

## ПЕРЕЗАХВАТ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ В УСЛОВИЯХ ФОТОИОНИЗАЦИИ В ЭПИТАКСИАЛЬНОМ *n*-GaAs

Акимов А. В., Жилиев Ю. В., Криволапчук В. В., Шофман В. Г.

Впервые в *n*-GaAs наблюдалась фосфоресценция, связанная с высвобождением дырок из метастабильных состояний, происходящая при фотоионизации глубоких уровней. Обнаружено, что фотоионизация сопровождается сильным перезахватом неосновных носителей на глубокие уровни. Сделан вывод об определяющей роли глубоких уровней в компенсации пелегрированных слоев, выращенных методом газотранспортной эпитаксии.

Настоящая работа посвящена исследованию глубоких центров в кристаллах арсенида галлия методом фосфоресценции. Как известно, явление фосфоресценции представляет собой длительное послесвечение кристалла, обусловленное рекомбинацией электронов и дырок, медленно высвобождающихся из ло-

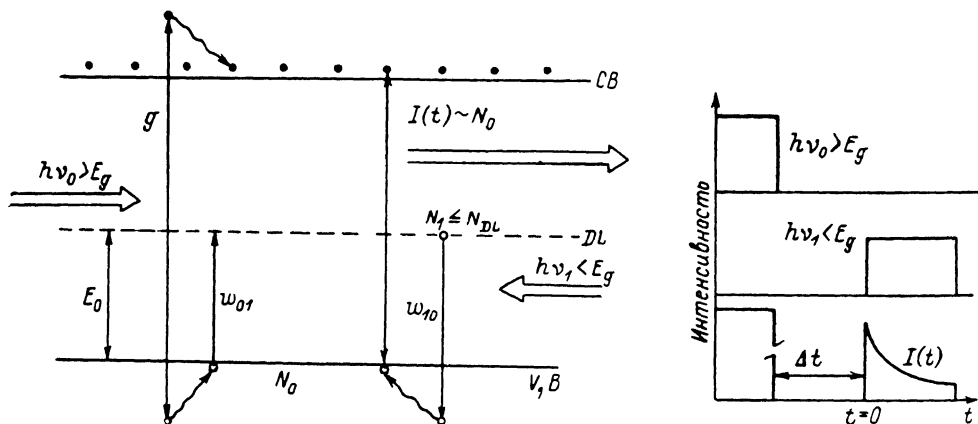


Рис. 1. Схема переходов в *n*-GaAs.

На вставке — идея эксперимента.

вушек (центров прилипания), куда они были захвачены во время действия возбуждающего света. Высвобождение электронов (дырок) может происходить как под влиянием термического воздействия (термолюминесценции), так и под действием инфракрасного излучения.

В настоящей работе впервые исследуется фосфоресценция эпитаксиальных слоев *n*-GaAs, стимулированная оптическим высвобождением дырок с глубоких уровней, захвативших неосновные носители (дырки). Для наблюдения фосфоресценции эпитаксиальный слой *n*-GaAs поочередно возбуждается прямоугольными импульсами двух источников света (рис. 1).

1. Импульсы межзонной накачки  $h\nu_0 > E_g$  создают свободные носители. В результате глубокие уровни (DL) заселяются дырками. После выключения света концентрация свободных дырок в валентной зоне быстро спадает (время жизни свободных дырок в *n*-GaAs  $\tau_0 < 10^{-8}$  с [1]). При этом гаснет краевая люминесценция, связанная с рекомбинацией свободных дырок и электронов (см. вставку на рис. 1).

2. Импульсы подзонной накачки  $h\nu_1 < E_g$  воздействуют на область кристалла через некоторое время  $\Delta t$  после выключения импульса света  $h\nu_0$ . При этом происходит высвобождение дырок, которые захватились на DL во время действия света  $h\nu_0$  и остались на DL в течение времени  $\Delta t$ . Появление свободных дырок приводит к возгоранию люминесценции, за которую ответственна рекомбинация свободных дырок и электронов.

На опыте исследуется кинетика спадающей во времени люминесценции (см. вставку на рис. 1)  $I(t)$  во время действия подзонного оптического возбуждения  $h\nu_1$ , вызывающего фотоионизацию DL. Форма кривой затухания определяется кинетическими свойствами как свободных носителей, так и дырок, захваченных на DL. Анализ кинетики фосфоресценции, представленный в разделе 2, позволяет сделать определенные выводы в разделах 3, 4 относительно процессов фотоионизации и захвата неосновных носителей в  $n$ -GaAs.

## 1. Экспериментальные результаты

Эксперименты проводились на 28 образцах  $n$ -GaAs с концентрацией остаточных примесей  $N_D - N_A = 10^{12} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , выращенных методом газотранспортной эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs. Основные экспериментальные результаты приводятся нами для четырех слабо компенсированных образцов  $n$ -GaAs (см. таблицу).

