

ВЛИЯНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ СТРУКТУРЫ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ $Cd_xHg_{1-x}Te$ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПРИ ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ

П. Е. Мозоль, В. А. Гнатюк, А. В. Сукач, А. И. Власенко,
Е. П. Копишинская, В. И. Лукьяненко

Институт физики полупроводников Академии наук Украины,
252650, Киев, Украина
(Получена 5 апреля 1993 г. Принята к печати 27 мая 1993 г.)

Проведено комплексное исследование фотоэлектрических и электрических свойств эпитаксиальных слоев $Cd_xHg_{1-x}Te$ с ячеистой структурой при облучении наносекундными импульсами рубинового лазера в широком диапазоне плотности энергии. Показано, что повышение fotocувствительности исследуемых образцов связано с геттерирующими свойствами областей малой разориентации по отношению к электрически активным точечным дефектам. Изменения электрических параметров являются результатом уменьшения количества атомов ртути в междоузлиях вследствие стимулированной лазером десорбции и сегрегации ртути на стоки, а также изменением электронных состояний границ ячеек. При обработке эпитаксиальных слоев с плотностью энергии выше порога плавления увеличивается ширина запрещенной зоны приповерхностной области образцов, что связано с остаточными напряжениями и изменением состава этой области.

При создании приборов ИК фотоэлектроники на основе твердых растворов кадмий—ртуть—теллур (КРТ) часто приходится решать задачу модификации параметров приповерхностного слоя с целью формирования структур с заданными физическими свойствами: например, создание областей, обогащенных или обедненных основными носителями заряда, с градиентами состава и др. Для решения этих задач успешно используются импульсы лазерного излучения (ИЛИ), высокая плотность энергии и локальность воздействия которых обеспечивают возможность эффективного влияния на приповерхностные слои твердого раствора за счет генерации электрически активных точечных дефектов [1, 2]. В то же время применение ИЛИ для улучшения фотоэлектрических характеристик КРТ остается проблематичным [2-4]. Нестабильность стехиометрии, низкий порог генерации собственных дефектов, высокая пластичность вызывают повышенную чувствительность материала к внешним воздействиям. Увеличение дефектности кристаллов твердых растворов приводит к падению fotocувствительности при различных видах обработки КРТ [5-7], в том числе и лазерной [2-4]. Тем не менее преимущества последней, позволяющей избежать нагрева в глубине полупроводника (особенно при использовании ИЛИ наносекундной длительности), все больше привлекают внимание исследователей [8, 9].

В связи с этим представляет интерес комплексное исследование электрических и фотоэлектрических свойств эпитаксиальных слоев (ЭС) КРТ, на которых наблюдалось возрастание фотопроводимости (ФП) при воздействии ИЛИ [10], с целью изучения механизмов фотоочувствления и лазерного дефектообразования в приповерхностной области.

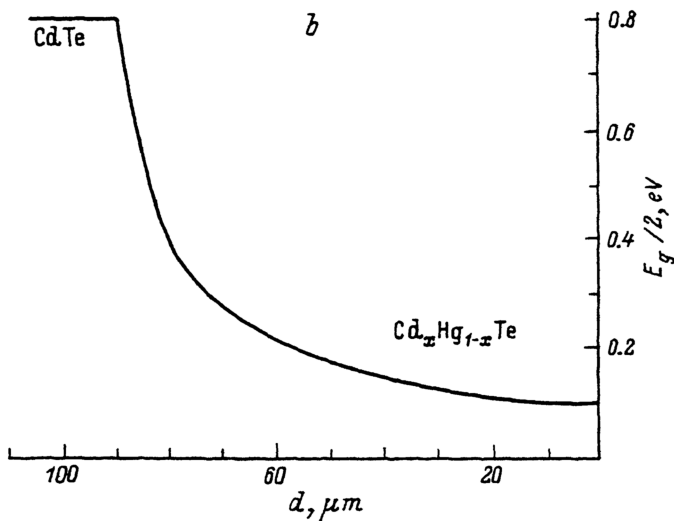
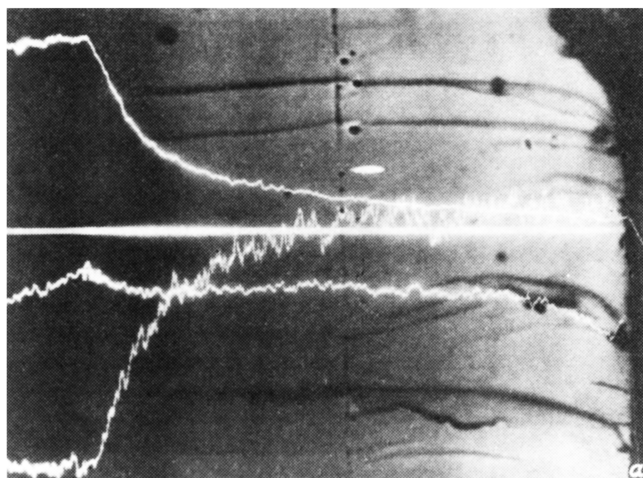


Рис. 1. Электронная микрофотография слоя ЭС $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с распределением компонентов твердого раствора по глубине (а) и ширине запрещенной зоны (б), рассчитанной по этим данным.

