

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ИМПЛАНТИРОВАННЫХ СЛОЕВ $\text{Cd}_{0.38}\text{Hg}_{0.62}\text{Te}$ И ДИОДНЫХ СТРУКТУР НА ИХ ОСНОВЕ

Белотелов С. В., Иванов-Омский В. И., Ижнин А. И.,
Смирнов В. А.

Исследованы люминесцентные свойства диодов, полученных ионной имплантацией В в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $x=0.38$. Проведен сравнительный анализ спектров люминесценции при инжекционном и фотовозбуждении. Установлено, что образующаяся при имплантации область пониженной концентрации нескомпенсированных акцепторов существенным образом сказывается на процессах излучательной рекомбинации неравновесных носителей.

Введение. Одним из основных методов получения слоев с инверсией типа проводимости при создании приемников ИК излучения на основе твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (КРТ) является ионная имплантация. В качестве имплантантов используются различные химические элементы, например В, Ве, Al и др. Как было показано, основной результат имплантации состоит в образовании электрически активных дефектов кристаллической решетки, возникающих при взаимодействии потока высокоэнергетических частиц с исходным кристаллом [1]. Можно полагать, что с этим обстоятельством связан, как свидетельствует ряд сообщений [2, 3], сложный профиль распределения концентрации электрически активных примесей в слоях подвергнутых ионной имплантации. В настоящей работе сообщается о результатах исследования инжекционной и фотолюминесценции диодов, и обсуждается связь вида спектров со структурой имплантированных слоев.

1. Методика эксперимента

Исследовались диоды, полученные в результате ионной имплантации В в объемный $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ состава $x=0.38$ с концентрацией дырок $p_{77} \sim (0.8 \div 1.0) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Энергия ионов составляла $\sim 100 \text{ КэВ}$. Отжиг после имплантации не проводился. Следует отметить, что, полученный в результате имплантации слой материала n -типа проводимости содержал высокую концентрацию электронов, вследствие чего электронный газ оказывался вырожденным. Об этом свидетельствуют результаты емкостных измерений тестовых МДП структур, изготовленных в тех же режимах что и диоды. Как следует из этих измерений, концентрация электронов в приповерхностном слое без учета вклада поверхностных состояний составляла $n_{77} \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Эта величина согласуется с данными литературы [1, 4] и означает, что создаваемые p - n -переходы были несимметричны, т. е. высота барьера для электронов и дырок отличалась на энергию вырождения. Формирование пассивирующих покрытий, контактных окон и металлических электродов осуществлялось с помощью фотолитографии. Размеры площадок диодов составляли $0.5 \times 0.5 \text{ мм}$.

Спектры электролюминесценции (ЭЛ) и фотолюминесценции (ФЛ) исследовались в широком диапазоне температур при различных уровнях возбуждения. Возбуждение ЭЛ осуществлялось токовыми импульсами длительностью $\sim 1 \text{ мкс}$, приложенными в прямом направлении. Излучение регистрировалось охлаждае-

мым приемником на основе InSb. ФЛ возбуждалась излучением непрерывного лазера на основе Nd : YAG, сфокусированным в эллиптическое пятно размером 0.5×0.1 мм. При этом плотность мощности падающего излучения достигала 500 Вт/см^2 . Малые размеры пятна и высокая плотность мощности возбуждающего излучения позволяли эффективно возбуждать люминесценцию в различных точках диодной структуры, свободных от металлических электродов, и исследовать ФЛ как имплантированных так и неимплантированных участков диода. Лазерное излучение модулировалось призмным модулятором, формирующим импульсы длительностью 15 мкс при скважности ~ 60 . Система регистрации излучения ФЛ была такой же, как и в случае ЭЛ.

