

## ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ РЕКОМБИНАЦИИ ЧЕРЕЗ УРОВНИ КОМПЛЕКСОВ В СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННОМ ЭПИТАКСИАЛЬНОМ $p$ -GaAs : Ge

Журавлев К. С., Терехов А. С., Шамирзаев Т. С.

Изучена температурная зависимость положения максимума и интегральной интенсивности полосы фотолюминесценции  $C$  с  $\hbar\omega = 1.3$  эВ в слоях сильно легированного эпитаксиального  $p$ -GaAs : Ge. Установлено, что при повышении температуры положение максимума полосы  $C$  сильно смещается в длинноволновую область спектра, а интенсивность полосы падает. Показано, что основным механизмом гашения полосы  $C$  является безызлучательная рекомбинация через соответствующий центр. Экспериментальные зависимости описаны в модели конфигурационных диаграмм с излучательным переходом центр—валентная зона. В рамках этой модели определены энергии активации тушения полосы  $C$ , связанные с выбросом электронов в зону проводимости ( $E_b = 19$  мэВ) и с безызлучательной рекомбинацией ( $E_a = 69$  мэВ), а также энергия эффективной колебательной моды центра ( $\hbar\omega_k = 0.94$  мэВ).

В работах [1, 2] показано, что в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) эпитаксиального сильно легированного (СЛ)  $p$ -GaAs : Ge появляются длинноволновые полосы люминесценции ( $C$ ,  $D$ ), обусловленные рекомбинацией через уровни комплексов, образованных атомами германия и точечными дефектами. Полосы обнаруживаются при концентрации дырок  $p > 5 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ , а при  $p > > 10^{19}$  см $^{-3}$  доминируют в низкотемпературных спектрах ФЛ. Для этих концентраций наблюдается падение эффективности люминесценции [3]. В настоящей работе изучена температурная зависимость спектроскопических параметров полосы  $C$ , что позволило установить механизм рекомбинации через соответствующий центр.

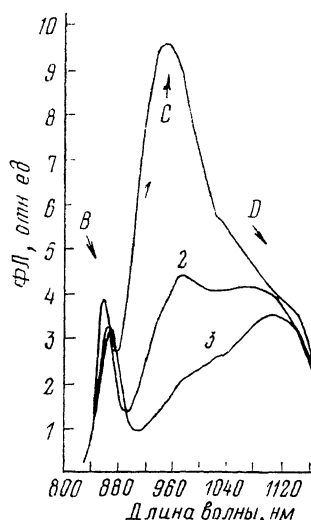
Образцы  $p$ -GaAs : Ge выращивались методом жидкофазной эпитаксии из расплава галлия на подложках полужизолирующего GaAs ориентации (100) при начальной температуре роста 900 °С со скоростью охлаждения 0.7 град/мин. Толщины выращенных пленок лежали в пределах 10—15 мкм. Концентрация свободных носителей определялась из измерения коэффициента Холла методом Ван-дер-Пау. Стационарная ФЛ измерялась на установке, описанной в работе [1]. Для возбуждения ФЛ использовался аргоновый лазер с  $\lambda = 5145$  Å. Плотность возбуждения соответствовала линейному режиму и равнялась 100 Вт/см $^2$ . При измерении температурных зависимостей точность измерения и стабилизации температуры была не хуже  $\pm 0.5$  К. Исследования проводились на образцах с уровнем легирования  $p > 5 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ , спектры ФЛ которых содержат хорошо различимые длинноволновые полосы.

На рис. 1 приведены спектры ФЛ  $p$ -GaAs : Ge для образца с концентрацией дырок  $p = 1.9 \cdot 10^{19}$  см $^{-3}$ , на которых отчетливо видны три перекрывающиеся полосы — полоса зона-акценторной рекомбинации  $B$  и полосы  $C$ ,  $D$ . При повышении температуры наблюдается падение интенсивности полос  $C$  и  $D$ , связанное с активационным гашением излучательной рекомбинации. Интенсивность более глубокой полосы  $D$  уменьшается слабо, возможно, из-за большей энергии активации тушения люминесценции.

Гашение полосы  $C$  может быть связано как с безызлучательным переходом на центре, так и с термовыбросом электронов в зону проводимости. В последнем случае должно наблюдаться увеличение интенсивности краевой люминес-

ценции, обусловленное повышением концентрации носителей в зоне. Однако интенсивность полосы *B* слабо изменяется с температурой, что свидетельствует в основном о безызлучательной природе гашения глубоких полос и малом вкладе других каналов безызлучательной рекомбинации.

Особенностью приведенных спектров является сильное смещение положения максимума полосы *C* ( $\hbar\omega_c$ ) по сравнению с полосой *B* в длинноволновую область спектра с повышением температуры. Большая ширина ( $> 60$  мэВ)



указывает на сильную связь с решеткой центров, ответственных за полосы *C* и *D*. Такие центры обычно описываются в рамках модели конфигурационных диаграмм (МКД) [14].