Образцы помещались в оптический кристалл и находились в жидком гелии ( $T = 2 - 4 \text{ К}$ ) или охлаждались парамагнетиком гелия ( $T = 5 - 80 \text{ К}$ ). Площадь возбуждаемого оптически участка эпитаксиального слоя составляла  $1 \text{ мм}^2$ . В качестве источника межзонной накачки  $h\nu_0 > E_g$  использовались He-Ne-лазер (длина волны  $\lambda_0 = 0.63 \text{ мкм}$ , плотность мощности на образце  $P_0 \leq 10 \text{ Вт/см}^2$ ), преры-

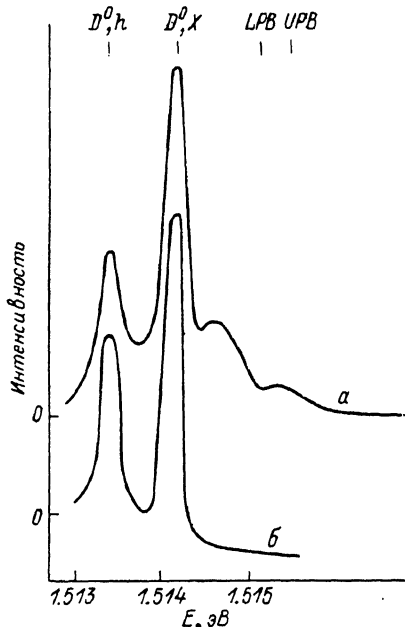


Рис. 2. Спектры люминесценции  $n$ -GaAs (ГТЭ-539) при постоянной накачке (а) и во временном окне  $2 \cdot 10^{-7} \text{ с}$  в момент действия импульса подзонного возбуждения (б).

$h\nu_1 = 1.17 \text{ эВ}$ ,  $P_1 = 10^4 \text{ Вт/см}^2$ ,  $T = 2 \text{ К}$ .

ваемый механическим модулятором (длительность импульса  $1 \text{ мс}$ , частота повторения  $500 \text{ Гц}$ ), или вторая гармоника ИАГ лазера с акустооптической модуляцией добротности внутри резонатора ( $\lambda_0 = 0.53 \text{ мкм}$ ,  $P_0 = 10^4 \text{ Вт/см}^2$ , длительность импульса  $0.2 \text{ мкс}$ , частота повторения  $< 10 \text{ кГц}$ ). В качестве источников подзонного света  $h\nu_1 < E_g$  использовались ИАГ лазер с модуляцией вне резонатора ( $\lambda_1 = 1.06 \text{ мкм}$ ,  $P_1 = 10^3 \text{ Вт/см}^2$ ) или инжекционные лазеры ( $\lambda_1 = 0.9 - 12 \text{ мкм}$ ,  $P_1 = 0.1 - 200 \text{ Вт/см}^2$ , длительность импульса  $10 - 200 \text{ мкс}$ , форма импульса прямоугольная).

Параметры исследованных образцов

Образец	$(N_D - N_A) \times 10^{-15}, \text{ см}^{-3}$ ( $T = 300 \text{ К}$ )	$l, \text{ мкм}$	$E_0, \text{ эВ}$	$k (T = 2 \text{ К})$	$\sigma_p (\nu_1) \cdot 10^{-17}, \text{ см}^2$	
					$h\nu_1 = 1.17 \text{ эВ}$	$h\nu_1 = 0.4 \text{ эВ}$
ГТЭ-539	0.4	20	0.35-0.4	10	2.3	$\sim 0.1$
ГРЭ-598	2	20	0.2-0.3	10	2.7	$\sim 1$
ГТЭ-599	20	20	0.35-0.4	40	1.4	$\sim 0.1$
ГТЭ-К	0.1	100	0.1-0.2	40	2	$\sim 1$

Свет люминесценции  $I(t)$  проходил через монохроматор ДФС-24, настроенный на длину волны краевой люминесценции. Регистрация велась по методу счета фотонов с временным разрешением  $> 10$  нс и последующим накоплением сигнала в анализаторе импульсов АИ-1024, связанного с микро-ЭВМ ДВК-3.

