

НЕЙТРОННОЕ ОБЛУЧЕНИЕ $Cd_xHg_{1-x}Te$

Иванов-Омский В. И., Кутехов Н. В., Смирнов В. А.,
Юлдашев Ш. У., Гадаев О. А.

Исследовалась возможность нейтронного трансмутационного легирования и его влияния на фотолуминесцентные и фотоэлектрические свойства $Cd_xHg_{1-x}Te$.

Установлено, что при облучении $n-Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x = 0.2-0.3$) тепловыми нейтронами флюенсом $10^{17}-10^{18} \text{ см}^{-2}$ и последующем термическом отжиге в насыщенных парах ртути образуется материал p -типа проводимости, концентрация дырок в котором зависит от дозы облучения. Наиболее вероятным источником акцепторов является ядерная реакция $^{198}\text{Hg}_{80}(n, \gamma)^{197}\text{Hg}_{80} \rightarrow ^{197}\text{Au}_{79}$, что подтверждается активационным анализом. Нейтронное легирование не приводит к сильным изменениям фотоэлектрических и фотолуминесцентных свойств.

Изменение времени жизни неравновесных носителей в $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x \sim 0.2$) обусловлено изменением концентрации равновесных носителей заряда, введения же глубоких рекомбинационных центров не наблюдается. В спектре фотолуминесценции нейтронно легированного $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x \sim 0.3$) наблюдается появление новой полосы излучения, обусловленной введением акцепторов с энергией ионизации $E_A = 19-22 \text{ мэВ}$. По изменению полуширины полосы излучения проведены оценки концентрации акцепторов $N_A = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и степени компенсации $K = 0.85$.

Влияние нейтронного облучения на электрофизические параметры $Cd_xHg_{1-x}Te$ исследовалось в $[1-4]$. Облучение проводилось как при низких ($T = 10, 80 \text{ К}$), так и при высоких ($T = 323, 333 \text{ К}$) температурах образцов $Cd_xHg_{1-x}Te$ с $x = 0.2$, интегральными дозами нейтронов $10^{13}-10^{16} \text{ см}^{-2}$. В указанных работах установлена следующая общая закономерность: увеличение концентрации равновесных носителей заряда в образцах n -типа и уменьшение ее в материале p -типа с увеличением дозы нейтронного облучения, что обусловлено преимущественным введением донорных центров. В работе $[2]$ введение этих донорных центров связывалось с ядерной трансмутацией $^{114}\text{Cd} \rightarrow ^{115}\text{In}$, однако затем в $[3]$ было показано, что донорные центры образуются за счет радиационных дефектов, введенных быстрыми нейтронами. Следует отметить, что в вышеприведенных работах эффект ядерного легирования $Cd_xHg_{1-x}Te$ не наблюдался вследствие того, что флюенс нейтронов не превосходил 10^{16} см^{-2} . Облучение в ядерном реакторе флюенсами тепловых нейтронов $10^{16}-10^{18} \text{ см}^{-2}$ $[5, 6]$ показало, что имеет место более сложный характер воздействия нейтронного облучения, при котором в материал вводятся одновременно дефекты донорного и акцепторного типа. При этом радиационные дефекты донорного типа вводятся в основном за счет быстрых нейтронов, а образование акцепторов обусловлено ядерным легированием золотом, в результате (n, γ) -реакции $^{196}\text{Hg}_{80}(n, \gamma)^{197}\text{Hg}_{80} \rightarrow ^{197}\text{Au}_{79}$, а также за счет атомов отдачи $[5]$. Введение дефектов за счет атомов отдачи является существенным вследствие наличия изотопа ^{113}Cd , имеющего большое сечение поглощения тепловых нейтронов $- 2 \cdot 10^4 \text{ барн}$ $[7]$. Для выявления эффекта ядерного легирования необходим процесс термического отжига с целью удаления радиационных дефектов, маскирующих его проявления. Термический отжиг в случае $Cd_xHg_{1-x}Te$ имеет свои особенности, связанные с необходимостью проведения его в насыщенных парах ртути для исключения испарения атомов ртути из материала.