2. Экспериментальные результаты

Фотолюминесценция исходного материала. Фотолюминесценция исходного материала исследовалась на диодах с которых механически удалялись как защитное покрытие, так и слой, подвергшийся воздействию имплантации. Суммарная толщина удаляемого материала составляла при этом 10—15 мкм. Затем эта поверхность подвергалась травлению по стандартной методике. При низких температурах спектры ФЛ имели сложную структуру, состоящую из трех линий

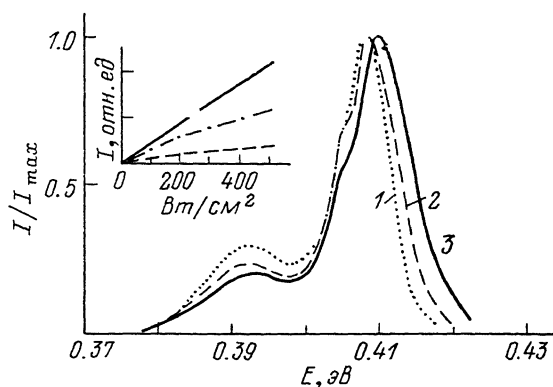


Рис. 1. Спектры ФЛ исходного материала диодов при $T=15 \text{ К}$ и различных уровнях возбуждения.

1 — 43, 2 — 180, 3 — 500 Вт/см^2 .

(рис. 1). Высокоэнергетическая линия связана, как полагают авторы работ [5, 6], с излучательными переходами зона—зона. Низкоэнергетическую линию можно приписать переходам зона—акцептор, энергия залегания которого составляет $\sim 18 \text{ мэВ}$ [5, 6]. Характерно что полуширина примесной линии близка к полуширине линии межзонного излучения. При высоких уровнях возбуждения на низкоэнергетическом крыле линии межзонного излучения появляется перегиб, соответствующий излучательным переходам на более мелкий акцептор с энергией залегания $\sim 4\text{—}6 \text{ мэВ}$. Ранее проведенные исследования электрофизических свойств КРТ показали наличие акцепторных состояний с близкой энергией активации [7], однако излучательные переходы, связанные с подобными уровнями, не наблюдались. С понижением мощности возбуждения максимум этой линии сливается с максимумом линии межзонного излучения. На вставке к рисунку показана зависимость интенсивности трех наблюдаемых линий от мощности падающего излучения. Увеличение уровня возбуждения приводит к перераспределению интенсивности между примесными и межзонной линиями в пользу последней. Кроме того, при увеличении уровня возбуждения наблюдаются уширение линии межзонного излучения и сдвиг максимумов всех линий в сторону больших энергий на величину $\sim 1.5 \text{ мэВ}$ вследствие вырождения электронного газа в зоне проводимости за счет неравновесных носителей.

В спектре ФЛ при 84 К (рис. 2, кривая 1), кроме основной линии, соответствующей межзонной излучательной рекомбинации, на ее низкоэнергетическом

крыле наблюдается слабая линия, связанная с рекомбинацией на акцептор с энергией ~ 18 мэВ, причем из-за слабой интенсивности она разрешается только при высоком уровне возбуждения. Низкая интенсивность этой линии не позволяет также точно определить ее полуширину, однако грубая оценка показывает, это значение, как и в случае низких температур, близко к полуширине линии межзонного излучения. Изменение положения максимума линии межзонного излучения при увеличении температуры связано с температурным изменением ширины запрещенной зоны и хорошо согласуется с расчетом [8].

Кроме того, на рисунке приведены спектры фоточувствительности диода (кривая 3) и фоторезистора (кривая 2), изготовленного из исходного материала диодов. Максимум спектральной чувствительности диода лежит в области фундаментального поглощения при энергиях квантов падающего излучения больших, чем ширина запрещенной зоны. В тоже время в спектре фоторезистора максимум чувствительности приходится на примесную область. Такое смещение