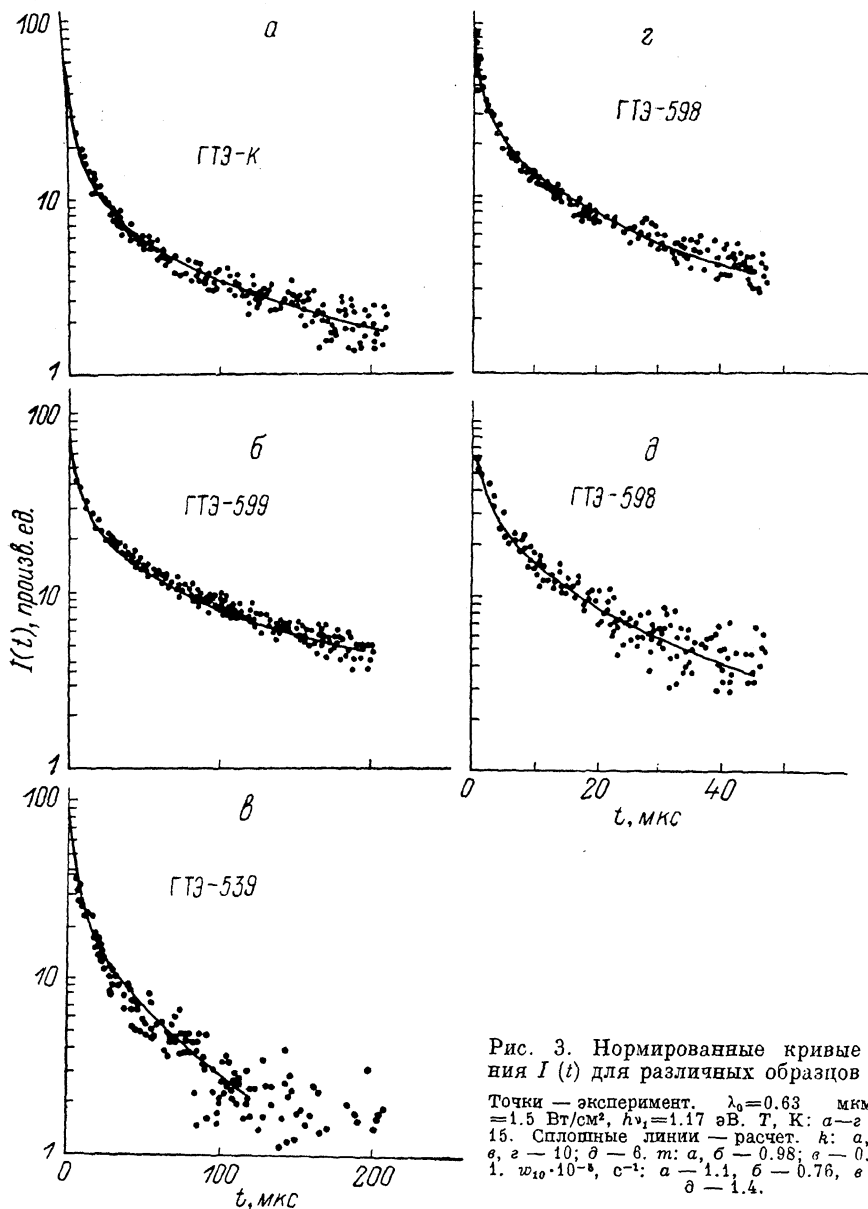


Рис. 3. Нормированные кривые затухания  $I(t)$  для различных образцов  $n$ -GaAs.

Точки — эксперимент.  $\lambda_0 = 0.63$  мкм,  $P_0 = 1.5$  Вт/см<sup>2</sup>,  $h\nu_1 = 1.17$  эВ. Т, К: а—г — 2; д — 15. Сплошные линии — расчет.  $k$ : а, б — 40; в, г — 10; д — 6.  $m$ : а, б — 0.98; в — 0.95; г, д — 1.  $w_{10} \cdot 10^{-8}$ , с<sup>-1</sup>: а — 1.1, б — 0.76, в — 1.2; г, д — 1.4.

На рис. 2 представлены результаты измерений спектра люминесценции при  $T=2$  К при постоянной накачке светом  $h\nu_0$  (рис. 2, а) и во временном окне в момент времени действия импульса подзонной накачки  $h\nu_1$  (рис. 2, б) после действия импульса  $h\nu_0$ . Стационарный спектр (рис. 2, а) согласуется с хорошо изученным ранее [2] и при гелиевых температурах содержит 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  $D^0$ . Из сравнения рис. 2, а и б видно, что во время действия света подзонной накачки в спектре присутствуют

линии  $D^0$ ,  $h$  и  $D^0$ ,  $X$ . С другой стороны, на рис. 2, б отсутствуют линии  $UPB$  и  $LPB$ , ответственные за аннигиляцию свободных экситонов. Этот экспериментальный факт показывает, что возможное высвобождение из локализованных состояний под действием света  $h\nu_1$  основных носителей (электронов) не вносит вклада в наблюдаемый на опыте сигнал  $I(t)$ . Присутствие линии  $D^0$ ,  $X$  на рис. 2, б объясняется существованием в  $n$ -GaAs  $D^-$ -центров [3]. Тогда образование экситона на нейтральном доноре представляется присоединением свободной дырки к заряженному  $D^-$ -донору [4]. Это даст нам право в разделах 2—4 при анализе экспериментальных результатов ограничиться только процессами фотоионизации глубоких уровней, захвативших дырки.

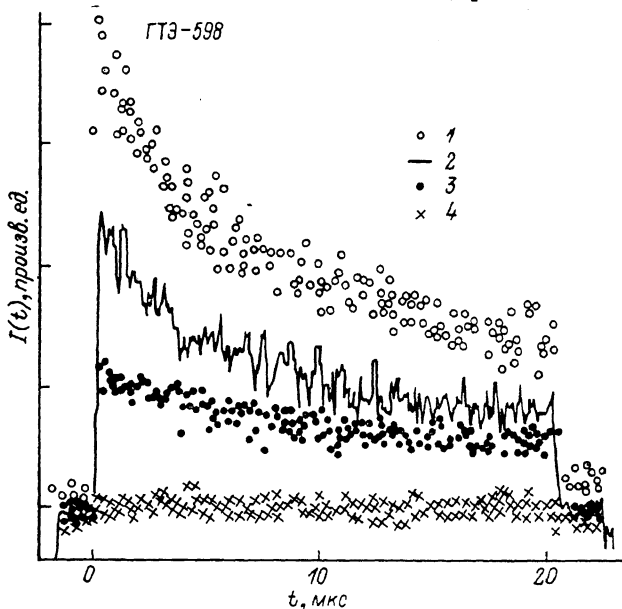


Рис. 4. Кривые затухания  $I(t)$  для различной мощности возбуждения.

$P_0$ , Вт/см<sup>2</sup>: 1 — 10<sup>4</sup>, 2 — 10, 3 — 0.2, 4 — 0.  $\lambda_0=0.53$  мкм,  $h\nu_1=1.37$  эВ,  $P_1=10^8$  Вт/см<sup>2</sup>,  $T=2$  К.

На рис. 3 в логарифмическом масштабе изображены экспериментальные кривые затухания  $I(t)$  для 4 различных образцов  $n$ -GaAs. Видно, что затухание  $I(t)$  сильно неэкспоненциально.

