

## ВЛИЯНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ НА ФОРМИРОВАНИЕ СТАЦИОНАРНЫХ СПЕКТРОВ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ *n*-GaAs

В. В. Криволапчук, Н. К. Полетаев, Л. М. Федоров

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия

(Получена 9 августа 1993 г. Принята к печати 30 августа 1993 г.)

В образцах *n*-GaAs исследовались низкотемпературные спектры краевой фотолюминесценции от интенсивности возбуждения, в области малых мощностей накачки, при стационарном и импульсном возбуждении. Показано, что характерные особенности спектров краевой фотолюминесценции зависят от концентрации метастабильных состояний, захватывающих неосновные носители.

В предыдущих работах [1, 2] мы исследовали кинетику затухания краевой люминесценции GaAs и показали, что затухание фотолюминесценции (ФЛ) характеризуется аномально длительными временами ( $t > 10^{-6}$  с) и это связано с метастабильными центрами, захватывающими дырки. Было показано, что важную роль в формировании задержанных спектров связанных экситонов (рис. 1) играют долгоживущие свободные электроны, которые обусловлены существованием дырок в метастабильных состояниях.

Цель настоящей работы — выяснение характера влияния метастабильных состояний на формирование стационарных спектров низкотемпературной краевой люминесценции GaAs.

Большая часть экспериментов проводилась на кристаллах *n*-GaAs, представляющих собой эпитаксиальные слои толщиной 10 — 100 мкм, выращенных методом газовой эпитаксии (VPE) на полуизолирующих,  $p^+$ - или  $n^+$ -подложках. Использовались образцы с различной концентрацией остаточных примесей  $N_d - N_a < 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, подвижностью основных носителей 9000—109 000 см<sup>2</sup>/В·с при температурах 300 и 77 К соответственно. В наиболее чистых слоях *n*-GaAs концентрация остаточной примеси составляла  $N_d - N_a < 10^{14}$  см<sup>-3</sup>.

Низкотемпературный спектр краевой люминесценции GaAs хорошо известен. Для слоев с  $N_d - N_a < 10^{15}$  см<sup>-3</sup> он содержит линии свободных экситонов: верхнюю (UPB,  $E = 1.5153$  эВ) и нижнюю (LPB,  $E = 1.5148$  эВ) поляритонные ветви, линию ( $D^0$ ,  $x$ ) ( $E = 1.5141$  эВ) экситона, связанного на нейтральном доноре и линию с энергией  $E = 1.5133$  эВ. Последняя линия люминесценции приписывается разными авторами либо переходу ( $D_0$ ,  $h$ ) — свободная дырка — нейтральный донор ( $D^0$ ) [3], либо аннигиляции комплекса ( $D^+$ ,  $x$ ) — экситона, на ионизованном мелком доноре ( $D^+$ ) [4]. Оба вышеуказанных процесса характеризуются практически одинаковой энергией перехода, а центры имеют одинаковую электронную конфигурацию  $\{(+), (e), (h)\}$ , что в общем случае затрудняет идентификацию этой линии излучения. Идентификацию линии  $E = 1.5133$  эВ следует проводить отдельно на каждом образце [3] по исследованию формы контура линии [4], температурной зависимости ее формы и

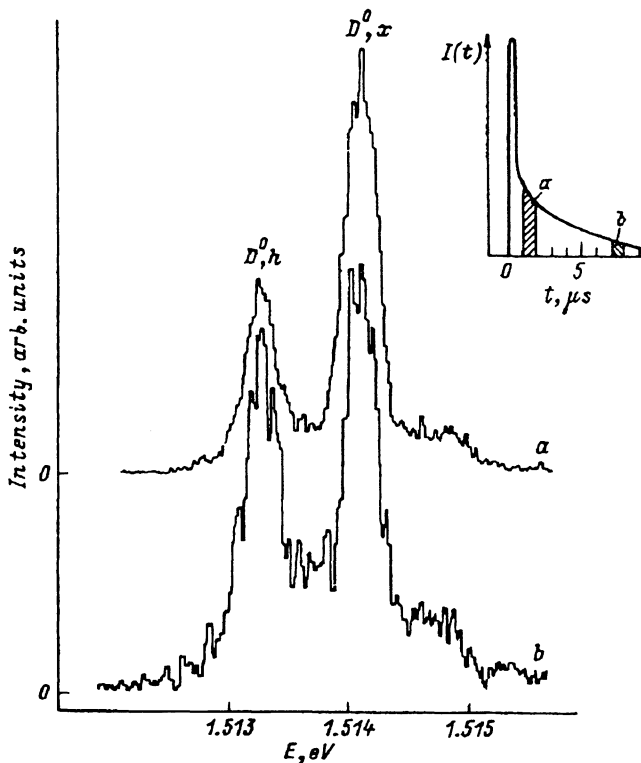


Рис. 1. Спектры образца 1-го типа во временных окнах после окончания импульса. На вставках — положение временных окон.