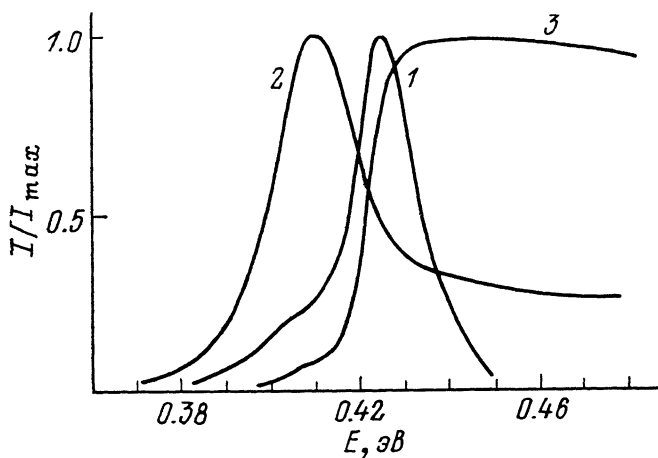


Рис. 2. Спектры ФЛ и фоточувствительности исходного материала и диода.

1 — ФЛ, 2 — фоточувствительность в режиме фоторезистора, 3 — фоточувствительность диода в фото-вольтаическом режиме.

максимума чувствительности в низкоэнергетическую область спектра при относительно невысокой концентрации основных носителей заряда обусловлено сильной компенсацией материала.

Фотолюминесценция диодной структуры. Исследование спектров ФЛ различных участков поверхности диода проводилось при возбуждении люминесценции через слой пассивирующего диэлектрика. Как оказалось, при низких температурах ($T=15$ К) спектры имплантированного и неимплантированного участков по форме и положению максимума совпадали и были сходны со спектрами ФЛ исходного материала. На рис. 3 приведен спектр имплантированного участка диода. В спектре присутствуют линии, отвечающие излучательным переходам зона—зона и зона—акцептор с энергией залегания ~ 18 мэВ. То, что в спектре отсутствует линия, связанная с переходами на мелкий акцептор, очевидно, связано с ослаблением возбуждающего излучения пассивирующим диэлектриком. Следует также отметить, что интенсивность ФЛ неимплантированного участка диода была выше, чем имплантированного. Детально соотношение интенсивностей ФЛ различных участков исследовалось при более высоких температурах.

На рис. 4, а приведены спектры ФЛ имплантированного (кривая 1, а) и неимплантированного (кривая 2, а) участков диода, снятые при $T=84$ К. В этом случае спектры состояли из одной линии, связанной с переходами зона—зона. Как и при низких температурах, положение максимума и полуширина линий, полученных на различных участках диода, совпадали, а вид спектра был сходен со спектром исходного материала. Детали спектра, разрешаемые при высоком

уровне возбуждения, отсутствовали. Отношение интенсивностей излучения имплантированного и неимплантированного участков диода при постоянном уровне возбуждения составляло $\sim 1 : 3$. Аналогичный характер носили спектры ФЛ другого диода, приведенные на рис. 4, б.

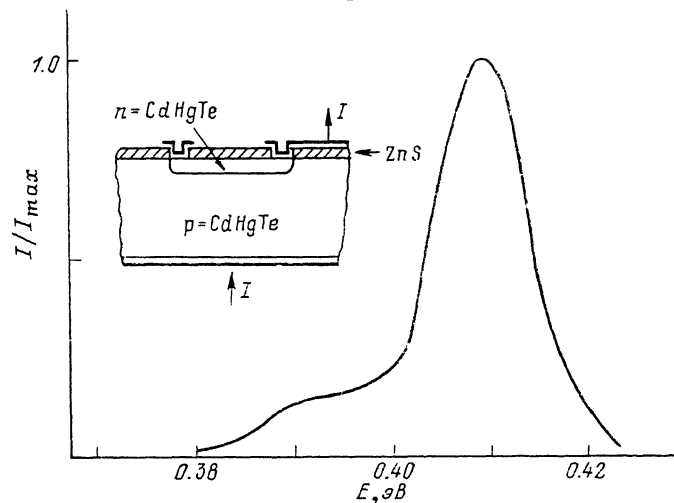


Рис. 3. Спектр ФЛ имплантированной области диодной структуры при $T=15$ К.
На вставке — схема конструкции диода.