В настоящей работе с целью более детального исследования процесса трансмутационного легирования $Cd_xHg_{1-x}Te$ с помощью тепловых нейтронов исследованы традиционных электрофизических и фотоэлектрических свойств дополнительно изучением фотолуминесценции облученного материала. Облучению подвергались

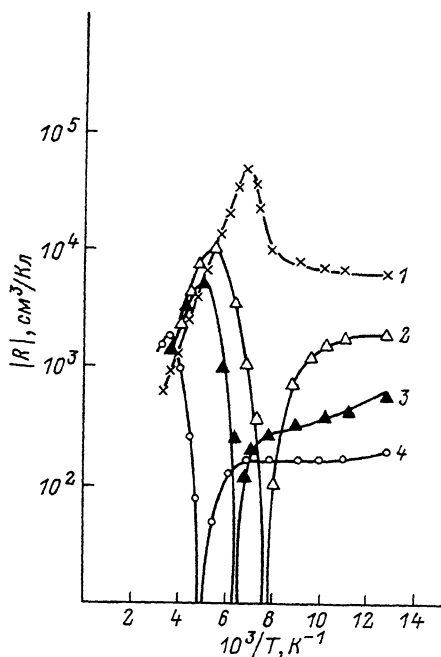
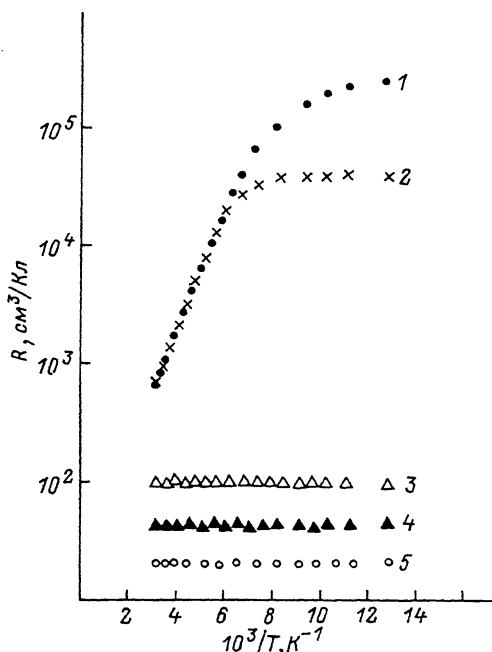


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициента Холла R образцов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0.24$) до облучения (1) и после нейтронного облучения тепловых нейтронов.

Рис. 2. Температурные зависимости R нейтронно облученных образцов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0.24$) и отожженных при 220°C в течение 1 ч в насыщенных парах ртути.

Флюенс тепловых нейтронов, см^{-2} : 2— $5 \cdot 10^{16}$, 3— 10^{17} , 4— $5 \cdot 10^{17}$, 5— 10^{18} .

Флюенс тепловых нейтронов, см^{-2} : 1— $5 \cdot 10^{16}$, 2— 10^{17} , 3— $5 \cdot 10^{17}$, 4— 10^{18} .

образцы $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ состава ($x=0.2\text{--}0.3$) размером $1 \times 0.3 \times 0.2$ см. Нейтронное облучение производилось в вертикальном канале реактора ВВР-СМ ИЯФ АН Узбекистана в диапазоне флюенса тепловых нейтронов $5 \cdot 10^{16}\text{--}10^{18}$ см^{-2} при температуре не выше 70°C . Отношение потока тепловых нейтронов к быстрым $\varphi_T/\varphi_6 = 10$. После необходимого времени выдержки образцов для спада уровня наведенной активности до допустимого уровня проводился термический отжиг с целью устранения радиационных дефектов. Согласно [4,5], отжиг основной части радиационных дефектов, наведенных быстрыми нейтронами, происходит в интервале температур $100\text{--}150^\circ\text{C}$. В настоящей работе была выбрана заведомо большая температура 200°C , и отжиг производился в течение 1 ч в насыщенных парах ртути.

