

## О МЕХАНИЗМЕ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ В СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННОМ $p$ -GaAs

*Л.П.Зверев, В.В.Кружасов, С.А.Негашев*

Исследовано поведение спектров фотолюминесценции (ФЛ) сильно легированного  $p$ -GaAs в магнитном поле с анализом поляризации рекомбинационного излучения в конфигурации Фарадея. Наблюдаемые эффекты свидетельствуют в пользу межзонного механизма рекомбинации.

Несмотря на то, что существует большое количество работ по люминесценции сильно легированного  $p$ -GaAs, до сих пор не выработано единой точки зрения на природу состояний, участвующих в рекомбинации [1, 2].

Известно, что для выяснения механизма рекомбинации в сильно легированном  $n$ -GaAs полезным оказалось исследование спектров фотолюминесценции (ФЛ) в сильном магнитном поле [3]. В настоящей работе метод исследования [3] используется для изучения спектров ФЛ сильно легированного  $p$ -GaAs с разделением поляризаций  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  (излучение направлено вдоль поля), а также без разделения поляризаций (суммарные спектры). Использовались магнитные поля напряженностью до 330 кэ. Интенсивность возбуждения составляла  $10^{22} - 10^{23}$  фт/см<sup>2</sup>.сек. Спектры  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  исследовались при  $T = 77^\circ\text{K}$ , суммарные спектры – при 4,2; 77 и  $300^\circ\text{K}$ . Образцы были легированы цинком и имели концентрацию носителей  $2 \cdot 10^{18} - 1 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>.

При  $H = 0$  спектры краевого излучения представляют собой одну линию, которая с легированием уширяется и смещается в сторону меньших энергий, что согласуется с результатами [1, 2]. При наложении магнитного поля в суммарных спектрах не удается обнаружить какой-либо структуры. Линия несколько сужается и ее максимум сдвигается в сторону высоких энергий. В достаточно сильных полях сдвиг носит линейный характер, в слабых полях наблюдается участок нелинейного сдвига, который увеличивается с ростом степени легирования и температурой (рис. 1, а).

Разделение поляризаций позволяет выделить в спектрах ФЛ образцов с  $p \geq 6 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> три линии: одну – в спектре  $\sigma^+(1\sigma^+)$  и две – в спектре  $\sigma^-(1\sigma^-, 2\sigma^-)$  (рис. 2). Линия  $1\sigma^+$  всегда несколько интенсивнее и выше по энергии, чем  $1\sigma^-$ . Линия  $2\sigma^-$  проявляется в виде ступеньки на высокоэнергетическом краю спектра и для ее выделения из спектра  $\sigma^-$  вычиталась линия  $1\sigma^+$  (рис. 2). Такой метод оправдан тем, что в сильных полях, когда линии  $1\sigma^-$  и  $2\sigma^-$  разделены, форма линий  $1\sigma^+$  и  $1\sigma^-$  практически одинакова. Все три линии линейно смещаются с магнитным полем, и их сдвиг экстраполируется к одной и той же энергии  $E_0$  при  $H = 0$ .

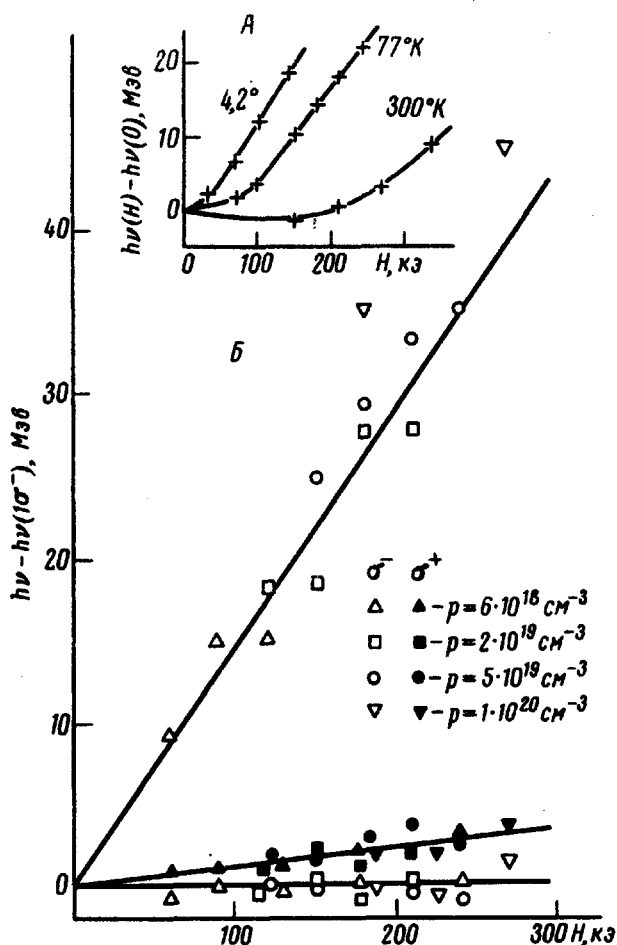


Рис. 1. а – Зависимость от магнитного поля положения максимума суммарного спектра ФЛ образца  $p = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  при различных температурах; б – взаимное расположение линий  $1\sigma^-$ ,  $2\sigma^-$ ,  $1\sigma^+$  в магнитном поле для различных образцов при  $T = 77^\circ\text{K}$  и соответствующие расстояния между уровнями Ландау легких и тяжелых дырок (среднее для  $m_s = \pm 1/2$ ), вычисленные согласно [5] (сплошная линия)