Были проведены эксперименты по определению времени жизни дырок на DL. Для этого сигнал  $I(t)$  измерялся в зависимости от времени задержки  $\Delta t$  (см. вставку на рис. 1). На всех исследуемых образцах не удалось заметить изменения начальной амплитуды и формы сигнала  $I(t)$  в диапазоне  $\Delta t=10^{-6}-10^{-2}$  с. Это означает, что время жизни дырок на DL составляет величину  $\tau_{DL} > 10$  мс, т. е. состояние DL с захваченной дыркой является метастабильным или, другими словами, DL является уровнем прилипания для дырок.

На рис. 4 изображены зависимости  $I(t)$  при разных плотностях накачки  $P_0$  света  $h\nu_0$  и постоянной плотности возбуждения  $P_1$  света  $h\nu_1$ . Видно, что начальная амплитуда  $I(t)$  нелинейно зависит от плотности  $P_0$ . Так, при изменении  $P_0$  на 3 порядка (ср. 1 и 2 на рис. 4) амплитуда уменьшается всего на 30%. Это означает, что при достаточной плотности  $P_0$  света  $h\nu_0$  происходит насыщение глубоких уровней ( $N_1 \approx N_{DL}$ , где  $N_1$  — концентрация дырок на DL, а  $N_{DL}$  — полная концентрация DL). Из рис. 4 видно, что при уменьшении  $P_0$  происходит также изменение формы  $I(t)$  — характерные времена спада увеличиваются с уменьшением  $P_0$ .

Были проведены измерения  $I(t)$  при разных плотностях  $P_1$  и энергиях кванта  $h\nu_1$  подзонного возбуждения (рис. 5, а, б). При этом оказалось, что амплитуда  $I(t)$  была прямо пропорциональна  $P_1$  для фиксированной  $h\nu_1$ , а формы импульсов  $I(t)$  хорошо совпадали при соответствующем линейном изменении временного масштаба. Изменяя энергию кванта света  $h\nu_1 < E_g$ , мы смогли найти спектральный порог фотоионизации  $h\nu_1^{оп}$  для исследуемых образцов. По-

рог определялся как минимальная энергия, при которой сигнал флуоресценции практически пропадал. При этом плотность мощности  $P_1$  была достаточной, чтобы вызвать фотоионизацию при энергии кванта  $h\nu_1 > h\nu_1^{пор} = E_0$ , где  $E_0$  — оптическая глубина залегания DL (рис. 1). Результаты измерений приведены в таблице.

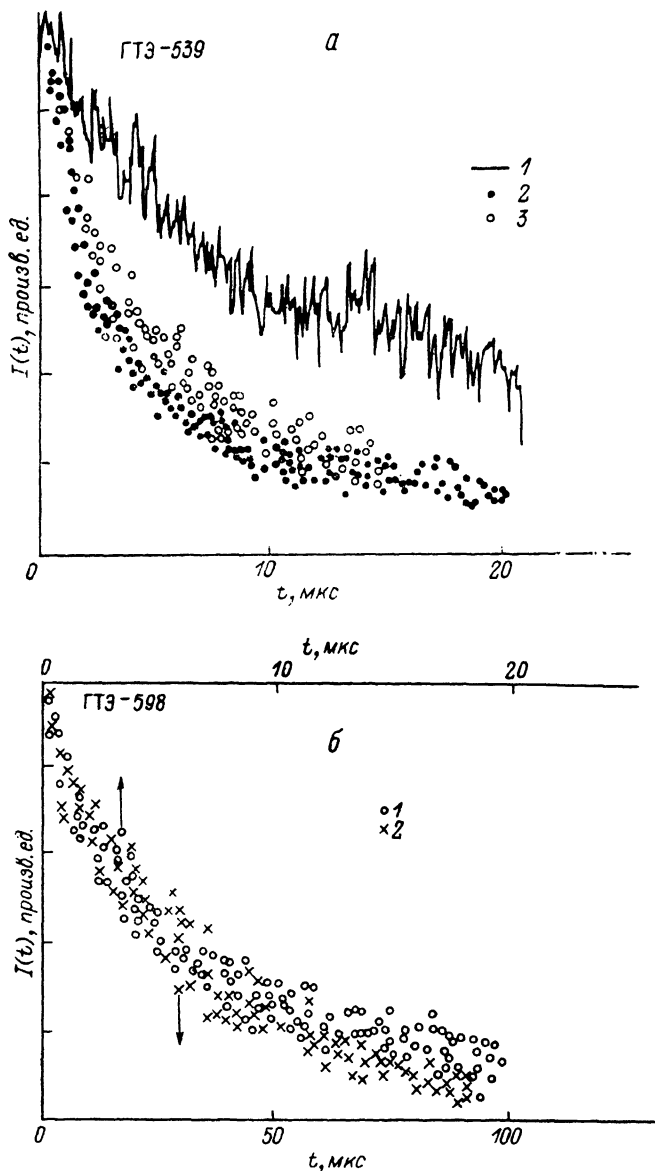


Рис. 5. Нормированные кривые затухания  $I(t)$  для различных энергий фотовозбуждения  $h\nu_1$  и плотности мощности  $P_1$ .

$h\nu_1$ , эВ: а) 1, 2 — 1.37; 3 — 0.7; б) 1 — 1.37, 2 — 0.4.  $P_1$ , Вт/см<sup>2</sup>: а) 1 — 50, 2 — 200, 3 — 10; б) 1 — 200, 2 — 10.  $\lambda_0 = 0.53$  мкм,  $P_0 = 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>,  $T = 2$  К.

