

# Связанные с марганцем центры рекомбинации в эпитаксиальном GaAs, выращенном из расплава висмута

© К.С. Журавлев, Т.С. Шамирзаев, Н.А. Якушева

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

(Получена 1 апреля 1997 г. Принята к печати 15 мая 1997 г.)

Изучены люминесцентные свойства эпитаксиальных слоев GaAs:Mn, впервые полученных методом жидкофазной эпитаксии из расплава висмута. Показано, что легирование арсенида галлия марганцем приводит не только к образованию акцепторов -марганец на месте галлия, но и к появлению центров излучательной и безызлучательной рекомбинаций, концентрации которых возрастают при повышении уровня легирования. Сильно связанный с решеткой центр излучательной рекомбинации наблюдается впервые, и высокая концентрация таких центров обусловлена, по-видимому, методом получения материала. Определена энергия ионизации центра излучательной рекомбинации, которая равна 41 мэВ.

## Введение

Марганец в GaAs при замещении им атомов галлия ( $Mn_{Ga}$ ) создает акцептор с глубоким уровнем [1–11]. Энергия ионизации этого акцептора, определенная из электрических [1–3] и оптических [2,4–11] измерений, приблизительно равна 100 мэВ, что делает арсенид галлия, легированный марганцем, перспективным материалом для создания фотоприемников инфракрасного диапазона [12]. Для повышения фоточувствительности таких фотоприемников необходимо увеличивать уровень легирования используемого материала и снижать концентрацию фоновых примесей и дефектов, которые являются центрами рекомбинации, уменьшающими время жизни дырок и как следствие чувствительность фотоприемника [12].

Ранее было показано, что использование висмута в качестве растворителя при выращивании GaAs методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) позволяет получать слои с низкой концентрацией фоновых примесей и дефектов [13,14] и высокой концентрацией примесей, встраивающихся в подрешетку галлия [15], что позволяло надеяться на получение этим методом слоев GaAs с высокой концентрацией акцепторов  $Mn_{Ga}$  и низкой концентрацией ненамеренно введенных центров рекомбинации.

В данной работе исследовалась фотолюминесценция слоев GaAs:Mn, полученных методом ЖФЭ из расплава висмута, с целью выявления рекомбинационных центров, образующихся в GaAs при сильном легировании марганцем.

## Методика эксперимента

Эпитаксиальные слои выращивались из расплава висмута на подложках полуизолирующего GaAs ориентации (100) в температурном интервале от 700 до 640°C по методике, описанной ранее в работе [13]. Содержание марганца в жидкой фазе ( $X_{Mn}$ ) варьировалось в пределах

от  $4 \cdot 10^{-5}$  до  $1 \cdot 10^{-2}$  атомных долей. Толщина слоев составляла 8–10 мкм. Все легированные марганцем слои имели дырочный тип проводимости. Нелегированные слои GaAs, выращенные в аналогичных условиях, имели электронный тип проводимости. Концентрация свободных носителей заряда в исследуемых слоях определялась из измеренного методом Ван-дер-Пау коэффициента Холла. Холловский фактор рассеяния для слоев  $n$ -типа проводимости принимался равным единице, а для слоев  $p$ -типа проводимости приравнивался 2.66 в соответствии с расчетами, выполненными в работе [16] по модели, учитывающей вырождение в центре зоны Бриллюэна зон легких и тяжелых дырок. Значения концентраций свободных носителей заряда в зависимости от содержания марганца в расплаве приведены в таблице. Спектры стационарной фотолюминесценции (ФЛ) измерялись на установке, собранной на основе двойного монохроматора СДЛ-1 с решетками 600 штр/мм (фокусное расстояние 600 мм, спектральное разрешение не хуже 0.2 мэВ). ФЛ регистрировалась ФЭУ с фотокатодом S1, работающим в режиме счета фотонов. Для возбуждения ФЛ использовался He-Ne-лазер, плотность мощности возбуждения равнялась 100 Вт/см<sup>2</sup>. При измерении температурных зависимостей точность поддержания заданной температуры составляла  $\pm 0.5$  К.

N пл.	Образец	$X_{Mn}$ , ат. дол.	$p_0(n_0)$ , см <sup>-3</sup>	
			77 К	295 К
1*	A15-1	0	$2.0 \times 10^{14}$	$2.1 \times 10^{14}$
2	MC4-3	$4.53 \times 10^{-5}$	$9.3 \times 10^{13}$	$7.5 \times 10^{17}$
3	MC4-2	$2.18 \times 10^{-4}$	$6.6 \times 10^{14}$	$2.1 \times 10^{18}$
4	MC4-1	$5.53 \times 10^{-4}$	$1.4 \times 10^{15}$	$2.9 \times 10^{18}$
5	MC1	$5.89 \times 10^{-4}$	$1.3 \times 10^{15}$	$2.8 \times 10^{18}$
6	MC2	$6.22 \times 10^{-4}$	$1.4 \times 10^{15}$	$2.9 \times 10^{18}$
7	MC5-3	$2.90 \times 10^{-3}$	$1.9 \times 10^{15}$	$5.8 \times 10^{18}$
8	MC5-2	$9.58 \times 10^{-3}$	$4.0 \times 10^{14}$	$2.4 \times 10^{18}$

Примечание. \* образец  $n$ -типа проводимости.