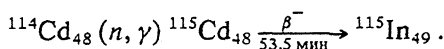
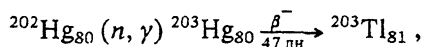
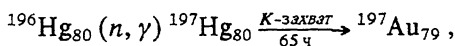
Измерения постоянной Холла и удельного сопротивления производились методом Ван-дер-Пау до и после облучения в интервале температур $77\text{--}300$ К. При температуре жидкого азота производилось также измерение магнитопольевой зависимости коэффициента Холла в интервале напряженности магнитного поля $1\text{--}12$ кЭ. По релаксации сигнала фотопроводимости определялось время жизни неравновесных носителей в диапазоне температур $77\text{--}300$ К. Кроме того, для образцов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0.3$) проводились исследования низкотемпературной фотолуминесценции.

На рис. 1 приведены температурные зависимости коэффициента Холла для образцов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0.24$), облученных различными флюенсами тепловых нейтронов. Видно, что облучение приводит к увеличению концентрации электронов в согласии с предположением о преимущественном введении донорных центров при нейтронном облучении [1⁵].

На рис. 2 представлены температурные зависимости коэффициента Холла этих же образцов после термического отжига при $T=220^\circ\text{C}$ в течение 1 ч. Видно, что у образцов, облученных флюенсом тепловых нейтронов 10^{17} см^{-2} и выше, после

отжига наблюдается дырочный тип проводимости, причем отчетливо видна дозовая зависимость концентрации дырок. Для образца, облученного флюенсом $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, после отжига наблюдается вид температурной зависимости коэффициента Холла, характерной для образцов с неоднородным распределением концентрации примеси [8]. Из вышеприведенных результатов следует, что при нейтронном облучении в материал $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x = 0.2-0.3$) вводится акцепторная примесь, которая не устраняется при термическом отжиге. Одним из источников появления такой примеси может являться ядерная трансмутация.

Каждый из входящих в состав сплава $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ химических элементов состоит в свою очередь из большого количества стабильных изотопов. Поэтому нейтронное облучение приводит к возникновению значительного количества новых химических элементов вследствие (n, γ) -реакций с участием тепловых нейтронов. Эти новые элементы могут выступать в роли донорной, акцепторной и электрически нейтральной примесей. Конечный результат легирования зависит от эффективности соответствующих (n, γ) -реакций. Из всего многообразия ядерных реакций в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ можно выделить три основные, обладающие наибольшей эффективностью:



Концентрацию, введенную с помощью вышеперечисленных реакций, можно рассчитать согласно выражению [9]

$$N_i = N_0 k_i \sigma_i \varphi t, \quad (1)$$

где N_i — концентрация примеси i -сорта, N_0 — концентрация исходной смеси изотопов, k_i — относительное содержание, σ_i — сечение активации i -изотопа, φ — плотность потока тепловых нейтронов, t — время облучения. Согласно проведенной оценке, наиболее эффективной является ядерная реакция с образованием атома золота, которая в несколько раз превосходит вероятность образования атомов таллия и индия. Однако оценку концентрации введенной примеси с помощью выражения (1) можно рассматривать как приближенную, так как необходимо учитывать зависимость сечения активации от энергии нейтронов, которая, как правило, описывается сложными функциональными зависимостями. О преимущественном введении атомов золота по сравнению с другими атомами, образующимися при (n, γ) -ядерных реакциях, свидетельствуют данные нейтронного активационного анализа [10].

На рис. 3 представлены температурные зависимости времени жизни неравновесных носителей заряда в образцах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x = 0.24$) до и после облучения с отжигом. Плоскими линиями представлены температурные зависимости времени жизни для оже-рекомбинации в сплавах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ n - и p -типа проводимости [11, 12]. Сравнение экспериментальных данных с теоретическими расчетами показывает, что во всем исследованном интервале температур время жизни определяется межзонной оже-рекомбинацией. Уменьшение времени жизни при $T = 77 \text{ К}$ после нейтронного легирования обусловлено лишь увеличением равновесной концентрации носителей заряда. Введения же большого количества дефектов, которое бы приводило к изменению механизма рекомбинации от оже- к шоклиридовской рекомбинации, на дефектных центрах не наблюдалось. Не наблюдается также изменения состава, которое бы приводило к изменению ширины запрещенной зоны. О том, что состав $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ не изменяется в результате нейтронного облучения, свидетельствуют также результаты исследования спектров фотолюминесценции.