Методы исследования

В качестве источника ИЛИ использовали многомодовый рубиновый лазер ($\lambda = 0.694$ мкм), работающий в режиме модулированной добротности с длительностью импульса $2 \cdot 10^{-8}$ с и плотностью энергии E , варьируемой в диапазоне $0.01 \div 2.0$ Дж/см² с помощью калиброванных нейтральных фильтров. В процессе облучения образцов контролировались временные и энергетические параметры ИЛИ.

Исследовали эпитаксиальные слои КРТ, выращенные методом «испарение—конденсация—диффузия» в изотермическом режиме на подложках высокоомного теллурида кадмия ориентации (111). Полученные монокристаллические слои, повторяющие ориентацию подложки, после низкотемпературного отжига в парах ртути обладали n -типом проводимости. Индиевые контакты располагали на зер-

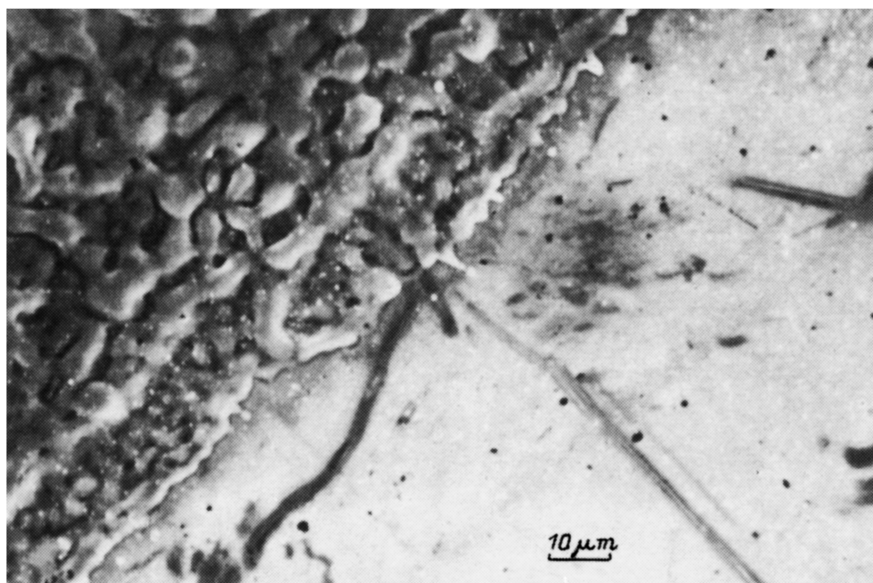


Рис. 2. Электронная микрофотография поверхности кристалла $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x = 0.22$), содержащая границу между облученной ($E = 0.64$ Дж/см²) и необлученной областями образца.

кально гладкой поверхности слоя КРТ. Воздействию ИЛИ подвергали всю межконтактную область ЭС со стороны КРТ на воздухе при $T = 300$ К.

Абсолютное значение состава твердого раствора определяли при помощи рентгеновского микроанализатора JXA-733. Погрешность измерений составляла $\sim 0.2\%$ при весовом количественном анализе. Диаметр электронного зонда составлял ~ 2 мкм, глубина сбора информации ~ 3 мкм. Измерения проводили по сколу образцов, а также контролировали однородность состава на поверхности. Металлографические исследования облученных ЭС проводились на растровом электронном микроскопе JSM-820 фирмы «Jeol».

Спектральные характеристики ФП исследовали при $T = 77$ К при возбуждении со стороны слоя КРТ и со стороны подложки. Время жизни неравновесных носителей заряда в образцах оценивали по кривым релаксации сигнала ФП при возбуждении импульсами излучения неодимового лазера ($\lambda = 1.06$ мкм) длительностью $2 \cdot 10^{-8}$ с в линейном режиме. Электрофизические характеристики измеряли методом Ван-дер-Пау в температурном диапазоне $77 \div 300$ К в магнитных полях до 10^4 Э.