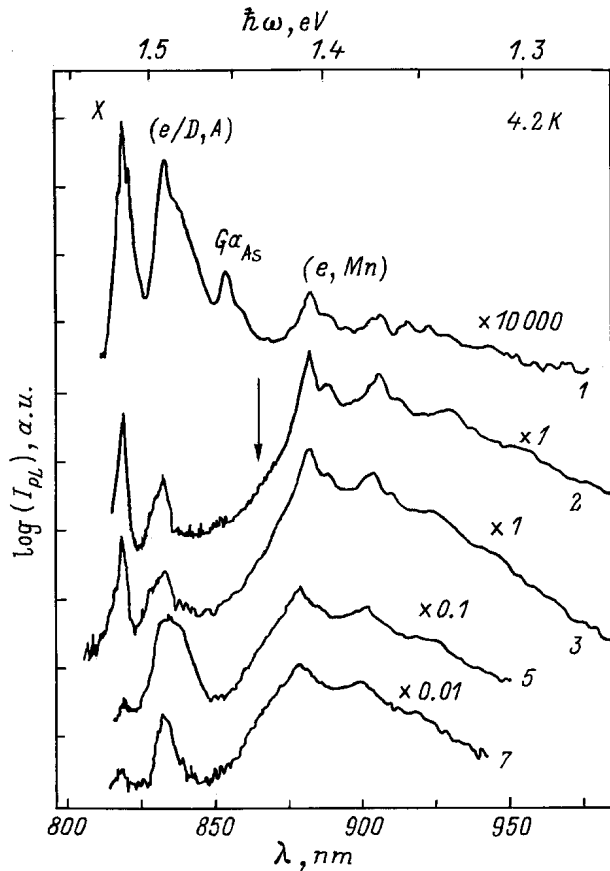


Рис. 1. Спектры слоев фотолуминесценции слоев GaAs:Mn с различным уровнем легирования, измеренные при температуре 4.2 К. Номера спектров соответствуют номерам слоев в таблице.

## Экспериментальные результаты

Спектры ФЛ слоев GaAs с различным уровнем легирования, измеренные при температуре 4.2 К, приведены на рис. 1. В спектре намеренно не легированного слоя доминируют линии, обусловленные рекомбинацией экситонов ( $X$ ), и линии рекомбинации через уровни мелких акцепторов ( $e/D, A$ ). В спектре также присутствует линия с энергией в максимуме 1.408 эВ, сопровождающаяся фоновыми повторениями, которая связана с рекомбинацией неравновесных носителей заряда через уровни фонового акцептора марганца ( $e, Mn$ ) [5,7],<sup>1</sup> и линия, обусловленная рекомбинацией через уровни дефекта GaAs [18]. Интенсивность этих линий более чем на 2 порядка ниже, чем интенсивность линий экситонов, что свидетельствует о низкой концентрации марганца

<sup>1</sup> В работе [17] предполагалось, что линия с энергией в максимуме 1.408 эВ, присутствующая в спектре ФЛ намеренно не легированного марганцем слоя GaAs, может быть связана с рекомбинацией через уровни дефектов. Однако следы марганца, обнаруженные нами в нелегированном образце методом рентгеновской флуоресцентной спектроскопии, свидетельствуют о том, что в исследуемых слоях линия 1.408 эВ связана с переходами на уровни акцептора марганца.

и дефектов GaAs в намеренно не легированном слое. В спектрах ФЛ легированных слоев доминирует линия ( $e, Mn$ ), ее ширина на половине интенсивности в максимуме с повышением уровня легирования изменяется от 5 мЭВ в слое 2 (нумерация слоев по таблице) до 23 мЭВ в слое 8. На высокоэнергетическом крыле этой линии наблюдается плечо, обозначенное на рисунке стрелкой. Присутствие плеча указывает на то, что линия ( $e, Mn$ ) сильно перекрыта с неизвестной линией, которую мы обозначили как линия  $D$ . По мере возрастания концентрации марганца плечо на линии ( $e, Mn$ ) проявляется все более отчетливо, свидетельствуя о возрастании относительной интенсивности линии  $D$ . Из рисунка также видно, что интегральная интенсивность ФЛ и интенсивность линий экситонов при повышении уровня легирования резко уменьшаются. Это свидетельствует об образовании в GaAs:Mn центров безызлучательной рекомбинации, концентрация которых возрастает при повышении уровня легирования.