Результаты температурных измерений приведены на рис. 3, з, д. С увеличением температуры образца происходит резкое уменьшение амплитуды  $I(t)$ . Зависимость амплитуды  $I(t)$  от температуры  $T$  хорошо совпадает с зависимостью стационарной интенсивности  $I_0$  от  $T$ . С изменением температуры происходит небольшое изменение формы сигнала (ср. рис. 3, з и д) — с ростом  $T$  форма  $I(t)$  «выполаживается». Увеличение  $T$  не приводило к сколько-нибудь заметному уменьшению времени жизни  $\tau_{DL} > 10$  мс дырок на DL в отсутствие фотоионизирующего излучения ( $T < 80$  К).

При анализе экспериментальных результатов для получения количественных оценок ряда параметров воспользуемся моделью, в которой учитывается один глубокий уровень DL с концентрацией  $N_{DL}$  и оптической глубиной залегания  $E_0$  (рис. 1).

В исследуемых нами образцах  $n$ -GaAs при измерении  $I(t)$  концентрация основных носителей (электронов)  $N_D - N_A \leq 10^{14} \text{ см}^{-3}$  намного превышает концентрацию  $N_0(t)$  свободных дырок. Поэтому можно считать, что  $I(t) \propto N_0(t)$ . Без учета пространственной диффузии и поверхностной рекомбинации носителей кинетические уравнения для концентраций свободных дырок  $N_0(t)$  и дырок, локализованных на DL,  $N_1(t)$ , будут иметь вид

$$\frac{dN_0(t)}{dt} = -(w_0 + w_{01})N_0(t) + w_{10}N_1(t) + g, \quad (1a)$$

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = w_{01}N_0(t) - \left( w_{10} + \frac{1}{\tau_{DL}} \right) N_1(t), \quad (1б)$$

где  $w_{10}$  — вероятность фотоионизации под действием излучения  $h\nu_1$ ,  $w_{01}$  — вероятность захвата свободной дырки на DL,  $w_0$  — вероятность всех остальных процессов излучательной и безызлучательной гибели свободной дырки. При этом время жизни свободной дырки в валентной зоне

$$\tau_0 = (w_0 + w_{01})^{-1}. \quad (2)$$

В (1a)  $g$  характеризует генерацию свободных дырок межзонной накачкой  $h\nu_0$ , в (1б)  $\tau_{DL}$  — время жизни дырки на DL по отношению к уходу с DL при отсутствии фотоионизирующего облучения. Из экспериментов (см. раздел 1) следует, что время  $\tau_{DL} > 10$  мс превышает характерные времена эксперимента ( $t \leq 100$  мкс). Поэтому будем считать в (1)

$$w_{10} \gg 1/\tau_{DL}. \quad (3)$$

Существенным в предлагаемой модели является учет зависимости вероятности захвата  $w_{01}$  свободной дырки на DL от заселенности  $N_1(t)$ :

$$w_{01} = \sigma_h \bar{v}_h [N_{DL} - N_1(t)], \quad (4)$$

где  $\sigma_h$  — сечение захвата свободной дырки на DL,  $\bar{v}_h$  — средняя скорость свободных дырок,  $N_{DL}$  — концентрация DL.

При решении (1) примем за  $t=0$  момент включения подзонной накачки  $h\nu_1 < E_g$ , вызывающей фотоионизацию DL, и будем интересоваться поведением  $N_0(t)$  и  $N_1(t)$  на временах, намного превышающих время жизни свободных дырок  $t \gg \tau_0 = (w_0 + w_{01})^{-1} \leq 10^{-8} \text{ с}$  [1]. Такое приближение позволяет свести систему (1) к нелинейному уравнению первого порядка, приняв в (1a)  $dN_0(t)/dt \ll (w_0 + w_{01})N_0(t)$ .

Подобный прием часто используется при анализе кинетики флюоресцирующих кристаллов [5]. Тогда из (1a) можно получить связь между концентрацией свободных дырок  $N_0(t)$  и дырок, локализованных на DL,  $N_1(t)$ :

$$N_0(t) = \frac{w_{10}N_1(t) + g}{w_0 + w_{01}}. \quad (5)$$

Рассмотрим кинетику  $N_0(t)$  и  $N_1(t)$  для случая  $g=0$  (фотоионизирующее излучение действует после выключения межзонной накачки). Подставляя (5) в (1б), с учетом (3) и (4) получаем нелинейное уравнение первого порядка для  $N_1(t)$

$$\frac{dN_1}{dt} = -w_{10}N_1(t) \left( 1 + \frac{\sigma_h \bar{v}_h N_{DL}}{w_0} - \frac{\sigma_h \bar{v}_h N_1(t)}{w_0} \right)^{-1}. \quad (6)$$

Решая (6) с начальным условием  $N_1|_{t=0} = N_1^0$ , где  $N_1^0$  — концентрация дырок на DL к моменту времени  $t = 0$ , получаем

$$w_{10}t = -\ln \left\{ \left( \frac{N_1(t)}{N_1^0} \right)^{k+1} \exp \left[ -mk \left( \frac{N_1(t)}{N_1^0} - 1 \right) \right] \right\}, \quad (7)$$

где введены обозначения

$$k = \frac{\sigma_h \bar{v}_h N_{DL}}{w_0}, \quad m = \frac{N_1^0}{N_{DL}}. \quad (8)$$

В (8)  $k$  показывает, во сколько раз вероятность захвата на DL больше вероятности всех других процессов захвата ( $w_0$ ), когда концентрация дырок на DL пренебрежимо мала ( $N_1 \ll N_{DL}$ );  $m$  характеризует степень начальной заселенности DL. Так, при насыщении  $N_1^0 = N_{DL}$  и, следовательно,  $m = 1$ .