На рис. 4 представлены спектры фотолюминесценции образцов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x = 0.3$) при температуре 4.2 К до и после нейтронного облучения с последующим

Рис. 3. Температурные зависимости времени жизни τ неравновесных носителей в образцах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x = 0.24$) необлученного (1) и нейтронно облученных образцов с последующим отжигом.

Флюенс нейтронов, см^{-2} : 2 — 10^{17} , 3 — $5 \cdot 10^{17}$.

отжигом. Спектр фотолюминесценции образца до нейтронного облучения состоит из двух полос излучения, что характерно для материала $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [13,14]. Коротковолновая полоса излучения обусловлена межзонной излучательной рекомбинацией, а длинноволновая — излучательной рекомбинацией с участием акцепторов. Энергия ионизации акцепторов составляет ~ 14 мэВ и определена по энергетическому расстоянию между межзонной и примесной полосами излучения. Коротковолновая полоса излучения в нейтронно легированном материале $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ совпадает по своему энергетическому положению с полосой межзонной излучательной рекомбинации необлученного материала, что свидетельствует

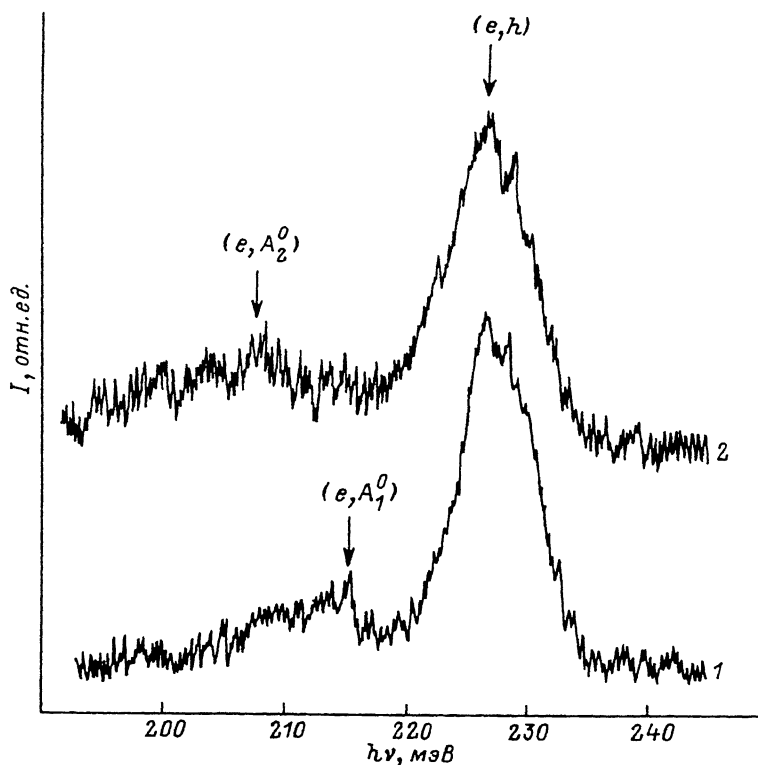
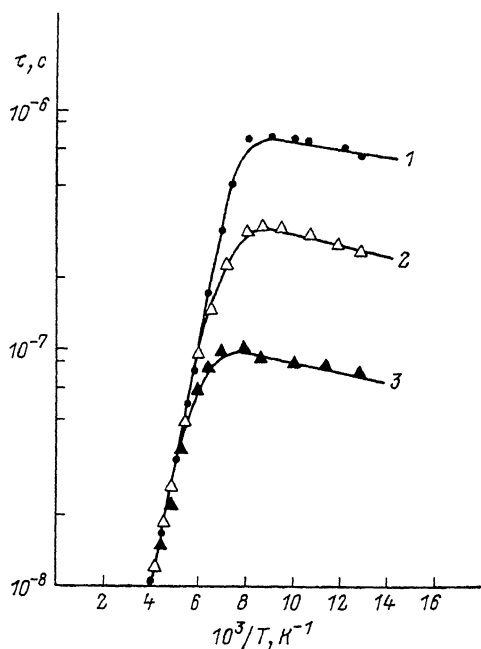


Рис. 4. Спектры фотолюминесценции ($T = 4.2$ К) образцов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x = 0.3$).