Спектры ФЛ слоя 2 при различных температурах измерения представлены на рис. 2. Из рисунка видно, что при повышении температуры спектры модифицируются.

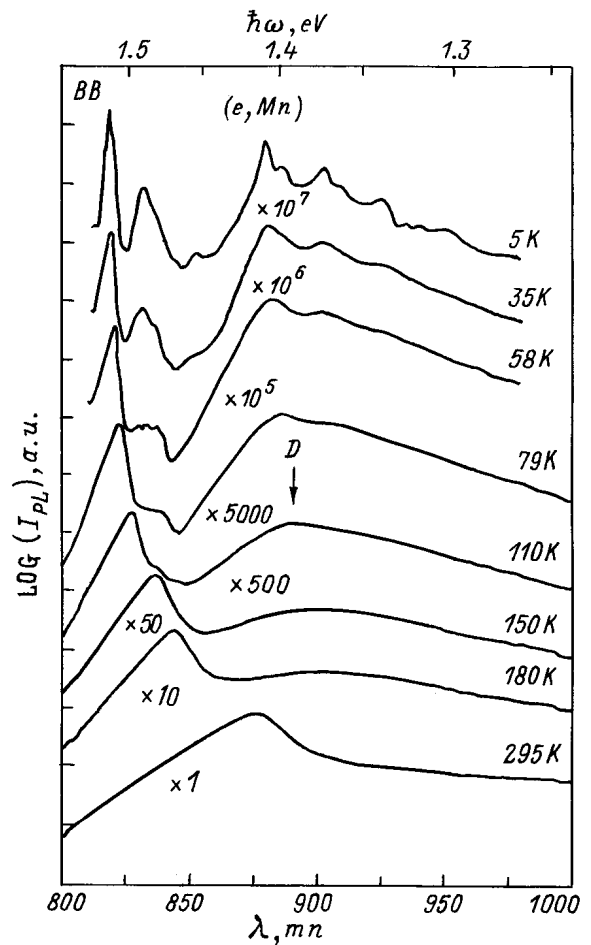
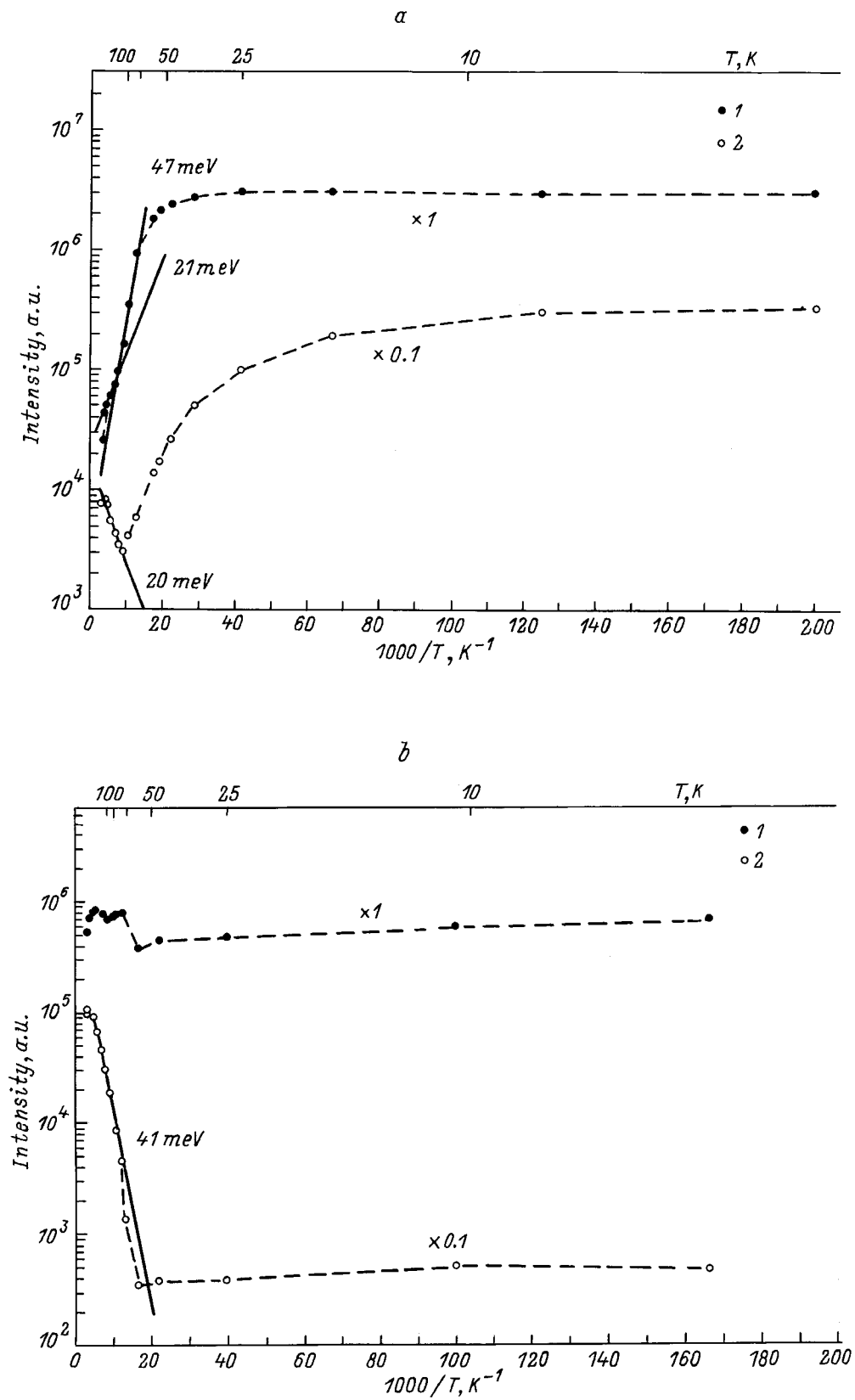