Поскольку при возбуждении ФЛ имплантированной области диода при $T=15$ К в спектре имеется линия, связанная с переходами на акцептор, можно сделать вывод, что мы наблюдаем люминесценцию более глубокой области кристалла, лежащей под имплантированным слоем. Об этом же свидетельствует

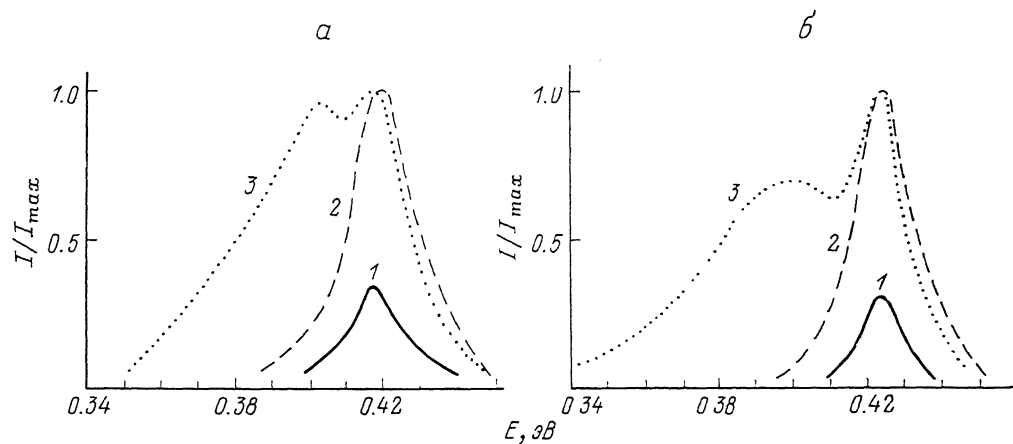


Рис. 4. Спектры фото- и электролюминесценции двух типичных диодных структур при $T=84$ К.

1 — ФЛ имплантированной области, 2 — ФЛ неимплантированной области, 3 — ЭЛ.

и отсутствие уширения и смещения максимумов линий в спектрах ФЛ во всем рассматриваемом диапазоне температур, характерных для сильно легированного материала n -типа [9]. Можно полагать, что соотношение интенсивностей спектров ФЛ имплантированного и неимплантированного участков диода обусловлено ослаблением возбуждающего излучения в $e^{\alpha d}$ раз за счет поглощения в материале n -типа. С учетом того, что коэффициент поглощения $\alpha \sim 6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, а толщина имплантированной области $d=1.0-1.5$ мкм, возбуждающее излучение будет ослабляться $b \sim 2-3$ раза, в то время как излучение люминесценции вследствие эффекта широкозонного окна поглощается значительно слабее.

Отсутствие излучения из сильно легированной n -области может объясняться двумя причинами: во-первых, резким возрастанием концентрации центров безызлучательной рекомбинации в результате ионной бомбардировки [10], во-вторых, разделением встроенным полем p — n -перехода пар неравновесных носителей, генерируемых за счет поглощения возбуждающего излучения в n -области диода. В результате действия такого поля неравновесные дырки из n -области переходят в p -область. Возникающая при этом фотоэдс в наших экспериментах составляла величину ~ 0.3 В и практически спрямляла потенциальный барьер для электронов. Так как из-за несимметричности p — n -перехода потенциальный барьер для дырок был несколько выше, чем для электронов, и полностью не спрямлялся напряжением фотоэдс, электроны могли вытягиваться из n -области в p -область вслед за дырками. Это обстоятельство определяло то, что при возбуждении n -области излучательная рекомбинация наблюдалась только в p -области диода.