Для количественного описания температурных зависимостей спектроскопических параметров спектры были разложены на составляющие по методике, приведенной в [1]. Форма полос *C* и *D* описывалась кривыми Гаусса, полученными для излучательной рекомбинации через глубокие центры в модели конфигурационных диаграмм. Параметры полосы *C* определялись с помощью оптимизации по методу  $\chi^2$ . Из-за сильного перекрытия полос ширина полосы *C*

Рис. 1. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) *p*-GaAs : Ge с  $p=1.9 \cdot 10^{19}$  см $^{-3}$  при различных температурах.

*T*, К: 1 — 60, 2 — 100, 3 — 130.

определяется с большой погрешностью, поэтому ее температурную зависимость достоверно определить не удалось. Зависимости интегральной интенсивности и положения максимума полос *B* и *C* от температуры приведены на рис. 2 и 3 соответственно.

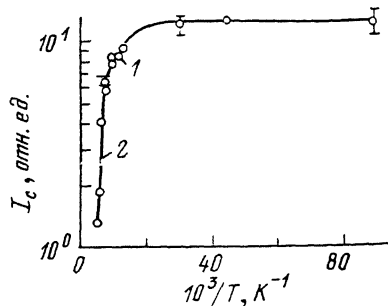


Рис. 2. Температурная зависимость интегральной интенсивности полосы *C* ( $I_c$ ). Сплошная линия — теория (2), точки — эксперимент.

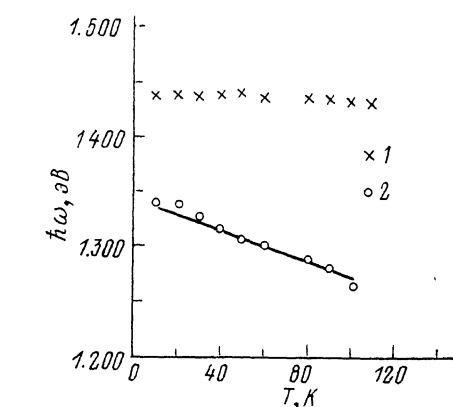


Рис. 3. Температурная зависимость положения максимумов полос *B* (1) и *C* (2).

Сплошная линия — теория (2).

Для теоретического описания температурных зависимостей интенсивности и положения полосы *C* в рамках МКД мы рассматривали переход типа центр—зона, когда излучательный переход происходит между основным состоянием центра и валентной зоной. После захвата на уровень центра электрон может либо рекомбинировать в валентную зону как излучательно, так и безызлучательно [4, 5], либо термически выброститься в зону проводимости. Температурная зависимость интегральной интенсивности полосы *C* ( $I_c$ ) в этой модели определяется выражением [6]

$$I_c(T) = I_c(0) / [1 + A \exp(-E_a/kT) + B \exp(-E_b/kT)], \quad (1)$$

где  $I_c(T)$  — интегральная зависимость полосы при температуре  $T$ ,  $I_c(0)$  — при  $T > 0$ ,  $E_a$  — энергия термоактивации безызлучательного перехода,  $E_b$  — энергия термовыброса электрона в зону проводимости, постоянные  $A$  и  $B$  характеризуют отношение вероятностей безызлучательного и излучательного переходов и отношение вероятностей выброса носителей в зону и излучательного перехода соответственно.

Эта модель предсказывает температурную зависимость  $I_c$  с двумя наклонами 1 и 2, один из которых будет определяться безызлучательным переходом с энергией активации  $E_a$ , другой — термовыбросом электронов в зону проводимости с энергией активации  $E_b$ . Для рассмотрения смещения положения максимума полосы  $C$  с температурой в рамках МКД мы воспользовались методом, развитым в [7, 8]. Можно показать, что в рамках гармонического приближения и приближения Кондона выражение для температурной зависимости  $\hbar\omega_c$  имеет вид

$$\begin{aligned} \hbar\omega_c(T) &= \varepsilon_0 - S\hbar\omega_3 + [\hbar\omega_2(N/4)](1 - \omega_3^2/\omega_2^2) \operatorname{cth}(\hbar\omega_2/2kT), \\ \varepsilon_0 &= \Delta + (N/2)\hbar(\omega_2 - \omega_3), \quad S = m\omega_3 R_0^2/2\hbar, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $N$  — число мод колебаний, с которыми взаимодействует электрон на центре,  $\Delta$  — разность энергий между основным состоянием центра  $II$  и валентной зоной  $III$  (рис. 4),  $\omega_2$  и  $\omega_3$  — частоты эффективных колебательных мод в  $II$  и  $III$ , а  $R_0$  — сдвиг минимума потенциала при переходе из  $II$  в  $III$ .