Результаты исследования

Анализ элементного состава твердых растворов $Cd_xHg_{1-x}Te$ по сколу образцов позволяет выделить в исходных ЭС варизонную (~ 70 мкм) и квазиоднородную (~ 17 мкм) области (рис. 1, а). Состав последней соответствует $x = 0.28 \div 0.29$. На глубине ~ 50 мкм в ЭС проявляется дефектная область (рис. 1, а), локализованная на границе подложка—слой. Отметим, что для эпитаксиальных слоев КРТ состав по измерениям непосредственно на поверхности до лазерного воздействия ($x = 0.2$) не совпадал с составом приповерхностной области, определенным по сколу образца ($x = 0.28$) (рис. 1, а), и не соответствовал величине x , оцененной по положению длинноволнового края спектра ФП. Различие вызвано образованием в процессе выращивания и обработки структур в парах ртути высокопроводящего тонкого [$(2 \div 3)$ мкм] приповерхностного слоя, обогащенного

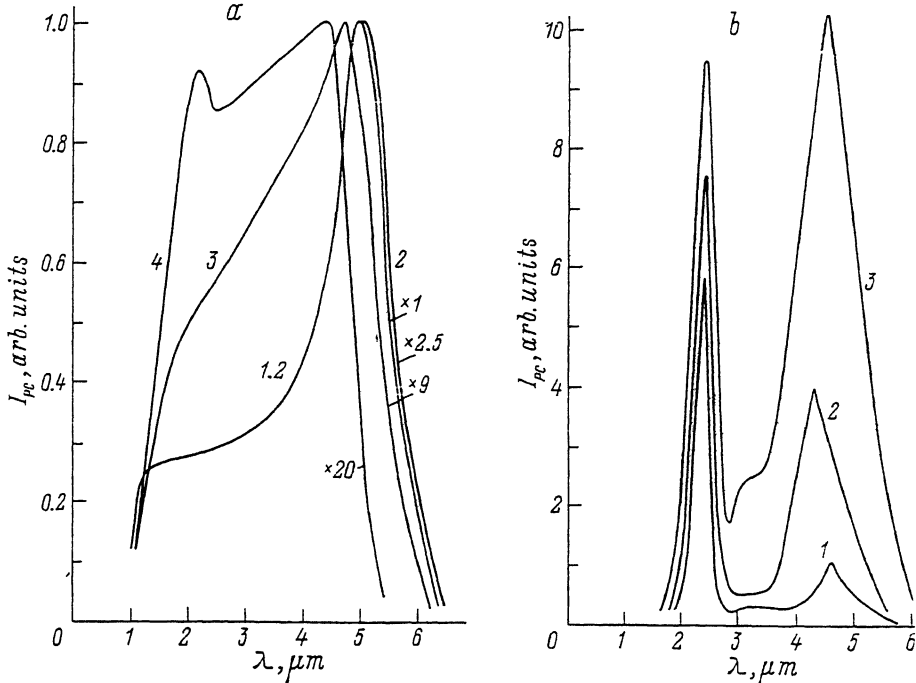
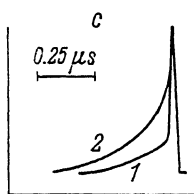


Рис. 3. Спектры (а, б) и кривые релаксации (с) сигнала фотопроводимости I_{ph} ЭС $Cd_xHg_{1-x}Te$ до (1) и после (2—4) облучения с плотностью энергии E , Дж/см²: 2—0.02, 3—0.32, 4—0.64. $t=77$ К, а—возбуждение со стороны КРТ, б—со стороны подложки CdTe.



ругую, что характерно для слоев и пленок на основе твердых растворов КРТ [3, 11]. Состав на поверхности облученных ЭС ($E > 0.02$ Дж/см²) совпадает с составом, измеренным на сколах, и соответствует положению длинноволнового края

ФП. Из-за малой глубины поглощения ИЛИ (< 1 мкм) изменения распределения компонентов твердого раствора в приповерхностной области ЭС при рентгено-спектральном электронно-зондовом анализе сколов не выявлено.