Рис. 2. Спектры фотолуминесценции слоя 2, измеренные при различных температурах.



**Рис. 3.** Температурные зависимости интенсивности линии межзонной рекомбинации (1) и суммарной интенсивности линий (e, Mn) и D (2): a — для слоя 2, b — для слоя 7.

Линии, связанные с рекомбинацией экситонов, исчезают и появляется линия межзонной рекомбинации ( $BB$ ). Интенсивность линии ( $e$ , Mn) и ее фоновых повторений уменьшается, и в спектрах ФЛ начинает доминировать линия  $D$ . Из спектра ФЛ, измеренного при температуре 110 К, при которой линия  $D$  выявляется наиболее отчетливо, видно, что эта линия имеет гауссову форму и ее ширина на половине интенсивности в максимуме равна 150 мЭВ. При повышении температуры линия смещается в область низких энергий, однако это смещение не описывается законом  $\hbar\omega(T) = E_g(T) - E + 0.5 \cdot kT$  (где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $E$  — энергия связи носителя заряда на центре рекомбинации,  $k$  — постоянная Больцмана), справедливым для линий, обусловленных рекомбинацией через уровни не связанных с решеткой примесных центров [19,20], например для линии ( $e$ , Mn) [21]. Гауссова форма, большая ширина линии и температурная зависимость энергии максимума свидетельствуют о связи линии  $D$  с переходами через уровни центра, сильно связанного с решеткой кристалла [19–20,22], который мы обозначили как центр  $R$ .

Температурные зависимости интенсивности линии межзонной рекомбинации и суммарной интенсивности сильно перекрытых линий  $D$  и ( $e$ , Mn)<sup>2</sup> для двух слоев 2 и 7 с различным уровнем легирования представлены на рис. 3, *a, b*. Из рис. 3, *a* видно, что интенсивность линии рекомбинации зона-зона в спектрах слоя 2 падает при увеличении температуры от 10 до 110 К и экспоненциально возрастает с наклоном  $20 \pm 2$  мЭВ при дальнейшем повышении температуры. Суммарная интенсивность линий ( $e$ , Mn) и  $D$  практически постоянна при повышении температуры от 5 до 60 К и экспоненциально уменьшается с наклоном  $47 \pm 2$  мЭВ при повышении температуры от 60 до 110 К. При более высоких температурах уменьшение суммарной интенсивности этих линий замедляется и описывается экспонентой с наклоном  $21 \pm 2$  мЭВ. При повышении уровня легирования характер температурных зависимостей интенсивностей линий в спектре ФЛ изменяется. Как видно из рис. 3, *b*, интенсивность линии межзонной рекомбинации в спектре слоя 7 постоянна при температурах от 6 до 60 К, а при повышении температуры от 60 до 295 К экспоненциально возрастает более чем на 2 порядка величины с наклоном  $41 \pm 2$  мЭВ. Суммарная интенсивность линий ( $e$ , Mn) и  $D$  в этом слое практически не зависит от температуры.

Полученные значения энергий активации температурного гашения суммарной интенсивности линий ( $e$ , Mn) и  $D$  в исследованных слоях существенно меньше энергии термоактивации гашения отдельной линии ( $e$ , Mn), определенной в работах [2,7,8], и, следовательно, основной вклад в суммарную интенсивность этих линий при температурах выше 60 К вносит линия  $D$ .

<sup>2</sup> В интенсивность линии ( $e$ , Mn) включена интенсивность фоновых повторений этой линии.

## Обсуждение

Из полученных экспериментальных данных видно, что в слоях GaAs, сильно легированных марганцем, полученным методом ЖФЭ из расплава висмута, кроме акцептора замещения, образуются еще как минимум два центра, один из которых является центром излучательной, а другой — центром безызлучательной рекомбинации.

