

## ПРОЯВЛЕНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ ДЫРОК В МЕДЛЕННОЙ КИНЕТИКЕ КРАЕВОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ *n*-GaAs

*А.В.Акимов, А.А.Каплянский, В.В.Криволапчук, Е.С.Москаленко*

Путем исследования влияния тепловых импульсов на обнаруженную микросекундную кинетику люминесценции свободная дырка – нейтральный донор в *n*-GaAs при  $T_0 = 1,7$  К показано, что эта кинетика обусловлена медленной безактивационной подпиткой концентрации свободных дырок из метастабильных локализованных состояний с энергией ниже потолка валентной зоны GaAs.

Кинетика краевой люминесценции GaAs при гелиевых температурах характеризуется временами  $\sim 10^{-8}$  с, обусловленными быстрым захватом фотовозбужденных носителей на ионизованные примеси (см., например, <sup>1</sup>). В настоящей работе впервые обнаружено существование медленной ( $10^{-6}$  с) компоненты в ходе затухания спектра фотолюминесценции *n*-GaAs, связанного с участием свободных дырок. Показано, что медленная компонента вызвана сильной временной задержкой дырок в некоторых локализованных состояниях с энергией ниже потолка валентной зоны, высвобождение дырок из которых является безактивационным.

Исследовались при  $T_0 = 1,7$  К монокристаллические слои *n*-GaAs ( $n_D - n_A = 10^{14} \div 10^{16}$  см<sup>-3</sup>) толщиной  $2 \div 400$  мкм, выращенные на ориентированных (001) подложках SI – GaAs (толщина 0,4 мм) методами жидкостной эпитаксии, либо эпитаксии из газовой фазы в хлоридной системе или МОС-гидридным способом. На рис. 1 изображены в общем согласующиеся с известными данными (<sup>2</sup> и ссылки в ней) спектры фотолюминесценции нескольких образцов *n*-GaAs, измеренные нами на спектрометре ДФС-24 при слабом ( $P \sim 10^{-2}$  Вт/см<sup>2</sup>) стационарном возбуждении He – Ne-лазером ( $\lambda = 633$  нм). При  $n_D - n_A \leq 10^{15}$  см<sup>-3</sup> в спектре (рис. 1, а, б) присутствуют линии: свободных экситонов верхней

UPB ( $E = 1,5153$  эВ) и нижней LPB ( $E = 1,5150$  эВ) поляритонных ветвей; экситона, связанного на нейтральном доноре  $D_0^X$  ( $E = 1,5141$  эВ); перехода  $D_0^h$  ( $E = 1,5133$  эВ), отвечающего рекомбинации свободной дырки  $h$  и электрона на нейтральном доноре. Введение акцепторов дополнительно вызывает появление в спектре линии экситона, связанного на нейтральном акцепторе  $A_0^X$  ( $E = 1,5125$  эВ, рис. 1, а). При увеличении концентрации примесей до  $n_D - n_A \sim 10^{16}$  см $^{-3}$  экситонные особенности размываются и наблюдается только неоднородно уширенная полоса, в основном отвечающая, по-видимому, переходу  $D_0^h$  (рис. 1, з).

На рис. 2 представлены кривые затухания  $I_0(t)$  люминесценции  $D_0^h$  этих образцов. Возбуждение производилось импульсами (длительность  $2 \cdot 10^{-7}$  с) второй гармоники YAG: Nd лазера ( $\lambda = 530$  нм) с плотностью импульсного возбуждения  $P < 10^3$  Вт/см $^2$ . В люминесценции всех образцов наблюдается быстрый спад, за которым следует медленный хвост, относительная амплитуда которого зависит от образца. Время затухания хвоста, определяемое по наклону  $I_0(t)$  при  $t > 5$  мкс, составляет  $\tau_1 = 6,5 \pm 0,5$  мкс и мало зависит от образца. Наблюдаемое время быстрого спада соответствует аппаратному и реальное время этого спада отвечает, очевидно, времени жизни фотовозбужденных носителей  $\tau_0$  (в чистом GaAs при гелиевой температуре  $\tau_0 \sim 10^{-8}$  с $^{-1}$ ). Как видно  $\tau_1 \gg \tau_0$ .