Для нахождения  $N_0(t)$ , используя (4), (5) и (8), получаем

$$\frac{N_1(t)}{N_1^0} = \frac{N_0(t)/N_0^0}{1 - \frac{km}{k+1} \left( 1 - \frac{N_0(t)}{N_0^0} \right)}, \quad (9)$$

где  $N_0^0$  — «начальная» концентрация свободных дырок, которая образуется почти сразу же (через времена  $t \approx \tau_0$ ) после действия фотоионизирующего возбуждения  $h\nu_1 < E_g$ .

Выражения (7) и (9) описывают кинетику изменения концентрации  $N_0(t)$  свободных дырок во время действия фотоионизирующего возбуждения  $h\nu_1$ , а следовательно, и зависимость затухания люминесценции  $I(t)$ .

Рассмотрим два крайних случая.

1. Слабый захват на DL ( $k \ll 1$ ). Тогда из (7) и (9) получаем

$$\frac{N_0(t)}{N_0^0} = \frac{N_1(t)}{N_1^0} \approx e^{-w_{10}t}. \quad (10)$$

Как видно из (10), в этом случае затухание  $N_0(t)$  является экспоненциальным с постоянной времени  $\tau_{10} = w_{10}^{-1}$ , определяемой обратной вероятностью фотоионизации  $w_{10}$  светом  $h\nu_1 < E_g$ .

2. Сильный захват ( $k \gg 1$ ); малая степень насыщения ( $m \ll 1$ ). Из (7) и (9) в этом случае получаем

$$\frac{N_0(t)}{N_0^0} = \frac{N_1(t)}{N_1^0} \approx e^{-\frac{w_{10}t}{k+1}}. \quad (11)$$

Видно, что спад  $N_0(t)$  также является экспоненциальным, но время спада  $\tau_{10} = w_{10}^{-1}(k+1)$  в  $k+1$  раз больше, чем для случая  $k \ll 1$ . Физическая причина такого различия заключается в том, что свободная дырка, выброшенная квантом света,  $E_g > h\nu_1 > E_0$  с большой вероятностью возвращается на DL. Тем самым становится возможной повторная фотоионизация, и время, необходимое для безвозвратного ухода дырки с DL, увеличивается во столько же раз, во сколько вероятность  $w_{01}$  захвата на DL больше вероятности всех других процессов захвата и рекомбинации. Наблюдаемый эффект можно причислить к классу явлений перезахвата и резмиссии носителей.

Промежуточный случай (произвольные  $k$  и  $m$ ) представляется наиболее интересным и будет рассматриваться далее при сравнении расчета с экспериментальными результатами.

### 3. Сравнение расчета с экспериментом и определение параметров

На рис. 3 сплошными линиями изображены рассчитанные по (7) и (9) кривые затухания  $I(t)$ . Хорошее согласие расчета и эксперимента имеет место для всех образцов при коэффициенте перезахвата  $k \gg 1$ . Это означает, что в исследуемых образцах вероятность захвата неосновного носителя (дырки) на DL намного превышает вероятности всех других процессов захвата и рекомбинации дырок:

$$\sigma_h \bar{v}_h N_{DL} \gg w_0. \quad (12)$$

Рассмотрим поведение  $I(t)$  при различных плотностях накачки  $P_1$  света  $h\nu_1$  (рис. 5). Вероятность фотоионизации

$$w_{10} = P_1 \sigma_p(\nu_1) / h\nu_1, \quad (13)$$

где  $\sigma_p(\nu_1)$  — сечение фотоионизации DL. Из (7), (13) следует, что изменение величины  $w_{10}$  при изменении  $P_1$  должно приводить только к линейному по  $P_1$  изменению временного масштаба для  $I(t)$  без изменения формы кривой затухания. Это и наблюдается в эксперименте (рис. 5), где видно, что увеличение  $P_1$  в 4 раза «сжимает» по времени  $I(t)$  во столько же раз.

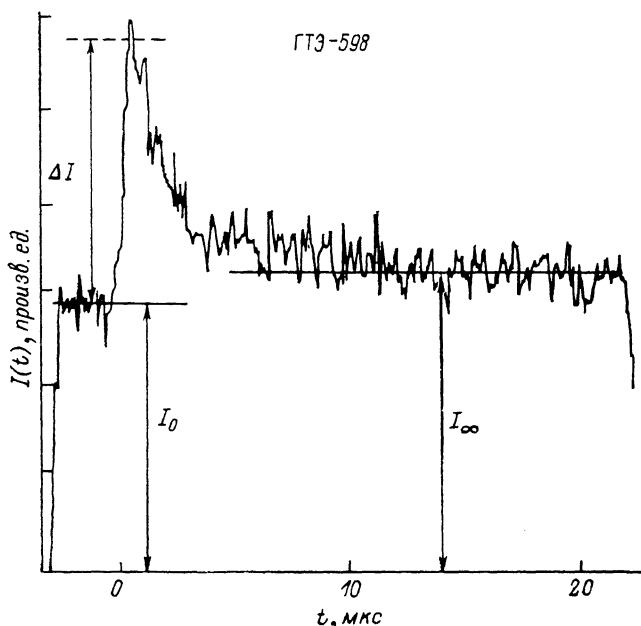


Рис. 6. Зависимость  $I(t)$  при одновременном действии межзонной  $h\nu_0$  и подзонной  $h\nu_1$  накачек.  $\lambda_0 = 0.63$  мкм,  $P_0 = 10$  Вт/см<sup>2</sup>,  $h\nu_1 = 1.17$  эВ,  $P_1 = 10^3$  Вт/см<sup>2</sup>, длительность импульса  $h\nu_1$  — 40 мкс,  $T = 2$  К.