1 — необлученного, 2 — нейтронно облученного образца с последующим отжигом, флюенс нейтронов — 10^{17} см^{-2} .

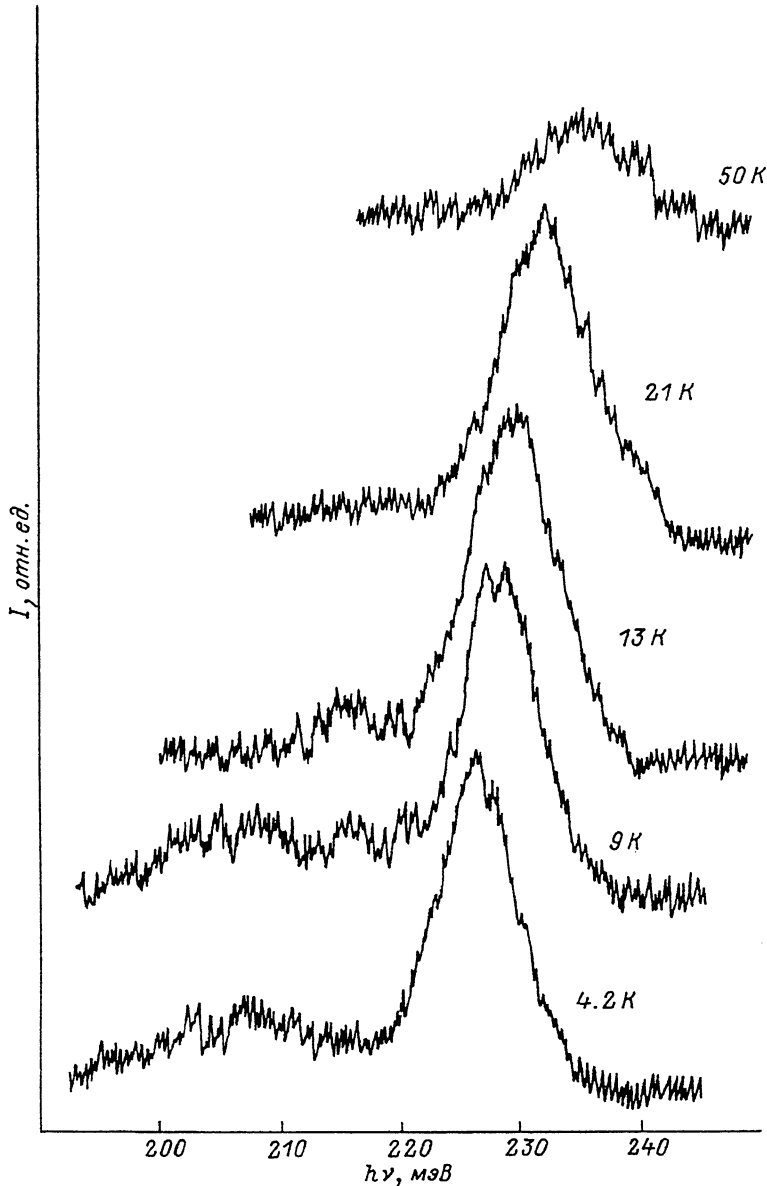


Рис. 5. Спектры фотолуминесценции нейтронно легированного образца $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в зависимости от температуры.

о том, что в результате нейтронного облучения ширина запрещенной зоны не изменяется, а следовательно, не изменяется и состав материала. Последствия нейтронного облучения проявляются в примесной области излучения. В спектре фотолуминесценции нейтронно облученного образца появляется дополнительная более длинноволновая полоса излучения (e, A_2^0). Энергетическое положение этой полосы относительно полосы межзонной рекомбинации составляет 19—22 мэВ. Более глубокую по сравнению с исходным образцом примесь в нейтронно облученном образце естественно было бы связать с акцепторами, возникающими в результате нейтронной трансмутации, т. е. атомами золота. В работе [15] было установлено, что в результате легирования золотом методом термодиффузии в спектрах ФЛ $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x = 0.32, 0.48$) появляется полоса излучения, отстоящая от межзонной полосы на величину