Исследование морфологии поверхности образцов показало, что в зоне действия ИЛИ с плотностью энергии $E < E_{th} = 0.16$ Дж/см² не происходит видимых нарушений поверхности. Установленная нами величина плотности энергии излучения E_{th} , при которой начинается плавление приповерхностного слоя КРТ, соответствует пороговому значению, приведенному в работе [7]. При облучении КРТ с $E > E_{th}$ развивается процесс плавления тонкого приповерхностного слоя с последующей кристаллизацией. Перекристаллизованный материал имеет вид локальных островков, заполняющих с ростом плотности энергии всю площадь зоны лазерного воздействия. На рис. 2 приведена микрофотография поверхности, содержащей границу между облученной ($E = 0.64$ Дж/см²) и необлученной областями образца. В нашем случае отсутствие периодической структуры поверхности облученных ЭС обусловлено, возможно, высокой степенью однородности лазерного пучка, исключающей интерференционные эффекты. Ранее [10] было установлено, что при плотности энергии выше пороговой в спектрах комбинационного рассеяния света облученных образцов появляются полосы, соответствующие кристаллическому теллуру. Исследование элементного состава твердого раствора на поверхности ЭС после облучения с различной плотностью энергии не выявило не-

однородностей, превышающих погрешность метода. Образовавшаяся пленка имеет малую толщину (~ 30 нм) и не влияет на результаты рентгеноспектрального анализа, глубина сбора информации в котором составляет ~ 3 мкм.

На рис. 3, а представлены спектры ФП, возбуждаемые со стороны слоя КРТ, до (кривая 1) и после (кривые 2—4) облучения. Кривая 1 имеет типичный δ -образный вид, свидетельствующий о повышенном темпе рекомбинации в области сильного поглощения. Положение длинноволнового края соответствует составу квазиоднородной области. В спектрах ФП ЭС, освещаемых со стороны подложки, наблюдаются два пика: при $\lambda_1 = 4.5$ и $\lambda_2 = 2.5$ мкм (рис. 3, б). Проявление их обусловлено, по-видимому, фоточувствительностью квазиоднородной области КРТ и переходного слоя теллурид кадмия—КРТ соответственно. Провал в диапазоне $2.7 \div 4$ мкм объясняется повышенной рекомбинацией, вызванной скоплением дефектов в варизонной области, отвечающей ширине запрещенной зоны $E_g = 0.3 \div 0.4$ эВ (рис. 1, б).

При воздействии ИЛИ на эпитаксиальные слои КРТ с допороговой плотностью энергии ($E = 0.02$ Дж/см²) наблюдается увеличение сигнала ФП в обоих вариантах освещения образцов. Облучение приводит к длинноволновому смещению красной границы спектра ФП, возбуждаемого со стороны слоя КРТ, без существенного изменения его формы (рис. 3, а, кривая 2) и к увеличению интенсивности длинноволнового пика в спектре ФП ЭС, освещаемого со стороны подложки (рис. 3, б, кривая 2). Последующая обработка ИЛИ с плотностью энергии $E < E_{th}$ не вызывает заметных изменений спектров ФП. Исследование кинетики ИФП показывает, что кривые релаксации неравновесных носителей заряда в исходных образцах КРТ состоят из двух участков быстрого ($\tau_f < 2 \cdot 10^{-8}$ с) и медленному ($\tau_s = 2 \cdot 10^{-7}$ с) каналам рекомбинации. Облучение ЭС приводит к увеличению вклада медленной составляющей в общий характер релаксации фототока (рис. 3, с, кривая 2).

Повышение плотности энергии ИЛИ (до $E = 0.64$ Дж/см²) вызывает следующие изменения в спектре ФП, возбуждаемого со стороны слоя КРТ (рис. 3, а, кривые 3, 4): 1) рост сигнала ФП (в ~ 25 раз в максимуме спектра), 2) сдвиг максимума и длинноволновой границы в коротковолновую сторону, 3) подъем коротковолнового крыла с тенденцией к формированию плато в области $2.0 \div 4.5$ мкм. В спектрах ФП образца, освещаемого со стороны подложки, облучение приводит к росту интенсивности длинноволновой полосы без существенного изменения спектральной области фоточувствительности.

При воздействии ИЛИ с $E > 0.64$ Дж/см² вследствие эрозии фоточувствительного слоя КРТ интенсивность ФП образцов несколько падает относительно максимально чувствительных, оставаясь при этом выше по сравнению с исходными.

Для выяснения причин увеличения фоточувствительности ЭС КРТ и определения механизмов лазерного воздействия исследовались полевые и температурные зависимости коэффициента Холла и проводимости образцов, подвергнутых лазерному облучению с различной плотностью энергии. Зависимости коэффициента Холла R_H от магнитного поля H в исходных образцах типичны для КРТ n -типа проводимости, т. е. R_H слабо изменяется при увеличении H до 10^4 Э. Облучение с допороговой плотностью энергии не вызывает существенных изменений $R_H(H)$. Дальнейшее увеличение E приводит к росту величины R_H при сохранении характера зависимости от H . Последнее свидетельствует о неизменности типа проводимости приповерхностной области ЭС. Этот результат отличается от тех, которые были получены при аналогичном облучении кристаллов и пленок КРТ [2, 3], что связано, очевидно, с особенностями структуры ЭС.