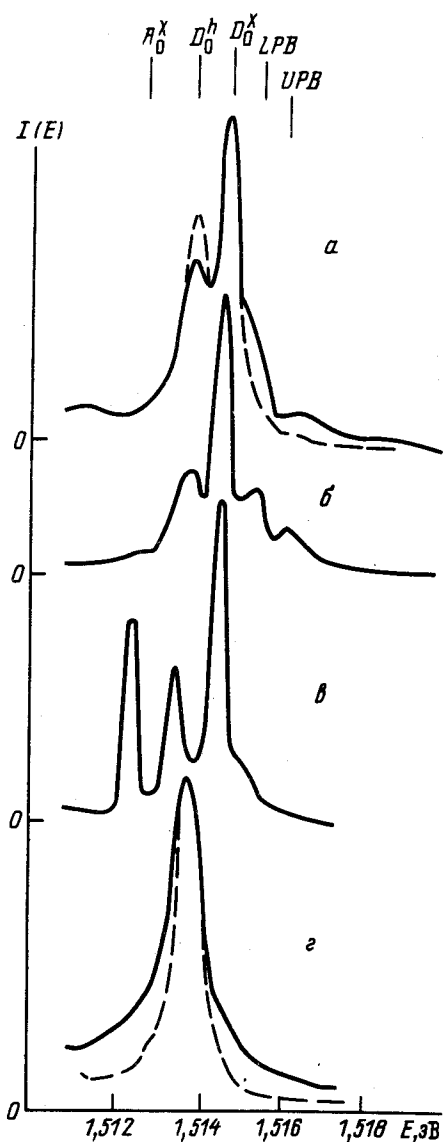


Рис. 1. Спектры стационарной фотолюминесценции при  $T_0 = 1,7$  К образцов  $n$ -GaAs с  $n_D - n_A = 9 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$  (а);  $4 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$  (б);  $3 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$  (в);  $5 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$  (г). Штрих – спектры, снятые с временной задержкой 1 мкс

Спектры люминесценции, измеренные с временной задержкой  $t = 1$  мкс в окне  $\Delta t = 0, 25$  мкс показаны на рис. 1, а, з штриховыми линиями. Через микросекундное время после прекращения оптического возбуждения в спектре сохраняются линии  $D_0^h$  и  $D_0^x$ , но отсутствует излучение, связанное с рекомбинацией свободных экситонов и с переходом  $A_0^x$  (рис. 1, в).

Переходя к обсуждению отметим, что при  $T_0 = 1,7$  К нейтральные доноры  $D_0$  исходно всегда имеются в  $n$ -GaAs. Поэтому существование люминесценции свободная дырка — нейтральный донор  $D_0^h$  через микросекунды после окончания возбуждения свидетельствует о медленном уменьшении концентрации свободных дырок  $h$  в валентной зоне. Таким образом, если быстрый спад люминесценции  $D_0^h$  (рис. 2 и  $1^1$ ) отражает время  $\tau_0$  жизни свободных дырок в валентной зоне, то микросекундный хвост  $I_0(t)$  обязан медленной подпитке свободных дырок из некоторых долгоживущих локализованных состояний (ЛС), на которые захватывается часть дырок<sup>1)</sup>.