Качественное согласие результатов опыта с предложенной моделью имеет место и для результатов эксперимента, где изменяется плотность межзонной оптической накачки  $P_0$  (рис. 4). Наблюдаемое замедление временного спада с уменьшением плотности накачки  $P_0$  соответствует уменьшению начальной концентрации  $N_1^0$  дырок на DL, а для  $N_1^0 \ll N_{DL}$  постоянная времени затухания  $I(t)$  в пределе  $kt \ll 1$  (см. раздел 2) в  $k+1$  раз превышает время фотоионизации.

Для дальнейшей проверки модели были поставлены дополнительные эксперименты, где возбуждение  $h\nu_1$  действует одновременно с межзонной накачкой  $h\nu_0$ . На рис. 6 представлена измеренная зависимость  $I(t)$  при одновременном действии света  $h\nu_0 > E_g$  и  $h\nu_1 < E_g$ . Видно, что при включении света  $h\nu_1$  ( $t=0$ ) происходит резкое возгорание люминесценции [ $I(0) = I_0 + \Delta I$ ], далее следует спад до стационарного уровня  $I_\infty$ , который несколько превышает  $I_0$ . Из рассмотрения стационарного решения (1) для концентрации свободных дырок до включения фотоионизирующего излучения ( $P_1=0$ ) с помощью (5), (8) получаем

$$N_0 = \frac{g}{w_0 [1 + k(1 - m)]}. \quad (14)$$

При включении накачки ( $t=0$ ) концентрация в первый момент времени резко увеличится на величину [см. (5), (8)]

$$\Delta N = \frac{w_{10} N_1^0}{w_0 [1 + k(1 - m)]}. \quad (15)$$



На больших временах при продолжении действия накачки  $h\nu_1$   $N_0(t)$  достигает стационарного уровня  $N_\infty$ , который при сохранении условия (3) равен

$$N_\infty = N_0|_{t \rightarrow \infty} = g/w_0. \quad (16)$$

Рассмотрим отношение

$$\frac{N_0(t < 0)}{N_\infty} = \frac{1}{1 + k(1 - m)}. \quad (17)$$

Считая  $k=10$ , получим из (17), что опытное отношение  $I_0/I_\infty=0.86$  будет реализовываться при  $m=0.984$ , т. е. при практически полном насыщении DL. Составление экспериментальных результатов с проведенным расчетом позволяет определить величину сечения фотоионизации

$$\sigma_p(\nu_1) = w_{10} h \nu_1 / P_1. \quad (18)$$

Результаты вычисления  $\sigma_p(\nu_1)$  приведены в таблице.

#### 4. О б с у ж д е н и е

а. *Захват неосновных носителей на глубокие уровни.* Главный результат настоящей работы — это обнаружение факта эффективного перезахвата неосновных носителей в эпитаксиальных слоях  $n$ -GaAs на глубоких центрах в условиях фотоионизации DL. Этот экспериментальный факт означает, что пока DL не заселены дырками ( $N_1^0 \ll N_{DL}$ ), они являются главными ловушками для неосновных носителей. Именно не заполненные дырками глубокие уровни ограничивают в этом случае время жизни неосновных носителей в исследуемых образцах [см. (2) и (4)]

$$\tau_0 \approx (\sigma_h \bar{v}_h N_{DL})^{-1}. \quad (19)$$

Если же темп генерации неосновных носителей достаточно велик, то происходит насыщение DL ( $N_1^0 \approx N_{DL}$ ), и время жизни дырок в валентной зоне увеличивается:

$$\tau_0^* \approx (w_0)^{-1} = k\tau_0. \quad (20)$$

Рассмотрим физическую причину большой величины  $k$ . В эпитаксиальных слоях  $n$ -GaAs с концентрацией остаточных примесей  $N_D - N_A \leq 10^{16}$  см<sup>-3</sup> основным каналом гибели неосновных носителей ( $T < 70$  K) считается захват на ионизованные примеси. Их присутствие может ограничивать время жизни  $\tau_0 < 10^{-8}$  с [1]. Присутствие в исследуемых образцах мелких ионизованных акцепторов прямо подтверждается наблюдением полосы  $E_{DA} = 1.49$  эВ донорно-акцепторной рекомбинации в спектре люминесценции. Вероятность захвата дырки на мелкий акцептор

$$w_A = \sigma_A \bar{v}_h N_A^-, \quad (21)$$

где  $\sigma_A \approx 10^{-13}$  см<sup>-2</sup> — сечение захвата,  $N_A^-$  — концентрация мелких акцепторов. Так как  $w_A$  является составной частью  $w_0$ , то из (12) и (21) получаем

$$\sigma_h N_{DL} \gg \sigma_A N_A^-. \quad (22)$$

Если предположить, что DL в GaAs является отрицательно заряженным, то  $\sigma_h \sim \sigma_A Z^2$ , где  $Z$  — заряд DL. Например, если DL является двойным акцептором, то  $Z = -2$ . При существенно несильном различии  $\sigma_h$  и  $\sigma_A$  и при опытном значении  $k \geq 10$  из (22) следует, что

$$N_{DL} \gg N_A. \quad (23)$$

Подчеркнем, что вопрос о природе и свойствах примесей, ограничивающих время жизни неосновных свободных носителей, важен для использования на практике эпитаксиальных слоев  $n$ -GaAs. Указанные примеси определяют компенсацию полупроводника, ограничивают подвижность основных и неосновных носителей при низких температурах. В номинально чистых образцах  $n$ -GaAs такими примесями обычно считают (см., например, [1]) мелкие акцеп-

торы с концентрацией  $N_A$ . Однако выводы настоящей работы показывают, что в исследуемых образцах определяющую роль в захвате носителей (2) и компенсации полупроводника (23) играют не мелкие, а глубокие центры.