На рис. 4 приведены температурные зависимости эффективных значений концентрации n_{eff} (а) и подвижности μ_{eff} (б) носителей заряда до (кривые 1) и после (кривые 2—4) облучения, рассчитанные по результатам измерений.

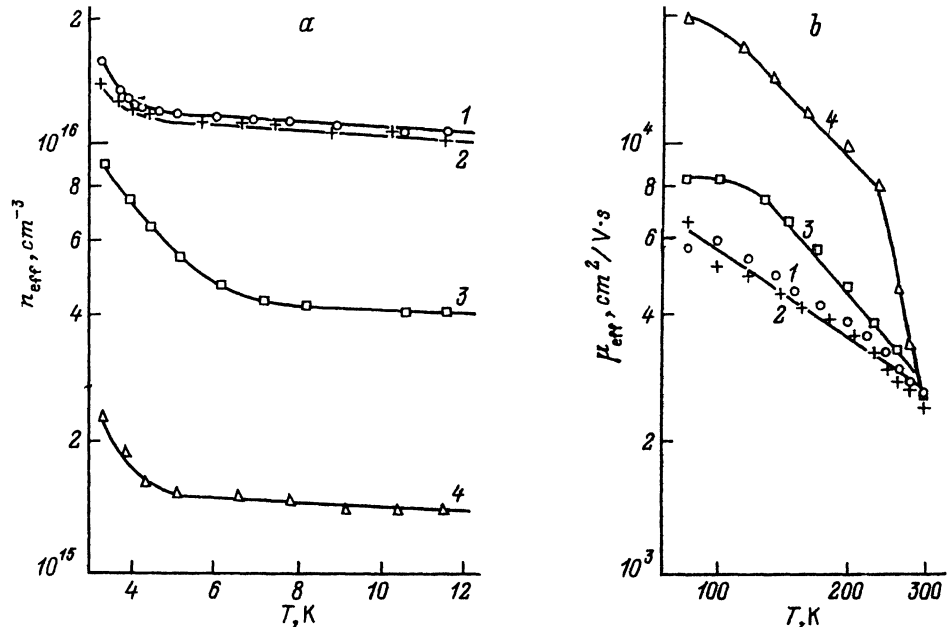


Рис. 4. Зависимости эффективных концентрации n_{eff} (а) и подвижности μ_{eff} (б) ЭС КРТ от температуры до (1) и после (2—4) облучения с плотностью энергии E , Дж/см²: 2 — 0.02, 3 — 0.32, 4 — 0.64.

Практически во всем исследуемом интервале температур величина n_{eff} не зависит от T , что свидетельствует о сильно легированном материале, в котором доминирует примесная проводимость. Лишь при температурах, близких к комнатной, проявляется собственная проводимость.

Облучение ЭС КРТ с $E < E_{\text{th}}$ не приводит к существенному изменению n_{eff} и μ_{eff} (рис. 4, а, б, кривые 2). При воздействии ИЛИ с плотностью энергии, вызывающей плавление приповерхностного слоя, эффективная концентрация носителей заряда уменьшается, а подвижность возрастает (рис. 4, а, б, кривые 3, 4), что и обуславливает повышение ФП ЭС.

Выдержка очувствленных образцов при комнатной температуре в течение года не изменяет их электрических характеристик, ЭС не деградируют.

Обсуждение результатов

Фотоэлектрические и гальваномагнитные свойства твердых растворов КРТ определяются ансамблем точечных (междоузельные атомы и вакансии) и протяженных (дислокации, границы блоков и т. д.) дефектов, а также их взаимодействием между собой. Лазерное излучение с $\hbar\omega > E_g$, поглощаясь в приповерхностном слое полупроводника, может вызывать рождение и размножение простейших дефектов, комплексообразование, развитие дислокационной структуры, перераспределение примесей и дефектов, плавление и рекристаллизацию материала, возникновение механических напряжений и т. п. При изучении взаимодействия ИЛИ с монокристаллами твердых растворов важное значение имеет выяснение роли процессов, определяющих наблюдаемые эффекты. Во многих работах [1—4] изменение электрических и фотоэлектрических свойств при обработке КРТ связывают в первую очередь с модификацией системы собственных точечных дефектов. В других работах [5—7] существенная роль уделяется протяженным дефектам (дислокациям, малоугловым границам, кластерам).