Центры безызлучательной рекомбинации, появляющиеся в GaAs при сильном легировании марганцем, наблюдались ранее в материале, выращенном методом молекулярно-лучевой эпитаксии [11]. В то же время сильно связанный с решеткой кристалла центр  $R$  наблюдается в GaAs:Mn впервые и достаточно высокая концентрация этих центров, по-видимому, обусловлена методом получения исследованных слоев. Необходимо отметить, что возрастание относительной интенсивности линии  $D$  в спектрах ФЛ, измеренных при 4.2 К, при повышении уровня легирования свидетельствует о том, что концентрация центров  $R$  возрастает с ростом концентрации марганца быстрее концентрации Mn<sub>Ga</sub>. Это позволяет предположить, что центр  $R$  является комплексом, состоящим из компонентов, концентрация которых возрастает при повышении уровня легирования. Такими компонентами могут быть как атомы марганца, так и собственные точечные дефекты GaAs. Для однозначного определения состава этого центра требуются дополнительные исследования.

Анализ полученных экспериментальных результатов в рамках модели Шокли–Рида–Холла [23] позволил нам определить энергию связи дырок<sup>3</sup> на центре  $R$  ( $E_R$ ).

Стандартной процедурой для определения энергии связи носителей заряда ( $E$ ) на центре рекомбинации является аппроксимация экспериментальной температурной зависимости интенсивности линии фотолюминесценции  $I(T)$ , связанной с центром рекомбинации, расчетной зависимостью по формуле, которую, как это следует из модели [23], можно записать в виде

$$I(T) = \partial n \cdot p \cdot N \left/ \left[ (C_n \cdot \partial n + C_p \cdot p) / (C_n \cdot C_p) + (A/C_n) \exp(-E/kT) \right] \right., \quad (1)$$

где  $p = p_0 + \partial p$  — суммарная концентрация равновесных и неравновесных дырок,  $\partial n$  — концентрация неравновесных электронов,  $N$  — концентрация центров,  $C_n$  и  $C_p$  — коэффициенты захвата электронов и дырок на центр рекомбинации,  $E$  — энергия связи дырки на центре,  $A$  — константа.

Для упрощения формулы (1) мы разделили выражение для интенсивности линии фотолюминесценции, связанной с центром рекомбинации  $R$ , на выражение для

<sup>3</sup> Имеющиеся данные не позволяют определить типы центров, поэтому мы не конкретизируем тип носителя заряда.  $E_R$  — энергия связи дырки, если центр является акцептором, или электрона, если центр является донором. Для определенности мы предполагали, что центр  $R$  является акцептором.

интенсивности линии межзонной рекомбинации, которая пропорциональна концентрациям электронов и дырок в разрешенных зонах, и получили формулу

$$I(T)/I_{BB}(T) = (N/B) / \left( \frac{\partial n}{C_p} + p/C_n + (A/C_n) \exp(-E/kT) \right), \quad (2)$$

где  $B$  — коэффициент межзонной рекомбинации.

Из (2) видно, что для расчета  $I(T)/I_{BB}(T)$  необходимо знать температурные зависимости коэффициентов захвата носителей заряда на центр рекомбинации и температурные зависимости концентраций свободных электронов и дырок. Известно, что при повышении температуры коэффициенты захвата носителей заряда могут уменьшаться по степенному закону [24], экспоненциально возрастать [24,25] или оставаться постоянными [25]. Температурные зависимости коэффициентов захвата носителей заряда на центры рекомбинации, присутствующие в исследуемом материале, нам неизвестны, и для упрощения расчетов мы пренебрегли температурной зависимостью этих коэффициентов. Концентрация дырок в слоях GaAs:Mn в диапазоне температур от 77 до 295 К, как показано в работах [1,3,16], экспоненциально возрастает с наклоном 110 мэВ. Полученные нами значения концентраций свободных дырок для слоев GaAs:Mn при температурах 77 и 295 К совпадают со значениями, определенными из выражения  $p_0 \propto \exp(-110 \text{ мэВ}/kT)$ , и, поскольку в этом диапазоне температур  $p \approx p_0$ , мы использовали это выражение для описания температурной зависимости концентрации дырок в слоях GaAs:Mn. В интервале температур, где отношение  $I(T)/I_{BB}(T)$  уменьшается, значение суммы членов  $p/C_n + (A/C_n) \exp(-E/kT)$ , возрастающих при повышении температуры, в знаменателе выражения (2) превышает значение члена  $\partial n/C_p$ , следовательно, при определении значения  $E$  этим членом можно пренебречь и переписать формулу (2) в виде

$$I(T)/I_{BB}(T) = (N/B) / \left( p/C_n + (A/C_n) \exp(-E/kT) \right). \quad (3)$$

Экспериментальные температурные зависимости отношения суммарной интенсивности линий  $D$  и  $(e, \text{Mn})$  к интенсивности линии межзонной рекомбинации для слоев 2 и 7 приведены на рис. 4,  $a, b$  соответственно.