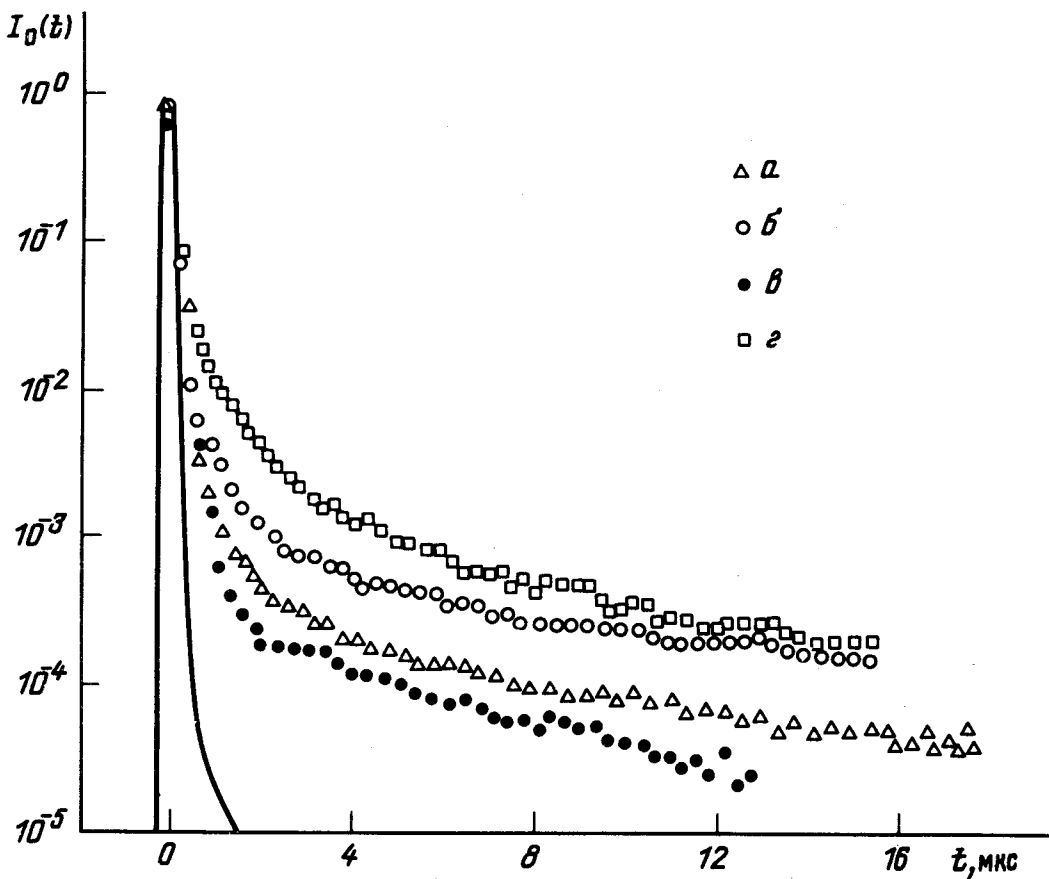


Рис. 2. Кинетика фотолуминесценции  $I_0(t)$  линии  $D_0^h$ . Кривые нормированы. Обозначения точек соответствуют образцам, спектры которых изображены на рис. 1

Для уяснения природы долгоживущих ЛС дырок важными оказались опыты по влиянию на линию люминесценции  $D_0^h$  тепловых импульсов (ТИ). На противоположную сторону подложки SI — GaAs напылена константановая пленка  $1,5 \times 1$  мм<sup>2</sup>, разогреваемая импульсами

<sup>1)</sup> Наблюдение медленной кинетики на экситонной линии  $D_0^x$  можно объяснить вкладом в свечение этой линии процессов рекомбинации высвобожденных из ЛС свободных дырок с  $D^-$  центрами, образующимися в оптически возбужденном GaAs при захвате электронов нейтральными донорами  $D_0$ <sup>3</sup>. Отсутствие в спектре люминесценции на временах  $t > 1$  мкс линий свободных экситонов и  $A_0^x$  свидетельствует о коротком времени существования оптически возбужденных свободных электронов в  $n$ -GaAs.