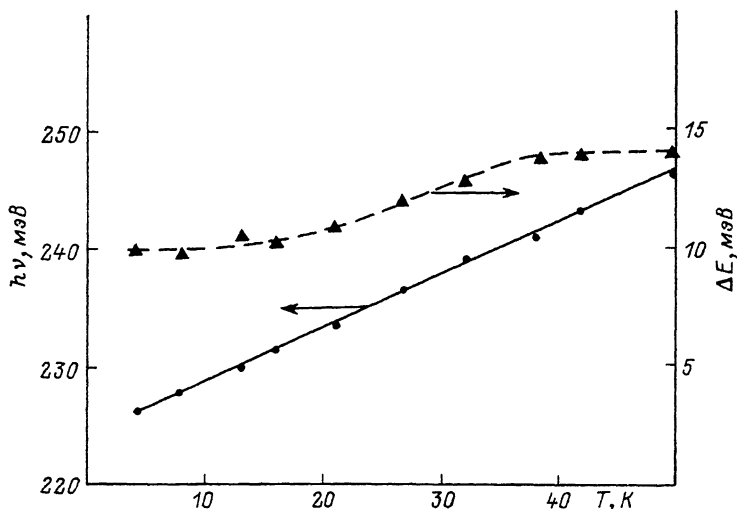


Рис. 6. Температурные зависимости энергии максимума и полуширины коротковолновой полосы излучения нейтронно легированного образца $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x = 0.3$).

13—15 мэВ, которая связана с атомами золота. В настоящей работе полоса излучения с энергией залегания 14 мэВ наблюдалась в исходном нелегированном образце, поэтому она связана, по-видимому, с природными акцепторами, вакансиями атомов ртути. В результате нейтронного облучения появляются новые более глубокие акцепторы с $E_A = 19—22$ мэВ, которые связаны, по нашему мнению, либо с атомами золота, образующимися в результате нейтронной трансмутации, либо с радиационными дефектами акцепторного типа, не отжигающимися при используемых температурах отжига. Следует также отметить, что наблюдение излучательной рекомбинации в нейтронно легированном материале $Cd_xHg_{1-x}Te$ свидетельствует о достаточно низкой дефектности отожженного материала, так как в противном случае преобладала бы безызлучательная рекомбинация.

На рис. 5 представлены спектры ФЛ нейтронно легированного $Cd_xHg_{1-x}Te$ при различных температурах. Температурное поведение полос излучения подтверждает данную выше интерпретацию, что самая коротковолновая полоса соответствует межзонной излучательной рекомбинации, так как она присутствует в спектре при высоких температурах, тогда как другие полосы излучения не наблюдаются при температуре выше 20 К. С увеличением температуры также наблюдается заметное смещение коротковолновой полосы в сторону больших энергий, что связано с увеличением ширины запрещенной зоны $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x \sim 0.3$) при повышении температуры.

На рис. 6 представлены энергетическое положение максимума и полуширина коротковолновой полосы излучения в зависимости от температуры. Из этого рисунка видно, что смещение максимума от температуры происходит линейно с наклоном $dE_{max}/dT = 4 \cdot 10^{-4}$ эВ/К. Увеличение ширины запрещенной зоны согласно [16] для $Cd_xHg_{1-x}Te$ состава 0.3 происходит с наклоном $dE_g/dT = 2.14 \cdot 10^{-4}$ эВ/К. Отсюда видно, что полоса излучения смещается сильнее, чем изменяется ширина запрещенной зоны $dE_{max}/dT = dE_g/dT + 1.8 \cdot 10^{-4}$ эВ/К. Данное обстоятельство можно объяснить излучательными переходами, происходящими без сохранения квазиимпульса. Эта модель успешно использовалась для объяснения поведения полос излучения в сильно легированных лазерах GaAs [17], а также температурного поведения полос излучения в $Cd_xHg_{1-x}Te$ [14]. В случае указанных излучательных переходов максимум полосы смещается как $dE_{max}/dT = dE_g/dT + 2kT$, что и наблюдается в нашем случае.