интенсивности, а также по измерению спектра возбуждения этой линии [3]. В образцах  $n$ -типа с малой степенью компенсации эта линия, как правило, приписывается переходу  $(D^0, h)$  [3]. При увеличении степени компенсации мелкими акцепторами в силу появления дополнительного канала перехода электронов с нейтральных доноров на мелкий акцептор ( $D^+ + e, A \rightarrow D^+, A^0$ ) возрастает количество заряженных доноров ( $D^+$ ) и в спектре появляется линия ( $E = 1.512$  эВ) экситона, связанного на нейтральном акцепторе ( $A^0, x$ ).

При слабой средней мощности импульсного возбуждения спектр фотолюминесценции в момент импульса возбуждения ( $t = t_0$ ) идентичен стационарному спектру, полученному при такой же мощности ( $W_0$ ) непрерывного возбуждения. Кроме того, следует учесть, что при импульсном возбуждении наблюдается долговременная кинетика затухания линий  $D^0, x$  и  $D^0, h$  (рис. 2) [1, 5]. Видно, что время распада этих состояний различно. Это находит отражение в соотношении интенсивностей линий  $D^0, x$  и  $D^0, h$  в задержанных спектрах, измеренных с различной временной задержкой  $\Delta t$  после окончания импульса возбуждения (рис. 1). Заметим, что для формирования в задержанных спектрах линии  $D^0, h$  требуется только высвобождение дырок из метастабильных состояний, в то время как для формирования в задержанных спектрах линии связанного экситона  $D^0, x$  необходимо также наличие заметной концентрации долгоживущих свободных электронов  $\delta n$  [2, 5]. Так как вероятность образования экситона и, следовательно, интенсивность линии  $(D^0, x)$  непосредственно связана с наличием электронов в зоне, а вероятность перехода  $(D^0, h)$  и интенсивность соответствующей линии при неизменной концентрации нейт-

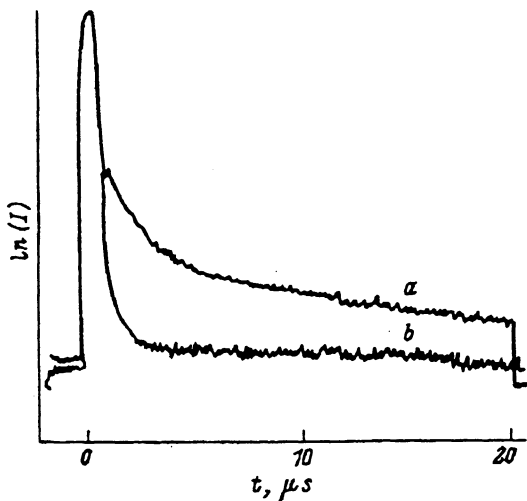


Рис. 2. Кинетика затухания краевой люминесценции после окончания импульса возбуждения. Сигналы нормированы на начало затухания (точка  $P$ ).  $a$  — образец 1-го типа,  $b$  — образец 2-го типа.

ральных доноров ( $N_d = \text{const}$ ) остается постоянной, в качестве меры, характеризующей вклад долгоживущих свободных электронов в формировании линии  $D^0, x$ , может использоваться отношение интенсивностей линий  $\eta = I(D^0, x) / I(D^0, h)$  в задержанных спектрах. Очевидно, что в отсутствие возбуждения по мере опустошения дырочных ловушек в этом случае уменьшается число электронов и, следовательно, уменьшается величина  $\eta$ , что и наблюдается в спектрах, полученных при разных временах задержки. Следует ожидать, что, поскольку следствием существования метастабильных дырочных состояний является присутствие электронов в зоне проводимости, концентрация  $\delta n \sim n_1$  будет давать вклад в концентрацию электронов в зоне проводимости при стационарном возбуждении и, следовательно, проявляться в спектрах стационарной фотолюминесценции.