Исследования фотоэлектрических свойств ЭС КРТ, обрабатываемых различным числом наносекундных ИЛИ из области фундаментального поглощения в широком диапазоне энергии, выявили ряд особенностей, связанных со строгой критичностью механизмов лучевого воздействия к плотности энергии излучения. При значениях энергии, когда еще не наблюдаются видимые изменения морфологии поверхности ($E < E_{th}$), происходит модификация точечно-дефектной структуры приповерхностного слоя, который обогащен в исходных образцах ртутью и обуславливает различие в результатах измерений состава твердого раствора по сколу и по поверхности. Обеднение этого слоя атомами ртути в результате десорбции и, возможно, диффузии их в глубь ЭС при облучении ($E = 0.02$ Дж/см²) устраняет указанное различие. Длинноволновый сдвиг красной границы спектра ФП может быть обусловлен снятием напряжений на поверхности и насыщением приповерхностной области образца ртутью из обогащенного этим компонентом слоя [12]. Влияние ИЛИ на образовавшийся в процессе выращивания эпитаксиальных пленок p -Cd_xHg_{1-x}Te n -слоев изучалось нами в [3] и связывалось с кратковременным нагревом тонкой (~0.3 мкм) приповерхностной области КРТ. При этом фоточувствительность образцов уменьшалась. Некоторое увеличение сигнала ФП (в ~1.4 раза) при допороговой обработке слоев КРТ ИЛИ в режиме свободной генерации наблюдалось в работе [4] и объяснялось отжигом остаточных структурных несовершенств и напряжений, очисткой вследствие лазерной десорбции поверхностного слоя от инородных примесей. В нашем случае причиной фотоочувствления ЭС КРТ, облученных с $E < E_{th}$ помимо указанных эффектов, могут быть процессы аннигиляции, приводящие к частичному устранению в приповерхностном слое точечных дефектов (например, вакансии—междоузельный атом [13]). Тот факт, что электрофизические характеристики (n_{eff} , μ_{eff}) при допороговом облучении образцов не претерпевают существенных изменений (рис. 4, кривые 2), не позволяет объяснить наблюдаемое нами увеличение вклада медленной компоненты в характер релаксации ФП (рис. 3, с, кривая 2) изменением концентрации свободных носителей и согласуется с предположением об уменьшении количества рекомбинационных центров в приповерхностной области ЭС.

Значительный (в ~10÷30 раз) рост сигнала ФП, имевший место при обработке эпитаксиальных слоев КРТ ИЛИ с плотностью энергии выше порога плавления материала, связан с уменьшением эффективной концентрации электронов и увеличением их подвижности (рис. 4, кривые 3, 4). В КРТ эти величины определяются в основном наличием электрически активных собственных точечных дефектов структуры: междоузельных атомов ртути (доноров) и вакансий кадмия, ртути (акцепторов). Изменение n_{eff} в результате лазерного облучения с $E > E_{th}$ может быть обусловлено двумя причинами. Первая связана с геттерирующими свойствами протяженных дефектов, в первую очередь областей малой разориентации, что обуславливает стимулированную ИЛИ сегрегацию на них примесей. Механизм лазерного фотоочувствления в этом случае может быть подобен механизмам повышения ФП при ультразвуковой обработке кристаллов с малоугловыми границами [6] или при введении дислокаций путем механической обработки твердых растворов КРТ [7]. Эти механизмы заключаются в геттерировании электрически активных точечных дефектов на стоки (области разориентации или дислокации) с последующей их рекомбинацией. Вероятность таких процессов в нашем случае подтверждается значительной скоростью диффузии в условиях лазерного отжига [14].

Вторая причина уменьшения n_{eff} может быть заключена в следующем. Преимущественное поглощение лазерного излучения происходит на неоднородностях — границах ячеек. В результате более сильного по сравнению со всем объемом материала разогрева и акустической активации областей малой разориентации на них и в прилегающих к ним областях следует ожидать образования большого

количества вакансий ртуту, генерируемых, как правило, при лазерном облучении КРТ [1^{-4}]. Это приводит к компенсации донорных центров, которыми обогащены границы ячеек, что и проявляется в уменьшении n_{eff} .