Аппроксимация этих зависимостей в области температур выше 80 К, где основной вклад в суммарную интенсивность вносит линия  $D$ , расчетными зависимостями по формуле (3) показала, что значение энергии связи дырок на центре  $R$ ,  $E_R$  одинаково в обоих слоях и равно  $41 \pm 2$  мэВ.

Полученное значение  $E_R$  неожиданно мало и на первый взгляд противоречит имеющимся экспериментальным данным. Действительно, несмотря на то что энергии

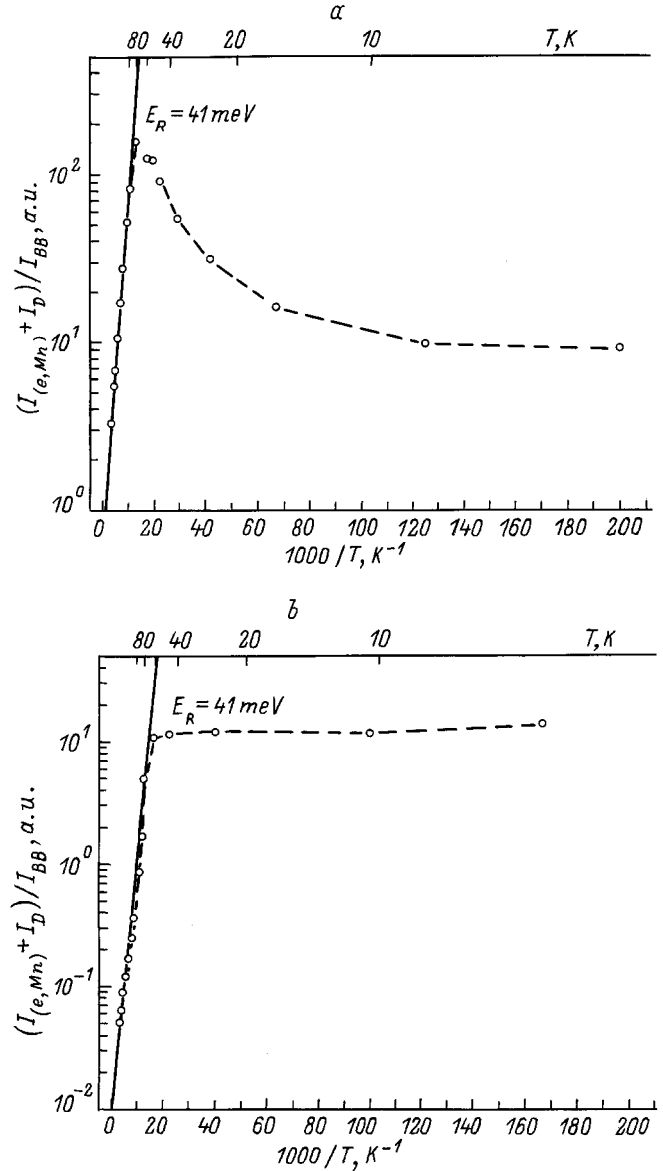
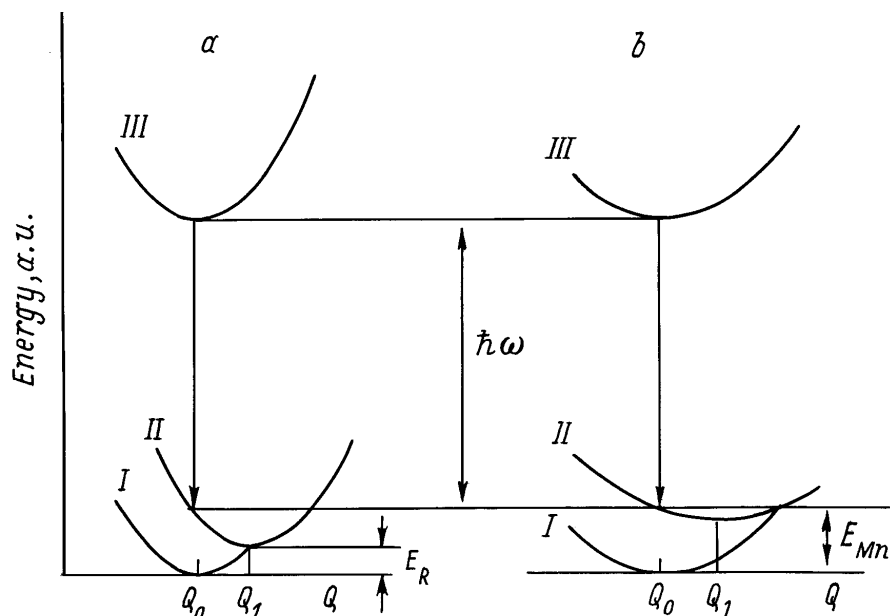


Рис. 4. Температурная зависимость отношения суммарной интенсивности линий  $(e, \text{Mn})$  и  $D$  к интенсивности линии межзонной рекомбинации:  $a$  — для слоя 2,  $b$  — для слоя 7.