В дальнейшем мы будем следить за отношением  $\eta = I(D^0, x) / I(D^0, h)$  в стационарных спектрах. Спектры люминесценции ( $T = 2\text{K}$ ) некоторых исследованных образцов  $n$ -GaAs при фиксированном слабом ( $W_0 < 1\text{Вт/см}^2$ ) стационарном возбуждении He-Ne-лазером ( $h\omega_0 = 1.96\text{эВ}$ ) приведены на рис. 3. Зависимость  $\eta = \eta(W_{\text{ex}})$  для различных образцов GaAs от интенсивности возбуждения приведена на рис. 4. Важным для понимания обстоятельством является наличие семейства кривых  $\eta(W_{\text{ex}})$ , среди которых можно выделить зависимость двух типов: 1 — кривые с насыщением и 2 — кривые с монотонно увеличивающимся отношением  $\eta$ . Следует заметить, что существует однозначная корреляция между типом зависимости  $\eta$  для стационарных спектров и характером затухания фотолюминесценции: зависимость 1-го типа имеет образцы с аномально длительным затуханием, а зависимость 2-го типа наблюдается в образцах, у которых отсутствует медленный хвост затухания ФЛ.

Рассмотрим вначале причины существования различных значений  $\eta$  в различных образцах GaAs при фиксированной интенсивности возбуждения. Как видно из рис. 3,  $b, d$ , в образцах 1-го типа при малых интенсивностях возбуждения доминирует линия  $D^0, x$ . Заметим, что в пределе (при уменьшении интенсивности возбуждения) форма спектра и величина  $\eta$  стремятся к параметрам задержанных спектров. Это указывает на преобладание свободных

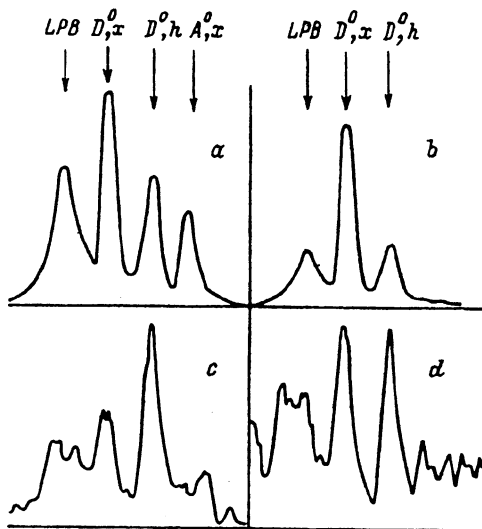


Рис. 3. Спектры краевой люминесценции GaAs. *b, d* — образцы 1-го типа; *a, c* — образцы 2-го типа; *a, b* — интенсивность возбуждения  $0.5 \text{ Вт/см}^2$ ; *c, d* — интенсивность возбуждения  $0.002 \text{ Вт/см}^2$  (спектры *c, d* приведены в сглаженном виде).

электронов, которые совместно с дырками поставляемыми метастабильными состояниями образуют экситоны. В спектрах ФЛ образцов 2-го типа при малой интенсивности возбуждения интенсивность линии  $(D^0, x)$  мала, и, кроме того, в этих образцах присутствует линия  $(A^0, x)$  (рис. 3, *a, c*), отвечающая экситону, связанному на нейтральном акцепторе. Это свидетельствует о заметной степени компенсации этих образцов мелкими акцепторами и большей концентрации ионизованных доноров  $(D^+)$ . В результате концентрация свободных электронов в зоне проводимости кристаллов 2-го типа будет существенно меньше. Уменьшение концентрации свободных электронов в образцах 2-го типа обусловлено двумя факторами: во-первых, увеличением захвата электронов на мелкие заряженные доноры  $(D^+)$ , концентрация которых велика, и, во-вторых, уменьшением числа дырок, захваченных в метастабильные состояния вследствие образования канала захвата дырок в состоянии мелких акцепторов. При импульсном возбуждении это находит отражение в уменьшении величины  $B$  ( $W_{\text{ex}}, t$ ), которая является мерой заселенности метастабильных состояний [2]. А результате этих двух взаимосвязанных процессов концентрация электронов в зоне проводимости может меняться в широких пределах, что находит отражение в спектрах ФЛ. Если, например, компенсация достигает значительной степени, то существует много ионизованных доноров, большинство электронов из зоны проводимости захватываются на них и это приводит к значительному сужению ка-