Из (2) видно, что температурная зависимость  $\hbar\omega_c$  определяется членом  $\operatorname{cth}(\hbar\omega_2/2kT)$ , т. е. энергией эффективной колебательной моды в основном состоянии центра  $\hbar\omega_2$ . Сомножитель

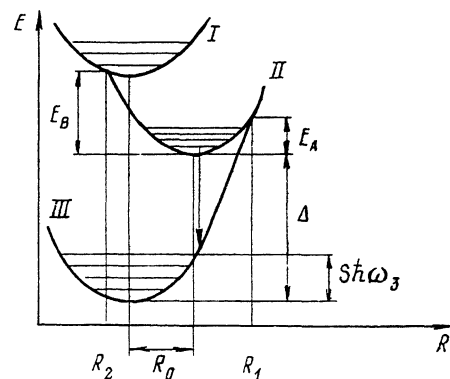


Рис. 4. Модель конфигурационных диаграмм.  $E$  — энергия,  $R$  — конфигурационная координата; состояния центра:  $I$  — ионизированное,  $II$  — основное;  $III$  — валентная зона.

$(I - \omega_2^2/\omega_3^2)$  в третьем члене (2) определяет направление сдвига, следовательно, в нашем случае  $\omega_2 < \omega_3$ .

Для определения значений параметров МКД мы провели сравнение экспериментальных и теоретических зависимостей. Пользуясь (1), в пределах экспериментальной погрешности мы получили энергии активации и константы, равные  $E_b = (19 \pm 3)$  и  $E_a = (69 \pm 1)$  мэВ,  $A = (2360 \pm 10)$  и  $B = (21 \pm 10) \%$  соответственно. Соотношение констант  $A$  и  $B$  показывает, что основным механизмом гашения полосы  $C$  является, как и предполагалось, безызлучательный переход. С повышением концентрации примеси ( $p > 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) полоса  $D$  начинает доминировать в спектрах при температурах выше 130 К. Поэтому значения  $E_a$  получены только на образцах с  $p < 1.3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

Сравнивая экспериментальные результаты, приведенные на рис. 3, с (2), получим  $\hbar\omega_2 = 0.94$  мэВ. Определить другие параметры трудно, поскольку они не являются независимыми, однако можно найти их комбинации:  $K1 = \varepsilon_0 - S\hbar\omega_3$  и  $K2 = \hbar\omega_2(N/4)(1 - \omega_3^2/\omega_2^2)$ . Наилучшее совпадение расчетных и измеренных зависимостей было достигнуто при  $K1 = 1366$  и  $K2 = -3.8$ .

Таким образом, из сравнения расчета с экспериментом мы определили значения энергии эффективной колебательной моды в основном состоянии центра, а также энергии активации безызлучательного перехода и выброса носителей в зону.

Следует отметить, что в рамках МКД, кроме рассмотренного варианта переход центр—зона, возможен внутрицентральной переход, когда электрон безызлучательно захватывается на уровень возбужденного состояния, затем излуча-

тельно переходит на уровень основного состояния центра.<sup>1</sup> В этом случае энергия максимума полосы ФЛ не должна зависеть от концентрации центров, если сам центр не изменяется при увеличении уровня легирования. Однако в работе [1] мы показали, что энергия максимума полосы  $C$  смещается в длинноволновую сторону при повышении уровня легирования, а значения параметров центра не зависят от концентрации легирующей примеси.<sup>2</sup> Кроме того, значения определенных в настоящей работе параметров центра  $E_b$  и  $\hbar\omega_2$  (и параметра  $E_a$  в области  $p < 1.3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) также не зависят от концентрации легирующей примеси.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Журавлев К. С., Терехов А. С., Якушева Н. А. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 5. С. 777—779.
- [2] Журавлев К. С., Чикичев С. И., Штаске Р., Якушева Н. А. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 9. С. 1645—1649.
- [3] Журавлев К. С., Морозов Б. В., Терехов А. С., Якушева Н. А. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 4. С. 702—705.
- [4] Klick C. C., Shulman J. H. // Sol. St. Phys. V. 5 / Ed. by F. Seitz, D. Turnbull. N. Y., 1957. P. 97—172.
- [5] Dexter P. L. // Sol. St. Phys. V. 6. / Ed. by F. Seitz, D. Turnbull. N. Y., 1958. P. 355—411.
- [6] Clinchuk K. D., Prohorovich A. W. // Phys. St. Sol. (a). 1975. V. 29. N 1. P. 339—345.
- [7] O'Rourke R. C. // Phys. Rev. 1953. V. 91. N 2. P. 265—270.
- [8] Ребане К. К. Элементарная теория колебательной структуры спектров примесных центров кристаллов. М., 1969. 232 с.

Институт физики полупроводников  
СО АН СССР  
Новосибирск

Получена 25.04.1990  
Принята к печати 20.06.1991

---

<sup>1</sup> В этом случае полученные нами значения параметров  $E_b$  и  $\hbar\omega_2$  относились бы к характеристикам возбужденного состояния центра.

<sup>2</sup> Увеличение ширины полосы  $C$  при  $p > 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , отмеченное в [1], связано с тем, что при ее определении не учитывалась полоса  $D$ .