связи дырок на центре, ответственном за линию  $D$ , более чем в 2 раза меньше энергии связи дырок на акцепторе  $\text{Mn}_{\text{Ga}}$ , при повышении температуры линия  $D$  начинает гаснуть при более высоких температурах, чем линия  $(e, \text{Mn})$ . Кроме того, энергии максимумов этих линий практически совпадают.

Для выяснения причины этого кажущегося противоречия мы проанализировали выражение (2). Из этого выражения видно, что температура  $(\Theta)$ , при которой интенсивность линии ФЛ, связанной с центром рекомбинации, начинает резко уменьшаться, определяется соотношением между величинами коэффициентов захвата электронов и дырок на этот центр. Действительно, интенсивность линии ФЛ резко уменьшается, начиная с



**Рис. 5.** Возможные модели конфигурационных координат: *a* — для центров *R* и *b* — для центров  $Mn_{Ga}$ . По вертикальной оси отложена сумма энергии электрона и колебательной энергии центра, а по горизонтальной оси — конфигурационная координата. Состояния системы центр + электрон: I — электрон в валентной зоне, II — электрон захвачен на центр, III — электрон в зоне проводимости.  $E_R$ ,  $E_{Mn}$  — энергия связи дырок на центрах *R* и  $Mn_{Ga}$ ,  $\hbar\omega$  — энергия в максимуме линий, связанных с рекомбинацией через уровни этих центров.  $Q_0$  и  $Q_1$  — конфигурационные координаты положения колебательного равновесия для центра без электрона и для центра, захватившего электрон, соответственно. Выброс дырки с центра в данной модели эквивалентен захвату электрона.

температуры, при которой в знаменателе выражения (2) значение суммы членов, возрастающих с ростом температуры, становится равным значению члена  $\partial n/C_p$ .

$$\partial n/C_p = p/C_n + (A/C_n) \exp(-E/k\Theta). \quad (4)$$

Подставляя в формулу (4) значения энергий связи дырок на центрах *R* и  $Mn_{Ga}$  и концентрацию свободных дырок, которую можно записать в виде  $p = A[(N_{Mn} - N_d)/N_d] \exp(-110 \text{ мэВ}/k\Theta)$  [16], где  $N_{Mn}$  — концентрация акцепторов  $Mn_{Ga}$  и  $N_d$  — концентрация компенсирующих доноров, мы можем переписать эту формулу для центра *R* в виде

$$C_n/C_p = (A/\partial n) \left\{ [(N_{Mn} - N_d)/N_d] \exp(-110 \text{ мэВ}/k\Theta) + \exp(-41 \text{ мэВ}/k\Theta) \right\} \quad (4a)$$

и для центра  $Mn_{Ga}$  в виде

$$C_n/C_p = (A/\partial n)(N_{Mn}/N_d) \exp(-110 \text{ мэВ}/k\Theta). \quad (4б)$$

Подстановка в (4a) и (4б) полученной из эксперимента температуры  $\Theta$  для линии *D*, которая, как это видно из рис. 3, приблизительно равна 60 К, показала, что линия (*e*, Mn) будет гаснуть при более низкой температуре, если отношение  $C_n/C_p$  для центра *R* превышает подобное отношение для центра  $Mn_{Ga}$  более чем на 3 порядка величины.

Совпадение энергий в максимуме для линий, связанных с переходами через уровни центров с существенно различными энергиями связи носителей заряда, можно объяснить в рамках модели конфигурационных координат, которая используется для рассмотрения термической генерации и захвата носителей заряда [24,25]. Возможные конфигурационные диаграммы для центров *R* и  $Mn_{Ga}$  представлены на рис. 5. Из рисунка видно, что различные зависимости энергий от конфигурационных координат и различные смещения положения колебательного равновесия при захвате носителя заряда для разных центров рекомбинации позволяют реализоваться ситуациям, в которых линии люминесценции, связанные с центрами, имеющими существенно отличные энергии связи носителей заряда, расположены в одном энергетическом диапазоне.

## Выводы

Таким образом, в работе показано, что в сильно легированном марганцем GaAs, полученном методом жидкофазной эпитаксии из расплава висмута, наряду с акцепторами  $Mn_{Ga}$  образуются еще два центра, один из которых является центром излучательной, а другой — центром безызлучательной рекомбинации. Концентрации этих центров возрастают при повышении уровня легирования, причем концентрация центров излучательной рекомбинации возрастает быстрее концентрации  $Mn_{Ga}$ .

Центр излучательной рекомбинации сильно связан с решеткой кристалла и, вероятно, является комплексом, состоящим из атомов примеси и(или) собственных точечных дефектов GaAs. Определена энергия ионизации центра излучательной рекомбинации, которая равна  $41 \pm 2$  мэВ.