С увеличением степени легирования энергия  $E_0$  уменьшается, следуя за уменьшением энергии максимума линии при  $H = 0$ . Одновременно увеличивается скорость сдвига линий в магнитном поле (рис. 3).

В литературе обсуждается два принципиально различных механизма рекомбинации в сильно легированном  $p\text{-GaAs}$ : в валентную зону [1] и в зону мелких акцепторов, которая по предположению [2] сохраняется вплоть до концентраций  $p \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Затруднительно объяснить наблюдаемое различие спектров  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  в предположении рекомбинации в акцепторную зону. В то же время все описанные эффекты находят объяснение, если считать, что в сильно легированном  $p\text{-GaAs}$  рекомбинация обусловлена переходами зона проводимости – валентная зона. Действительно, при используемых уровнях возбуждения и  $T = 77^\circ\text{K}$  в полях  $H > 50 \text{ кэ}$  электроны в зоне проводимости заполняют лишь состояния уровней Ландау с  $n = 0$ ,  $m_s = \pm 1/2$ . (По нашим оценкам концентрация неравновесных носителей не превышает  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ ). В то же время при  $p \geq 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  уровень Ферми дырок лежит на 30 – 140  $\text{мэв}$  ниже потолка валентной зоны и поэтому в соответствии с правилами отбора [4] в широком интервале полей могут реализоваться шесть переходов, приведенных на рис. 2. Переходы с  $m_s = +1/2$  и  $-1/2$

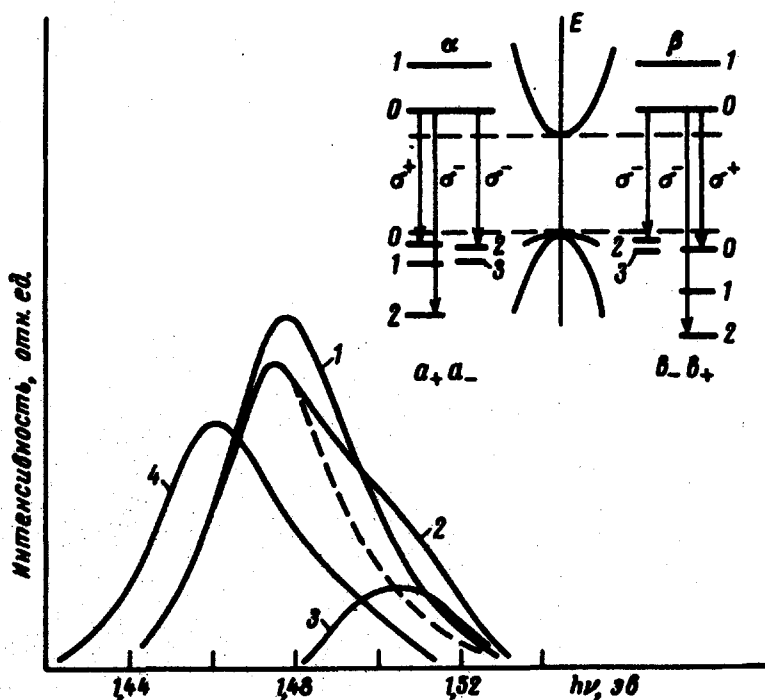


Рис. 2. Спектры ФЛ образца  $p = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 77^\circ\text{K}$ ,  $H = 180 \text{ кэ}$ : 1 -  $\sigma^+$ , 2 -  $\sigma^-$ , 3 - линия  $2\sigma^-$ , 4 - спектр при  $H = 0$ . Схема разрешенных излучательных переходов для поляризаций  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  между уровнями Ландау зоны проводимости ( $\alpha$ ,  $\beta$ ) и валентной зоны ( $a_+$ ,  $b_+$  - легкие дырки,  $a_-$ ,  $b_-$  - тяжелые дырки). ( $a_+$ ,  $a_- - m_s = +1/2$ ;  $\beta$ ,  $b_- - m_s = -1/2$ ) [4]