О повышении степени однородности облученных ЭС КРТ свидетельствуют результаты исследования зависимости холловской подвижности от температуры, представленные на рис. 4, *b*. По величине $\alpha = \Delta \lg \mu_{\text{eff}} / \Delta \lg T$ можно судить о механизме рассеяния носителей заряда. Так, для исходных и облученных с $E < E_{\text{th}}$ ЭС КРТ (кривые 1, 2) $\alpha \approx -0.57$, что близко к теоретическому $-1/2$, характерному для таких механизмов, как рассеяние на акустических фононах (пьезоэлектрическое), на поляризационных фононах, на сплавном потенциале (возникающее в сплавах вследствие произвольного распределения атомов по узлам решетки) и на вайсберговских неоднородностях. В нашем случае существенную роль играют два последних из названных механизмов. Доминирующим является, по-видимому, механизм рассеяния (характерный для сильно легированных полупроводников, а также содержащих преципитаты, кластеры и т. п.) на вайсберговских неоднородностях, создающих области пространственного заряда [1^5].

После облучения ЭС ИЛИ с плотностью энергии $E = 0.32$ Дж/см² на зависимости $\lg(\mu_{\text{eff}}) = \lg(T)$ проявляется тенденция к положительному значению α , что соответствует механизму рассеяния на ионах примеси. При более высоких температурах $\alpha \approx -1.27$. Последнее является следствием конкуренции механизмов рассеяния на неоднородностях ($\alpha = -1/2$) и рассеяния на тепловых колебаниях решетки ($\alpha = -3/2$), которое характерно для более структурно совершенных полупроводников.

Увеличение плотности энергии ИЛИ, воздействующего на ЭС, вызывает дальнейшую перестройку вкладов механизмов в процесс рассеяния носителей заряда. Появившийся в области высоких температур участок с $\alpha \approx -1.48$ (рис. 4, *b*, кривая 4) достаточно точно совпадает с теоретическим значением $-3/2$, соответствующим механизму рассеяния на тепловых колебаниях решетки. Это свидетельствует об уменьшении областей пространственного заряда, изначально обусловленных, как предполагалось, границами ячеек. Такое возможно вследствие компенсации дефектов донорного типа (дислокаций, межузельных атомов Hg) в областях малой разориентации вакансиями ртуту, возникающими при воздействии ИЛИ.

Облучение ЭС КРТ ИЛИ в диапазоне плотности энергии $0.16 < E < < 1.0$ Дж/см², кроме повышения фоточувствительности, изменяет вид спектров ФП. Смещение в сторону коротких волн максимума спектра и его длинноволнового края при освещении со стороны КРТ (рис. 3, *a*, кривые 3, 4) свидетельствует об образовании слоя с большей шириной запрещенной зоны ($E_g + \Delta E_g$). Подобный эффект наблюдался при механической обработке кристаллов КРТ [5] и связывался с образованием упруго деформированных областей с остаточными внутренними напряжениями $P < P_{el}$ (предел упругости $P_{el} \approx 0.1$ ГПа). Аналогичные процессы могут иметь место и в случае воздействия ИЛИ сопровождающегося плавлением приповерхностной области ЭС. При быстром (за время ~ 10 нс) адиабатическом нагреве до температуры плавления происходит генерация акустических и ударных волн, которые вызывают уплотнение прилегающих к поверхности слоев.

Давление на фронте ударной волны, проникающей в глубь ЭС, оцениваемое для максимально очувствленных образцов с учетом разгрузки импульса давления через свободную поверхность и испарительного давления в режиме эрозии [1^6], составляет 0.01 ГПа. Это значение меньше предела упругости, что согласуется с отсутствием значительных нарушений структуры приповерхностной области ЭС КРТ. Сдвиг длинноволнового края для таких образцов составляет $\Delta E = 26$ мэВ (рис. 3, *a*, кривая 4). Требуемое для этого остаточное напряжение в упруго деформированных областях $P_3 = \Delta E_g (dE_g/dP)^{-1} = 0.26$ ГПа превышает предел уп-

ругости ($P_3 = 2.6 P_{cl}$) и более чем на порядок выше расчетного значения давления на фронте ударной волны. На основании приведенных оценок увеличение E_g не может быть объяснено только формированием упруго деформированных областей. В пользу сказанного свидетельствует стабильность фотоэлектрических характеристик очувствленных ЭС в течение длительного времени, в то время как в случае сдвига в короткие волны максимума и красной границы спектра ФП за счет образования упруго деформированных областей наблюдается тенденция к восстановлению положения максимума ФП вследствие медленной (в течение нескольких месяцев) релаксации остаточных внутренних напряжений [5].

Изменение E_g в случае лазерного воздействия, по-видимому, наряду с упругими деформациями связано с изменением состава тонкой приповерхностной области ЭС. Состав облученной области поверхности отличается от исходного в сторону уменьшения HgTe и соответствует $x = 0.30$. Этого, однако, недостаточно для объяснения наблюдаемого сдвига длинноволнового края ФП, поскольку длинноволновая граница спектра ФП формируется в сравнительно толстом (~6 мкм) слое, а поглощение лазерного излучения осуществляется в тонком (~0.3 мкм) слое, и трудно ожидать ухода HgTe из объема образца.