Электролюминесценция диодов. На рис. 4, а, б приведены два типа спектров ЭЛ для двух диодов (кривые 3, а, б) при $T=84$ К. Спектры, хотя и несколько

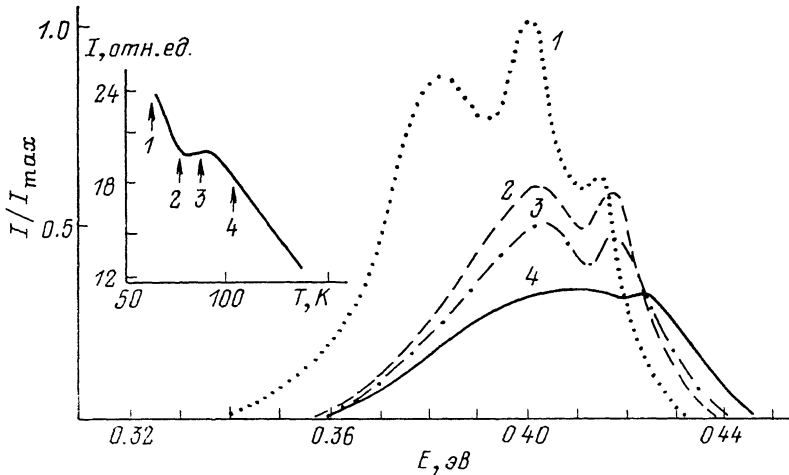


Рис. 5. Спектры ЭЛ диода при различных температурах.

T, K : 1 — 65, 2 — 78, 3 — 88, 4 — 104. На вставке — температурная зависимость интегральной интенсивности ЭЛ. Стрелками указаны температуры соответствующих спектральных зависимостей.

различаются по форме, имеют сходные особенности. Они состоят из двух линий, расстояние между максимумами которых изменяется в пределах 14—22 мэВ. Соотношение интенсивностей между линиями в спектрах различных диодов также несколько отличается. Однако во всех случаях полуширина низкоэнергетической линии в несколько раз превосходит полуширину высокоэнергетической линии. Хорошее совпадение формы и положения максимума в обоих типах спектров ЭЛ с линиями в спектрах ФЛ соответствующих диодов позволяет сделать вывод, что высокоэнергетическая линия связана с излучательными переходами зона—зона p -области, что совпадает с результатами исследования ФЛ. Вопрос о природе низкоэнергетической части спектров ЭЛ будет рассмотрен далее.

На рис. 5 представлены спектры ЭЛ одного из диодов при постоянном значении тока инжекции для различных температур. На вставке к рисунку приведена температурная зависимость интенсивности ЭЛ, снятая интегрально. Зависимость носит немонотонный характер и в интервале температур 78—95 К имеет плоский участок, который может свидетельствовать об изменении механизмов температурного гашения люминесценции. Энергия активации, определенная по наклону зависимости $\ln I$ ($1/T$), в области температур $T < 78$ К оказалась ~ 15 —20 мэВ, в то время как в области $T > 95$ К эта величина составляла ~ 6 мэВ. Стрелками указаны температуры, для которых приведены спектры ЭЛ. В области $T < 78$ К спектр состоял из трех линий, причем наиболее высокоэнергетическая, как уже отмечалось, обусловлена межзонными оптическими переходами. Две другие линии находились от нее на расстоянии 14 и 32 мэВ.

При повышении температуры интенсивность низкоэнергетических линий резко падала и при $T=78$ К они вырождались в одну широкую полосу. В то же время интенсивность линии межзонного излучения изменялась незначительно. Плоский участок зависимости $I(T)$ соответствовал слабому изменению интенсивности оставшихся двух линий. Затем при дальнейшем повышении температуры их интенсивность спадает с одинаковой скоростью. При этом наблюдаются уширение и размытие линий, связанные с увеличением тепловой энергии носителей. Как и в случае ФЛ, увеличение температуры приводит к смещению спектров в область больших энергий, связанному с изменением ширины запрещенной зоны. В работе [11] также сообщается о резком изменении формы спектров ЭЛ диодов на основе КРТЛ, полученных ионной имплантацией, при понижении температуры. Однако дополнительные линии в этом случае проявлялись слабо, что, возможно, связано с планарной технологией изготовления диодов.