не могут быть разделены из-за размытия линий, следовательно, спектр  $\sigma^+$  должен состоять из одной линии, а спектр  $\sigma^-$  из двух, что и наблюдается экспериментально. Поскольку начальные состояния для этих переходов одни и те же, то расстояния между линиями  $1\sigma^-$ ,  $2\sigma^-$  и  $1\sigma^+$  определяются расстояниями между соответствующими уровнями Ландау в валентной зоне. Как видно из рис. 1, б для всех исследованных образцов эти расстояния оказываются близкими к соответствующим величинам для "чистого" GaAs [5] (несколько увеличиваясь с легированием). Относительные интенсивности линий ( $I_{1\sigma^+}/I_{1\sigma^-} = 1,2$ ;  $I_{1\sigma^-}/I_{2\sigma^-} = 3 + 5$ ) также согласуются с теоретическими оценками ( $\sim 1,3$  и  $\sim 3$ , соответственно) [5]. Следует отметить, что механизм рекомбинации, по-видимому, остается неизменным во всем интервале температур  $4,2 - 300^\circ\text{K}$ , о чем свидетельствует слабое изменение с температурой концентрационной зависимости разности  $E_g - E_0$  (рис. 3), где  $E_g$  - ширина запрещенной зоны "чистого" материала.

Таким образом, полученные результаты согласуются с известными представлениями о том, что в сильно легированном полупроводнике образуется единый энергетический спектр состояний, имеющих "зонный" характер [6]. При этом влияние легирования проявляется в уменьшении ширины запрещенной зоны, которую в нашем эксперименте можно

характеризовать энергией  $E_0$ , и уменьшении эффективной массы носителей.

В модели межзонных переходов находит объяснение и нелинейный сдвиг линии в слабых полях. Этот эффект аналогичен нелинейному сдвигу точек с постоянной интенсивностью в спектрах ФЛ  $n$ -GaAs,

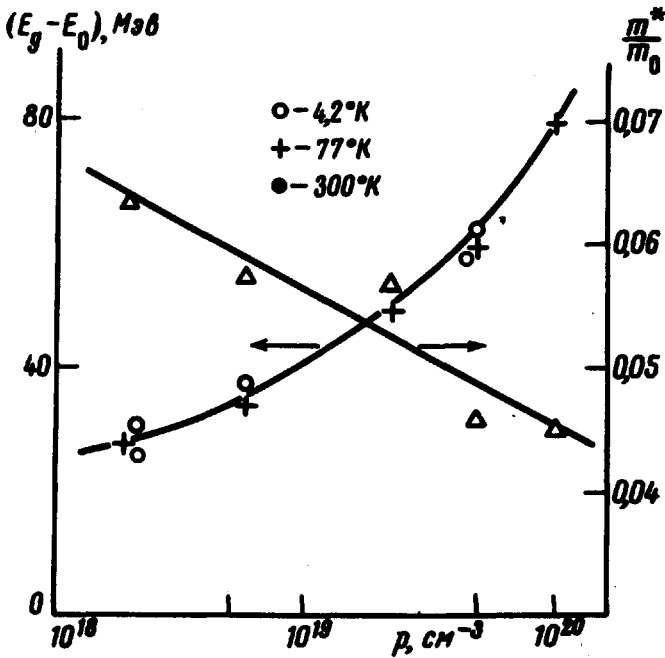


Рис. 3. Концентрационная зависимость энергии экстраполяции  $E_0$  при различных температурах и коэффициента, имеющего размерность массы, характеризующего скорость смещения в магнитном поле максимума суммарного спектра ФЛ при  $T = 77^\circ\text{K}$

описанному в [3], и связан заполнением электронами уширенных и перекрывающихся в этих полях уровней Ландау в зоне проводимости. При увеличении магнитного поля до некоторого значения  $H = H''$  все электроны вымораживаются на уровень Ландау  $n = 0$  и сдвиг линии приобретает линейный характер. С увеличением степени легирования и температуры  $H''$  возрастает и участок нелинейного сдвига увеличивается.

Уральский  
государственный университет  
им. А.М.Горького

Поступила в редакцию  
3 июня 1974 г.

### Литература

- [1] M.I.Nathan, G.Burns, S.E.Blum, J.C.Marinace. Phys. Rev., 132, 1482, 1963; D.A.Cusano. Sol. St. Comm., 2, 353, 1964.

- [2] J.I.Pankove. J. Phys. Soc. Japan, 21 Suppl., 298, 1966; Д.Н.Наследов, В.В.Негрескул, Б.В.Царенков. ФТП, 3, 1207, 1969.
- [3] Л.П.Зверев, Г.М.Миньков, С.А.Негашев. ФТП, 7, 1585, 1973.
- [4] L.M.Roth, B.Lax, S.Zwerdling. Phys. Rev., 114, 90, 1959.
- [5] Q.H.F.Vreken. J.Phys. Chem. Sol., 29, 129, 1968.
- [6] В.Л.Бонч-Бруевич. Физика твердого тела, АН СССР, М., 1965.
-