## Список литературы

- [1] J.S. Blakemore, W.J. Brown, M.L. Stass, D.A. Woodbury. *J. Appl. Phys.*, **44**, 3352 (1973).
- [2] M. Ilegems, R. Dingle, L.W. Rupp. *J. Appl. Phys.*, **46**, 3059 (1975).
- [3] P. Kordos, L. Jansak, V. Benc. *Sol. St. Electron.*, **18**, 223 (1975).
- [4] L. Montelius, S. Nilsson, L. Samuelson, E. Janzen, M. Ahlstrom. *J. Appl. Phys.*, **64**, 1564 (1988).
- [5] T.C. Lee, W.W. Anderson. *Sol. St. Commun.*, **2**, 265 (1964).
- [6] W. Schairer, M. Schmidt. *Phys. Rev. B*, **10**, 2501 (1974).
- [7] P.W. Yu, Y.S. Park. *J. Appl. Phys.*, **50**, 1097 (1979).
- [8] L. Montelius, S. Nilsson, L. Samuelson. *Phys. Rev. B*, **40**, 5598 (1989).
- [9] Н.С. Аверкиев, А.А. Гуткин, Е.Б. Осипов, М.А. Решиков. Препринт ФТИ № 1201 (Л., 1988).
- [10] S.J.C.H.M. van Gisbergen, A.A. Ezhevskii, N.T. Son, T. Gregorkiewicz, C.A.J. Ammerlaan. *Phys. Rev. B*, **49**, 10 999 (1994).
- [11] F. Fabre, G. Vacquet, J. Frandon, J. Bandet, R. Taouint. *Sol. St. Commun.*, **71**, 717 (1989).
- [12] В.В. Антонов, А.В. Войцеховский, М.А. Кривов, Е.В. Малисова, Э.Н. Мельченко, В.С. Морозов, М.П. Никифорова, Е.А. Попова, С.С. Хлудков. В сб.: *Легирование полупроводников* (М., Наука, 1982) с. 32.
- [13] N.A. Yakusheva, K.S. Zhuravlev, S.I. Chikichev, O.A. Shegai. *Cryst. Res. Technol.*, **24**, 235 (1989).
- [14] Р.Х. Акчурин, И.О. Донская, С.И. Дулин, В.Б. Уфимцев. *Кристаллография*, **33**, 464 (1988).
- [15] Н.А. Якушева. Тез. докл. VI Всес. конф. по физико-химическим основам легирования полупроводниковых материалов (М., Наука, 1988) с. 51.
- [16] L. Gouskov, S. Bilac, J. Pimentel, A. Gouskov. *Sol. St. Electron.*, **20**, 653 (1997).
- [17] D.C. Look, G.S. Pomrenke. *J. Appl. Phys.*, **54**, 3249 (1983).
- [18] P.W. Yu. *Phys. Rev. B*, **27**, 7779 (1983).
- [19] D.L. Dexter. *Sol. St. Phys.*, ed. by F. Seitz, D. Turnbull (N.Y., 1958) v. 6, p. 355.
- [20] К.К. Ребане. *Элементарная теория колебательной структуры спектров примесных центров кристаллов* (М., Наука, 1968).
- [21] E.W. Williams, H.B. Bebb. *Semiconductors and Semimetals* (Academic Press, N.Y., 1972) v. 8. p. 321.
- [22] C.C. Klick, J.H. Shulman. *Sol. St. Phys.*, ed. by F. Seitz, D. Turnbull (N.Y., 1957) v. 5, p. 97.
- [23] K.D. Glinchuk, A.V. Prokhorovich, V.E. Rodionov, V.I. Vovnenko. *Phys. St. Sol. (a)* **48**, 593 (1978).
- [24] Б. Ридли. *Квантовые процессы в полупроводниках* (М., Мир, 1986).
- [25] Э.М. Адирович. *Некоторые вопросы теории люминесценции кристаллов* (М., Гос. изд-во технико-теоретической лит., 1956).

Редактор В.В. Чалдышев

## Mn-related recombination centers in epitaxial GaAs grown from bismuth melt

K.S. Zhuravlev, T.S. Shamirzaev, N.A. Yakusheva

Institute of Semiconductor Physics,  
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,  
630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** The photoluminescence (PL) properties of heavily doped GaAs:Mn layers grown for the first time by liquid phase epitaxy from bismuth melt have been studied. A manganese-related centers of the radiative and of the nonradiative recombination in addition to the manganese substitutional acceptors have been observed in this material. It has been found that the concentration of both centers increases with the doping level. The center of the radiative recombination with a strong electron-lattice coupling have been observed for the first time. We believe that the high concentration of this new center may be a result of the growth method used. The ionization energy of this center is found to be equal to 41 meV.

E-mail: tim@ns.isp.nsc.ru (T.S. Shamirzaev)

Phone: (3832) 357807 (T.S. Shamirzaev)