3. Обсуждение результатов

Сравнение спектров люминесценции при инжекционном и фотовозбуждении показывает, что их вид зависит от способа возбуждения. При низких температурах в спектрах ЭЛ наблюдаются две линии, положение которых не совпадает с положением линий в спектрах ФЛ. Кроме того, для всей области исследуемых

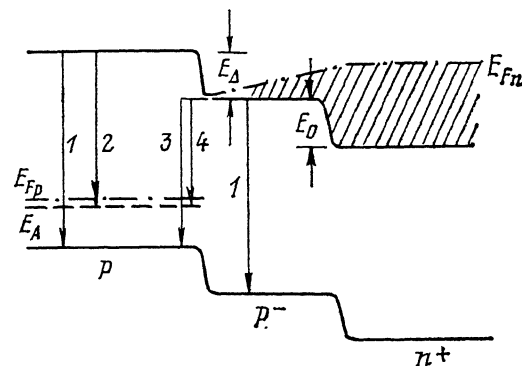
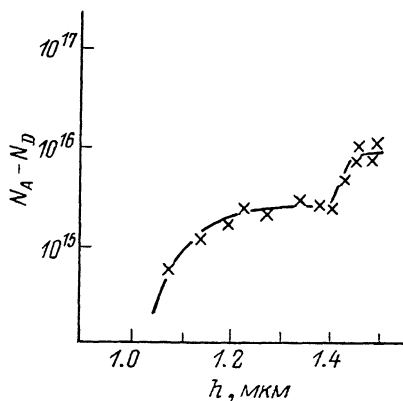


Рис. 6. Распределение концентрации нескомпенсированных акцепторов по глубине.

Рис. 7. Диаграммы энергетических зон диода при прямом смещении.

E_{Fn} , E_{Fp} — квазиуровни Ферми электронов и дырок; E_A , E_0 — величины энергетических барьеров; E_A — энергия залегания акцептора; 1—4 — каналы излучательной рекомбинации.

температур, существенны различия в полуширинах и соотношениях интенсивностей между низкоэнергетической и высокоэнергетической частями спектра при различных видах возбуждения. Эти различия, как можно полагать, связаны со структурой диодов.

Исследование емкостных характеристик позволило определить профиль распределения нескомпенсированных акцепторов в p -области диодов. Одна из таких зависимостей представлена на рис. 6. Анализ вольт-фарадных характеристик (ВФХ) показал, что в диодах имеются две области с различной концентрацией $N_A - N_D$, причем область с меньшей концентрацией p^- находилась ближе к границе $p-n$ -перехода, а ее толщина составляла ~ 0.5 мкм. Таким образом, на основании емкостных измерений структура диода может быть охарактеризована как $p/p^-/n^+$. Результаты исследования ВФХ согласуются с данными литературы [1, 2]. Модель зонной диаграммы такого диода показана на рис. 7. Характерная особенность диаграммы состоит в наличии двух барьеров E_0 и E_A , образованных соответственно $p^- - n^+$ - и $p - p^-$ -переходами, и расположенными на некотором расстоянии друг от друга. Величина E_0 , определенная из вольт-амперных характеристик, составляла 350 мэВ. E_A , оцененная

по разнице в положении уровня Ферми при различных концентрациях $N_A - N_D$ в материале p -типа, полученных из ВФХ, составляла 10—16 мэВ.