Вместе с тем спектры ФП очувствленного образца при его послойном травлении свидетельствуют, что положение длинноволнового края при снятии слоя до ~9 мкм не меняется, и это говорит о модификации характеристик в объеме при облучении.

Факт смещения максимума и красной границы спектра ФП при облучении ЭС КРТ наносекундными ИЛИ может быть объяснен изменением области фоточувствительности. Предполагается, что в результате стимулированной ИЛИ активации границ ячеек происходит очувствление глубоких слоев КРТ, которые имеют большую ширину запрещенной зоны. Подтверждением сказанного служит длинноволновый сдвиг максимума спектра, возбуждаемого со стороны подложки (рис. 3, б, кривая 3), и совпадение его положения с энергией максимума ФП ЭС при освещении со стороны КРТ (рис. 3, а, кривая 3).

Образование более широкозонного приповерхностного слоя, а также увеличение концентрации акцепторных центров (вакансий ртути) приводят к модификации спектра ФП — подъему коротковолнового крыла (рис. 3, а, кривые 3, 4), что характерно для барьерных структур. Форма кривой 4 (полка) свидетельствует о возникновении в приповерхностной области ЭС при лазерном облучении встроенного электрического поля, эффективно разделяющего неравновесные носители заряда и затрудняющего их рекомбинацию. Это может быть вызвано образованием барьера в приповерхностной области образца.

Лазерная активация материала толщиной, значительно превышающей глубину поглощения излучения и длину тепловой диффузии, происходит в результате нагрева, электронного возбуждения и акустической деформации приповерхностного слоя, причем последнее, вероятно, играет наибольшую роль. Именно акустические или ударные волны, возникающие в результате сильного поглощения мощных ИЛИ способны привести к перестройке дефектной структуры и изменению свойств в объеме полупроводника.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Р. В. Луцив, В. Г. Савицкий, Г. В. Пляцко, А. А. Дружинин, Б. К. Котлярчук, Н. Н. Васюк, С. Г. Кияк. ФТП, 12, 427 (1978).
- [2] И. С. Вирт, А. В. Любченко, П. Е. Мозоль, В. А. Гнатюк. ФТП, 23, 1386 (1989).
- [3] В. А. Гнатюк, Л. А. Карачевцева, А. В. Любченко, Э. А. Маловичко, П. Е. Мозоль. Оптоэлектрон. и полупроводн. техн. Вып. 23, 53 (1992).
- [4] А. А. Дружинин, Н. Н. Васюк, Ю. Г. Ахроменко. В кн.: Матер. VI Всес. симп. «Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы», 72. Львов (1983).
- [5] В. В. Дякин, В. В. Коваль, А. В. Любченко, Е. А. Сальков, В. Г. Чалая. Неорг. матер., 25, 1645 (1989).

- [6] К. А. Мысливец, Я. М. Олих. ФТП, 32, 2912 (1990).
- [7] П. И. Баранский, А. Е. Беляев, О. П. Городничий, С. М. Комиренко. ФТП, 24, 121 (1990).
- [8] П. В. Голошихин, К. Е. Миронов, А. Я. Поляков. Поверхность, вып. 12, 12 (1991).
- [9] В. П. Воронков, Г. А. Гурченко. ФТП, 24, 1831 (1990).
- [10] В. А. Гнатюк, А. И. Власенко, Б. Л. Друзь, В. И. Лукьяненко, П. Е. Мозоль, А. В. Сукач. Неорг. матер., 28, 2399 (1992).
- [11] L. O. Bubulac. J. Cryst. Growth, 86, 723 (1988).
- [12] F. G. Moore, R. E. Kremer. Appl. Phys. Lett., 52, 1314 (1988).
- [13] Г. Ю. Андерсен, Н. Е. Воробьева, А. И. Гирка, С. В. Свирида, А. В. Шишкин. В кн.: Матер. Всес. совещания-семинара «Ускорители заряженных частиц и радиационная физика», 46. Москва (1988).
- [14] В. Н. Стрекалов. ФТП, 20, 361 (1986).
- [15] Е. В. Кучис. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования, 264. М. (1990).
- [16] А. В. Веселовский, Б. М. Жиряков, Н. И. Попов, А. А. Самохин. Тр. ИОФАН, 13, 108 (1988).

Редактор Л. В. Шаронова