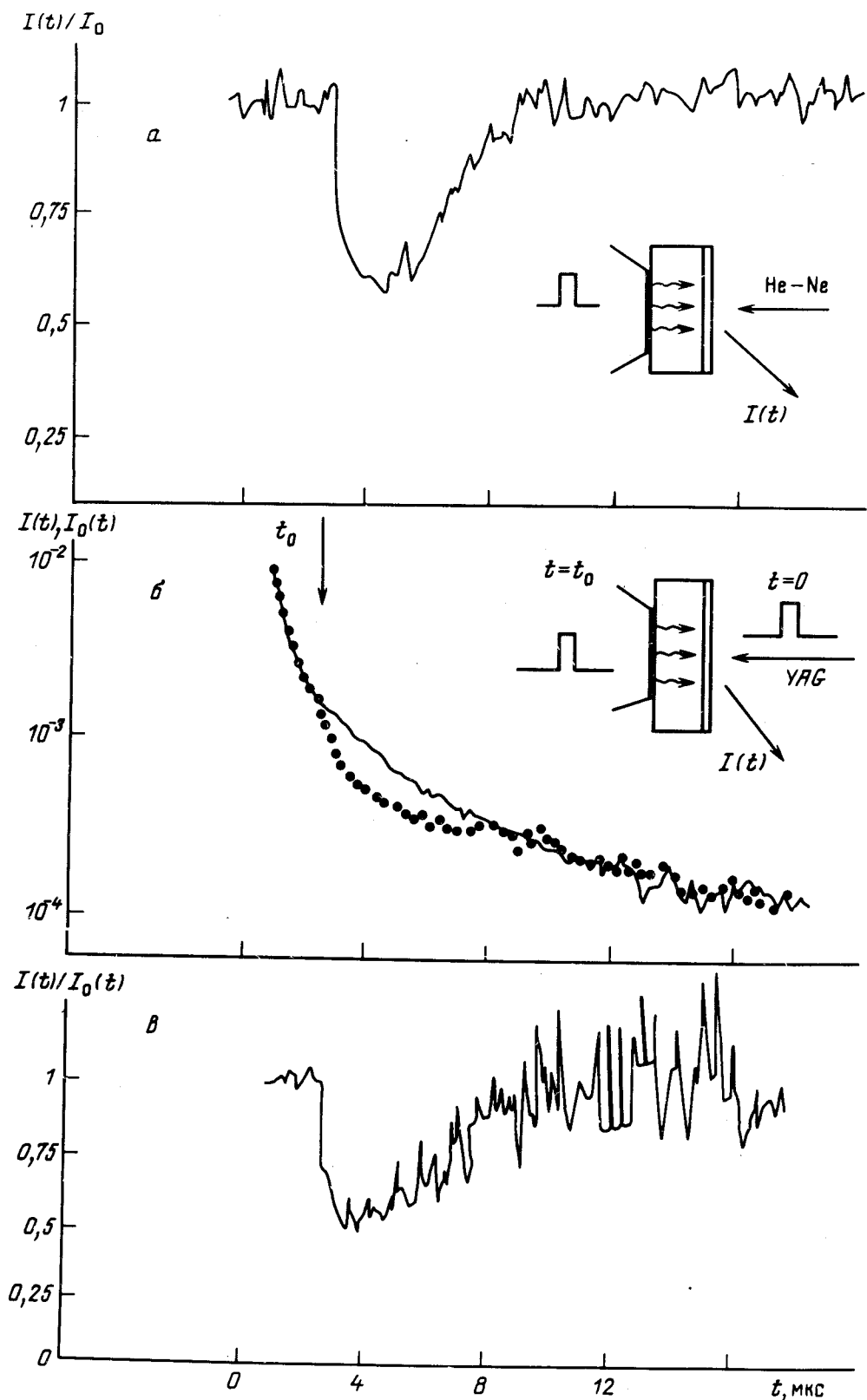


Рис. 3. Влияние тепловых импульсов на интенсивность линии  $D_0^h$ : *a* – зависимость  $I(t)/I_0$  при стационарном возбуждении; *б* – кинетика затухания люминесценции в отсутствие (сплошные линии  $I_0(t)$ ) и в присутствии ТИ (точки  $I(t)$ ); *в* – временная зависимость  $I(t)/I_0(t)$  при импульсном возбуждении. На вставках *a*, *б* – схемы опытов

тока (длительность  $10^{-7}$  с, рассеиваемая импульсная мощность 50 Вт). При этом в подложку SI — GaAs впрыскиваются акустические фононы, которые диффузно <sup>4</sup> доходят до эпитаксиального слоя *n*-GaAs, увеличивая его температуру до  $T \approx 6$  К.