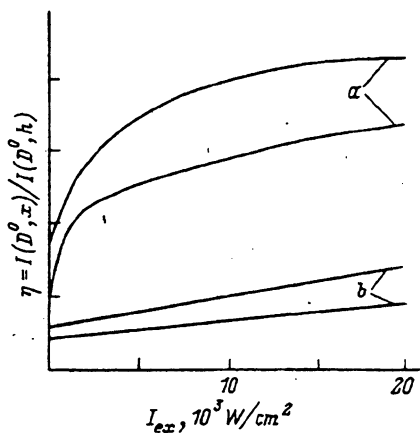


Рис. 4. Зависимости отношений интенсивностей линий  $D^0, x$  и  $D^0, h$  — ( $\eta$ ) от интенсивности возбуждающего света ( $I_{\text{ex}}$ ); *a* — образцы 1-го типа, *b* — образцы 2-го типа.

нала образования состояний ( $D^0, x$ ). Этим и объясняется различная величина  $\eta$  в разных образцах при одинаковом уровне возбуждения.

Зависимость от интенсивности также отражает заселенность различных состояний. Действительно, поскольку концентрация избыточных электронов связана с заселенностью метастабильных состояний, постольку отношение  $\eta$  должно зависеть от интенсивности возбуждения. При минимальных уровнях возбуждения, когда дырочные метастабильные центры не заполнены, отношение должно быть минимально и по мере увеличения  $W_{ex}$  увеличиваться, достигая насыщения (рис. 4, а). Увеличение  $W_{ex}$  приводит к дальнейшему росту концентрации дырок на ловушках, а значит, и к росту концентрации электронов в зоне проводимости, что влечет за собой образование экситонов и, следовательно, увеличение  $\eta$ . Существование двух типов кривых  $\eta$  ( $W_{ex}$ ) связано с разной концентрацией свободных электронов в образцах 1-го и 2-го типов. Из анализа кинетических уравнений можно сделать вывод, что в случае кристаллов 2-го типа канал рекомбинации через состояния мелких заряженных доноров и акцепторов в диапазоне малых интенсивностей возбуждения ( $0.001 < W_{ex} < 0.5$  Вт/см<sup>2</sup>) не может быть насыщенным и зависимость отношения интенсивностей линий  $\eta = \eta(W_{ex})$  должна быть линейной (рис. 4, б). В случае кристаллов 1-го типа, в которых значительную роль в процессах кинетики носителей играют метастабильные состояния, корректный анализ провести сложно. Однако можно ожидать, что при столь малых интенсивностях возбуждения в меру меньшей эффективности распада состояний ( $D^0, x$ ) и ( $D^0, h$ ) (он ограничен медленной поставкой носителей из метастабильных состояний [<sup>1</sup>]  $\tau = 10^{-6}$  с) возможно насыщение каналов рекомбинации (рис. 4, а).

Таким образом, метастабильные состояния, захватывающие неосновные носители в  $n$ -GaAs, являются источником долгоживущих электронов в зоне и в результате оказывают влияние на формирование спектров стационарной краевой фотолуминесценции. Кроме того, необходимо отметить, что измерение отношения интенсивностей линий  $\eta = I(D^0, x)/I(D^0, h)$  при малых ( $W_{ex} < 0.05$  Вт/см<sup>2</sup>) интенсивностях возбуждения может служить качественным критерием сравнительной оценки степени компенсации в образцах с низким содержанием остаточных примесей ( $< 10^{14}$  см<sup>-3</sup>), измерения другими методами в которых затруднены.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] А. В. Акимов, А. А. Каплянский, В. В. Криволапчук, Е. С. Москаленко. Письма ЖЭТФ, 46, 35 (1987).
- [2] А. В. Акимов, Ю. В. Жилиев, В. В. Криволапчук, Н. К. Полетаев, В. Г. Шофман. ФТП, 25, 713 (1991).
- [3] U. Heim, P. Hiesinger. Phys. St. Sol. (b), 66, 461 (1974).
- [4] E. H. Bogardus, H. B. Bebb. Phys. Rev., 176, 993 (1968).
- [5] А. В. Акимов, В. В. Криволапчук, Н. К. Полетаев, В. Г. Шофман. ФТП, 27, 310 (1993).

Редактор В. В. Чалдышев