Напряжение, прикладываемое в прямом направлении, приводит к снижению, в первую очередь, барьера, образованного $p^- - n^+$ -переходом, и инжекции электронов в p^- -область. Если температура высока, то электроны легко преодолевают барьер E_Δ и за счет дрейфа проникают в глубь p -области, где рекомбинируют. В этом случае возможны как межзонные излучательные переходы (процесс 1, рис. 7) в p - и p^- -областях, так и переходы зона—примесь (процесс 2) в области p . Однако излучение, возникшее в результате межзонных переходов, испытывает сильное поглощение в материале диода, в то время как излучение зона-акцептор из-за меньшей энергии кванта поглощается значительно слабее. Этим и объясняется то, что в спектрах ЭЛ низкоэнергетическая линия близка по интенсивности к линии межзонного перехода, в то время как в спектрах ФЛ, где отсутствует дрейф носителей, их интенсивность резко различается.

Возгорание низкоэнергетических линий ЭЛ при понижении температуры (рис. 5) может быть приписано появлению дополнительного механизма излучательной рекомбинации. С понижением температуры, когда тепловая энергия электронов становится недостаточной для преодоления барьера между p - и p^- -областями, плотность электронов в предбарьерной области возрастает, увеличивая вероятность туннельного просачивания через барьер с излучением фотона. За переходы такого рода могут быть ответственны состояния, локализованные на границе p - и p^- -областей, и в том числе связанные с технологией создания диодов. В этом случае энергия излучаемых квантов будет меньше энергии прямых переходов зона—зона и зона—акцептор (процессы 1 и 2, рис. 7) на глубину залегания промежуточных состояний, т. е. энергия, соответствующая процессам 3 и 4, определяется величинами $E_g - E_T$ и $E_g - E_A - E_T$. Из экспериментально определенных расстояний между линиями в спектре ЭЛ (рис. 5) следует, что $E_T = 14$ мэВ, при этом, как видно из спектров ФЛ (рис. 1), $E_A = 18$ мэВ.

Заключение. Результаты исследования ФЛ и ЭЛ совместно с емкостными измерениями фотодиодных структур, изготовленных методом ионной имплантации кристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$, позволили выявить наличие области пониженной концентрации p^- и возникающего при этом дополнительного барьера в p -области. С существованием этого барьера связывается возникновение низкоэнергетических полос ЭЛ при низких температурах, обусловленных, как можно думать, излучательными переходами с туннелированием. Образование барьера можно приписать особенностям процесса ионной имплантации, столь склонного к образованию таких дефектов материала, как сплавы КРТ.

Авторы благодарят Б. В. Царенкова за полезные замечания.

Список литературы

- [1] Nemirovsky Y., Rosenfeld D., Adar R., Krnfeld A. // J. Vac. Sci. Techn. (A). 1988. V. 7. N 2. P. 528—535.
- [2] Bubulac L. O., Tennant W. E., Lo D. S., Edwall D. D., Robinson J. C., Chen J. S. // J. Vac. Sci. Techn. (A). 1987. V. 5. N 5. P. 3166—3170.
- [3] Bubulac L. O., Tennant W. E. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 5. P. 355—357.
- [4] Baars J., Hurrele A., Rothmund W., Frilsche C., Jacobus J. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 3. P. 1461—1466.
- [5] Баженов Н. Л., Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И., Ижнин А. И., Смирнов В. А. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 1. С. 93—97.
- [6] Ravid A., Zussman A. // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. N 9. P. 4260—4269.
- [7] Edwall D. D., Gertner E. R., Tennant W. E. // J. Electron. Mater. 1985. V. 14. N 3. P. 245—268.
- [8] Schmit J. L., Stelzer E. L. // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. N 12. P. 4865—4869.
- [9] Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках. М., 1973. 456 с.
- [10] Bahir G., Kalih R., Nemirovski Y. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 42. N 11. P. 1057—1059.
- [11] Zucca R., Bajaj J., Blazejewski E. R. // J. Vac. Sci. Techn. (A), 1988. V. 6. N 4. P. 2728—2734.