На рис. 3,а показано влияние ТИ на интенсивность  $D_0^h$  при стационарном возбуждении люминесценции, когда основная часть свободных дырок (> 90%) образуется прямо, минуя ЛС. При воздействии ТИ наблюдается уменьшение интенсивности  $D_0^h$  (рис. 3,а), что согласуется с известным фактом температурного тушения  $D_0^h$  <sup>2</sup>. При этом форма "отрицательно" импульса люминесценции  $I(t)/I_0$  ( $I_0$  — стационарная интенсивность  $D_0^h$  в отсутствие ТИ) отражает кинетику "температуры" фононного импульса, прошедшего через подложку SI — GaAs <sup>4</sup>. В последующих опытах — с импульсным оптическим возбуждением люминесценции — ТИ воздействует на временной ход люминесценции  $I_0(t)$  (рис. 2), причем, ТИ подается через 2 мкс после прекращения возбуждения, когда быстрый спад люминесценции  $I_0(t)$  уже окончен и остается только хвост люминесценции, обусловленный подпиткой свободных дырок из ЛС. В наблюдаемом в присутствии ТИ временном ходе люминесценции  $I(t)$  (точки на рис. 3,б) виден участок с ее тушением, причем после окончания действия ТИ происходит возвращение  $I(t)$  на прежний временной ход  $I_0(t)$ .

На рис. 3,в представлена временная зависимость отношения  $I(t)/I_0(t)$ , полученная из измерений кривых  $I(t)$ ,  $I_0(t)$  (рис. 3,б). Видно, что зависимости рис. 3 (а) и (в) практически одинаковы. Следовательно ТИ оказывают одинаковое действие как на стационарную люминесценцию  $I_0$  в условиях постоянной оптической генерации свободных дырок (рис. 3,а), так и на хвост люминесценции  $I_0(t)$  в условиях, когда оптическое возбуждение дырок отсутствует и люминесценция обусловлена подпиткой свободных дырок из ЛС. Отсюда следует, что увеличение температуры более чем втрое (от 1,7 до 6 К), никак не ускоряет высвобождение дырок из ЛС в валентную зону, т.е. последний процесс не требует термической энергии, а является спонтанным. Это исключает положение локализованного дырку энергетического уровня в запрещенной зоне GaAs, и дает все основания полагать, что этот уровень расположен ниже потолка валентной зоны, т.е. является метастабильным.

Практически неизменный ход  $I_0(t)$  при  $t > 2$  мкс (рис. 2) в эпитаксиальных образцах, полученных разными методами, с различной степенью компенсации и разными случайными полями, обусловленными дефектами (все эти различия проявляются спектроскопически в разной неоднородной ширине экситонных линий люминесценции — см. рис. 1) свидетельствует против связи метастабильных ЛС с локализацией дырок на флуктуациях крупномасштабного потенциала. Одной из возможных причин локализации в принципе может быть примесная или собственная автолокализация дырок на уровне, находящемся ниже потолка валентной зоны (метастабильное автолокализованное состояние <sup>5</sup>). В этом случае высвобождение дырок из ЛС идет путем их туннелирования сквозь потенциальный барьер, разделяющий локализованные и свободные состояния дырки в конфигурационном пространстве.

Авторы благодарны В.И.Перелю, Э.И.Рашба и И.Н.Ясевич за полезное обсуждение работы.

#### Литература

1. Bimberg D., Münzel H., Steckenborn A., Christen J. Phys. Rev. B, 1985, 31, 7788.
2. Williams E.W., Barry Bebb. In "Semiconductors and Semimetals" ed. by Willardson R.K. and Beer A.C., 1972, 8, Academic Press, p. 321.
3. Armesfead C.J. et al. Solid State Comm., 1985, 53, 1109.
4. Гутфельд Р. Кн. "Физическая акустика" под ред. Мэзона, т. 5, 1973, М.: Мир, с. 267.
5. Рашба Э.И. Кн. "Экситоны" под ред. Рашба Э.И. и Стержа М.Д. М.: Наука, 1985, с. 385.