Из рис. 6 видно также, что с увеличением температуры происходит уширение межзонной полосы излучения, причем изменение происходит нелинейно. В температурном интервале 20—30 К происходит достаточно резкое увеличение по-

душирины полосы излучения. Такое немонотонное изменение может быть связано со специфическим механизмом уширения, обусловленным переходом от коррелированного распределения зарядов на примесях к хаотическому при увеличении температуры [18]. Согласно данной работе, при указанном механизме уширения по характерной температуре перехода можно оценить концентрацию основной примеси, а по отношению величины высокотемпературной полуширины к низкотемпературной определить степень компенсации. По данным, приведенным на рис. 6, были сделаны оценки концентрации акцепторов $N_A = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и степени компенсации $K = 0.85$. Тогда величина $N_A - N_D = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, что хорошо согласуется по порядку величины с концентрацией дырок, определенных из холловских измерений.

Таким образом, из вышеприведенных результатов можно сделать вывод, что с помощью облучения тепловыми нейтронами в материал $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ можно эффективно вводить акцепторы, обусловленные ядерной трансмутацией $^{196}\text{Hg}_{80} (n, \gamma) ^{197}\text{Hg}_{80} \rightarrow ^{197}\text{Au}_{79}$.

Нейтронное облучение не изменяет состава материала, и после проведения термического отжига концентрация радиационных дефектов невелика, так как не наблюдается сильного их влияния на фотолюминесцентные и фотоэлектрические свойства $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$.

В спектре ФЛ нейтронно легированного $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \sim 0.3$) наблюдается появление примесной полосы, обусловленной акцепторами с $E_A = 19-22 \text{ мэВ}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Mallon C. E., Green B. A., Leadon R. E., Naber J. A. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1975. V. 22. N 6. P. 2283—2287.
- [2] Бовина Л. А., Зантов Ф. А., Мухина О. В., Стафеев В. И. // Изв. АН СССР. Неорг. матер. 1976. Т. 12. В. 7. С. 1305—1306.
- [3] Зантов Ф. А., Мухина О. В., Поляков А. Я. // Изв. АН СССР. Неорг. матер. 1977. Т. 13. В. 10. С. 1922—1928.
- [4] Войцеховский А. В., Волошин О. В., Гольман М. Б., Коханенко А. П. // Изв. вузов СССР. Физика. 1983. № 8. С. 118—121.
- [5] Курбанов К. Р., Кутехов Н. В., Махамов Ш., Юлдашев Ш. У. // Матер. Всес. сем. «Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниках». Павлодар, 1987. С. 82—85.
- [6] Гадаев О. А., Кутехов Н. В., Шамухамедов Ш. Ш., Юлдашев Ш. У. // Матер. Всес. сем. «Примеси и дефекты в узкозонных полупроводниках». Павлодар, 1989. Ч. 1. С. 126—129.
- [7] Гордеев И. В., Кардашев Л. В., Малышев А. В. Ядерно-физические константы. М., 1963. 507 с.
- [8] Ivanov-Omskii V. I., Berchenko N. N., Elizarov A. I. // Phys. St. Sol. 1987. V. 103 (a). N 11. P. 11—28.
- [9] Нейтронное трансмутационное легирование полупроводников. М., 1982. 264 с.
- [10] Кузнецов Р. А., Кутехов Н. В., Садыков И. И., Шамухамедов Ш. Ш., Юлдашев Ш. У. // Препринт Института ядерной физики. 1989. № Р-9-391.
- [11] Гельмонт Б. Л. // ЖЭТФ. 1978. Т7 75. В. 2. С. 536—544.
- [12] Гельмонт Б. Л. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 7. С. 1316—1319.
- [13] Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И., Мальцева В. А., Смирнов В. А. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 6. С. 1109—1115.
- [14] Hunter A. T., McGill T. C. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. P. 5779—5785.
- [15] Hunter A. T., Smith D. L., McGill T. C. // J. Appl. Phys. Lett. 1980. V. 37. N 2. P. 200—203.
- [16] Hansen G. L., Schmit J. L., Casseleman T. N. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. 7099—7101.
- [17] Lasher G., Stern F. // Phys. Rev. 1973. V. A133. P. 553—563.
- [18] Барановский С. Д., Гельмонт Б. Л., Голубев В. Г., Иванов-Омский В. И., Осутин А. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 8. С. 1434—1440.