличении асимметрии полосы в области низких частот. Однако в спектрах наших образцов явной асимметрии полосы TO -фонона не наблюдается, что свидетельствует о незначительном вкладе данного механизма. Кроме указанных механизмов вклад в уширение TO -линии может быть обусловлен флуктуациями деформаций, создаваемых дефектами. В этом случае неоднородность деформаций в различных областях кристалла приводит к уширению суммарной фононной линии вследствие некоторого распределения в сдвиге частот фононов. Поэтому уширение в совокупности с доминирующим сдвигом частоты максимума линии TO -фонона свидетельствует о неоднородности деформации решетки, вызванной неоднородным распределением примесных дефектов в соответствующих рассеивающих объемах кристалла.

Наблюдаемое далее смещение частоты TO -моды КРС в область низких частот и уменьшение ее ширины можно связать с началом процесса диссоциации неоднородностей в распределении примесных дефектов. Увеличение концентрации вакансий в обеих подрешетках стимулирует процесс диссоциации неоднородностей по вакансионному механизму. Это приводит к гомогенизации твердого раствора, компонентами которого являются атомы примеси, собственные точечные дефекты и их комплексы. Процесс гомогенизации наряду со снижением эффективности упрочняющего действия комплексов в результате изменения их состава (в спектрах ФЛ полоса B полностью сменяется полосой C) приводит к увеличению пластичности материала. Значения параметров H , L и N_d на концентрационных зависимостях при $n_0 \sim 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ соответствует максимальной относительной однородности в распределении примесных дефектов. Значения параметров линии TO -фонона при $n_0 \sim 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ свидетельствуют о минимальном при данном уровне легирования и однородном искажении кристаллической решетки GaAs.

В работе [2] показано, что в исследуемом материале учет корреляции ближнего порядка в распределении примесных дефектов позволяет объяснить снижение величины спектрального параметра коэффициента поглощения свободными носителями заряда, обусловленного рассеянием на ионах примеси. Предполагается, что кулоновское взаимодействие между примесными дефектами Te_{As}^+ и $(V_{\text{Ga}}\text{Te}_{\text{As}}V_{\text{As}})^-$ приводит к эффектам спаривания с образованием крупномасштабных пар, которые ведут себя как дипольные рассеивающие центры с малой эффективностью рассеяния и меньшей величиной спектрального параметра. В отношении упругого взаимодействия

дипольные компоненты создают деформацию разного знака и, взаимно уравновешивая друг друга, сводят к минимуму искажение кристаллической решетки.

Интервал III соответствует области концентрированного твердого раствора примесных дефектов. Здесь вновь начинает возрастать значение H и уменьшаться величина N_d , что, по-видимому, связано с дальнейшим ростом концентрации дефектов и нарушением однородности в их распределении. Величина деформации решетки в соответствии с положением максимума линии TO -фонона незначительно возрастает, но ее средние значения характерны для слаболегированных образцов.

Изменения микромеханических свойств с ростом уровня легирования согласуются с концентрационными зависимостями параметров, характеризующих энергетический спектр основных носителей заряда в GaAs:Te, полученных при анализе спектров краевой ФЛ [1]. В области $8 \cdot 10^{17} < n_0 < 1.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ эмпирические значения химического потенциала μ лежат ниже теоретических, что интерпретируется как искажение закона дисперсии у дна зоны проводимости. Величина сужения запрещенной зоны ΔE_g в области концентраций $n_0 \geq 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ указывает на искажение кристаллической структуры с доминированием деформации сжатия. Причиной такого поведения параметров μ и ΔE_g , как и в случае параметров H , L , ω_{TO} , Γ_{TO} , является избыточное дефектообразование и неоднородное распределение примесных дефектов. В то же время значение параметра γ , характеризующего спад функции плотности состояния у края зоны проводимости, при $n_0 > 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ не зависит от n_0 и свидетельствует о коррелированном распределении легирующей примеси.

4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе обнаружено, что концентрационные зависимости величин микротвердости, длины лучей дислокационных розеток, плотности дислокаций, положения и полуширины полосы TO -фонона в спектре КРС в монокристаллах GaAs:Te имеют немонокотный характер в области концентраций $n_0 = 10^{17} - 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Анализ этих зависимостей с учетом экспериментальных данных по ФЛ и литературных данных по дефектному составу позволил сделать вывод, что наиболее вероятной причиной немонокотных изменений исследуемых параметров является переход примесной подсистемы из состояния с неоднородным распределением примесных дефектов в состояние с пространственно коррелированным распределением. Корреляция в распределении примесных дефектов является следствием изменения состава и концентрации доминирующих дефектов с ростом уровня легирования. Полученные результаты согласуются с результатами исследований электронного энергетического спектра в монокристаллах GaAs:Te.

Список литературы

- [1] В.А. Богданова, Н.А. Давлеткильдеев, Н.А. Семиколонова, Е.Н. Сидоров. ФТП **36**, 407 (2002).
- [2] В.А. Богданова, Н.А. Давлеткильдеев, Н.А. Семиколонова, Е.Н. Сидоров. ФТП **40**, 166 (2006).
- [3] E.W. Williams. Phys. Rev. **168**, 922 (1968).
- [4] М.И. Камалов, Л.И. Колесник, М.Г. Мильвидский, И.Н. Шершакова. ФТП **14**, 159 (1980).
- [5] K.D. Glinchuk, A.V. Prohorovich, N.S. Zayats. Phys. Stat. Sol. (a) **82**, 503 (1984).
- [6] И.М. Глазов, В.Л. Вигдорович. Микротвердость металлов и полупроводников. Металлургия, М. (1969). 248 с.
- [7] М.Г. Мильвидский, В.Б. Освенский. Структурные дефекты в монокристаллах полупроводников. Металлургия, М. (1984). 256 с.
- [8] J. Gebauer, E.R. Weber, N.D. Jager, K. Urban, Ph. Ebert. Appl. Phys. Lett. **82**, 2059 (2003).
- [9] В.Б. Освенский, Л.П. Холодный, М.Г. Мильвидский. В кн.: Динамика дислокаций / Под ред. В.И. Старцева. Наук. думка, Киев (1975). С. 36.
- [10] С.А. Ерофеева, Ю.А. Осипьян. В кн.: Динамика дислокаций / Под ред. В.И. Старцева. Наук. думка, Киев (1975). С. 26.
- [11] Б. Вейнштейн, Р. Заллен. В кн.: Рассеяние света в твердых телах / Под ред. М. Кардоны и Г. Гюнтеродта. Мир, М. (1986). С. 333. Light scattering in solids IV. Topics Appl. Phys. Eds M. Cardona, G. Guntherodt. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-N. Y.-Tokyo (1984). V. 54.
- [12] В.Т. Бублик, М.Г. Мильвидский, В.Б. Освенский. Изв. вузов. Физика **1**, 7 (1980).
- [13] D.T.J. Hurle. J. Phys. Chem. Sol. **40**, 613 (1978).
- [14] C.J. Hwang. J. Appl. Phys. **40**, 4584 (1969).
- [15] Н.С. Задорожный, Н.С. Коваленко, В.Д. Лисовенко, М.Г. Мильвидский, А.В. Прохорович. Кристаллография **36**, 958 (1991).
- [16] A. Debernardi. Phys. Rev. B **57**, 12 847 (1998).