Сравнение результатов температурных измерений  $I(t)$  (рис. 3, а, б) с расчетом показывает, что коэффициент «перезахвата»  $k$  уменьшается с ростом  $T$ . Здесь могут сказываться как уменьшение сечения захвата на DL [6], так и увеличение  $w_0$  с ростом  $T$  [7].

**б. Метастабильность глубоких уровней.** Существенным условием для наблюдения фосфоресценции является большое время жизни дырок на DL в темноте («метастабильность» DL). В наших экспериментах это время составляло величину  $\tau_{DL} > 10$  мс во всем диапазоне исследуемых температур  $T < 80$  К. Встает вопрос, почему в течение такого длительного времени не происходит рекомбинации дырок, захваченных на DL, с электронами зоны проводимости? Проведем оценку максимального значения сечения рекомбинации дырки на DL с электронами зоны проводимости:

$$\sigma_e < \frac{1}{\bar{v}_e N_e \tau_{DL}^{min}}, \quad (24)$$

где из опыта  $\tau_{DL}^{min} = 10$  мс,  $\bar{v}_e = 5 \cdot 10^6$  см/с — тепловая скорость электронов,  $N_e$  — концентрация свободных электронов. Подставляя в (24) значение  $N_e = 10^{15}$  см $^{-3}$ , получаем  $\sigma_e < 2 \cdot 10^{-21}$  см $^2$ .

Одной из причин столь малого значения  $\sigma_e$  может быть отрицательный заряд DL с захваченной дыркой  $Z+1 < 0$ . Тогда DL с захваченной дыркой остается отталкивающим для электронов зоны проводимости. Как известно [8], сечение захвата на отталкивающие центры достаточно мало:  $\sigma_e \sim 10^{-21}$  см $^2$ . Другой причиной метастабильности DL может быть и наличие потенциального барьера в конфигурационном пространстве, препятствующего многофононному захвату электрона на DL при низких температурах [7].

**в. О природе глубоких уровней.** Вычисленные на основании сопоставления экспериментальных результатов и расчета сечения фотоионизации  $\sigma_p(\nu_1) \sim 10^{-17}$  см $^2$  хорошо согласуются с теоретическими оценками для глубоких уровней [8].

Одним из главных параметров DL является энергетическая глубина залегания уровня  $E_0$ . Следует отметить, что в настоящей работе измеряется «оптическая» глубина залегания  $E_0$ , которая из-за электрон-фононного взаимодействия может превышать термическую энергию активации  $E_T$ . Ответ на вопрос о роли электрон-фононного взаимодействия может дать изучение спектра возбуждения фотоотклика.

Уровень с глубиной залегания  $E_0 \approx 0.4$  эВ, измеренной нами в некоторых образцах *n*-GaAs (см. таблицу), ранее неоднократно фиксировался в образцах, выращенных газотранспортной и жидкостной эпитаксией [9-13], с помощью других экспериментальных методов (емкостная спектроскопия и др.). Этот уровень  $E_T = E_0$  часто приписывается примеси меди (уровень HL4 [11]). Измеренные ранее [11-13] сечения захвата дырок  $\sigma_h \sim 10^{-14}$  см $^2$  и электронов  $\sigma_e \sim 10^{-20}$  см $^2$  на глубокие уровни, образуемые атомами меди, не противоречат сделанным выше выводам в пп. а, б.

Уровень энергии  $E_0 \approx 0.15$  эВ, наблюдаемый нами в одном образце, также иногда приписывается примеси меди [12, 13]. Уровень  $E_0 = 0.25$  эВ обычно связывается с присутствием примеси цинка (уровни HL12 [11] и H2 [13]) с сечением захвата дырки  $\sigma_h \sim 10^{-13}$  см $^2$ .

Хотя результаты настоящей работы хорошо согласуются с данными для известного из литературы набора примесных уровней, идентификация глубоких уровней акцепторного типа в специально не легированном *n*-GaAs носит весьма предположительный характер. Так, можно считать, что наблюдаемые в настоящей работе DL отвечают собственным дефектам (вакансиям, дефектам перестановки) или сложным комплексам на их основе (например, HL5 [11] с  $E_0 = 0.41$  эВ и с  $\sigma_h \sim 10^{-13}$  см $^2$ ). В некоторых недавних работах [14, 15] сообщается о существовании собственных дефектов акцепторного типа в GaAs.

**Заключение.** В настоящей работе впервые исследовалась кинетика краевой люминесценции эпитаксиальных нелегированных слоев  $n$ -GaAs при одновременном воздействии межзонного и подзонного оптического возбуждений. Из анализа наблюдавшихся эффектов получены новые данные, касающиеся поведения неосновных носителей в  $n$ -GaAs.

1. Впервые в арсениде галлия наблюдалась фосфоресценция, связанная с высвобождением дырок из метастабильных состояний, происходящая при фотоионизации глубоких уровней.

2. Обнаружено, что фотоионизация сопровождается сильным перезахватом носителей на глубокие уровни.

3. Сделан вывод об определяющей роли глубоких уровней в компенсации нелегированных слоев, выращенных методом газотранспортной эпитаксии.

Результаты работы демонстрируют большие перспективы исследования кинетики фосфоресценции для получения полезной информации о глубоких центрах в кристаллах арсенида галлия.

Авторы благодарны А. А. Каплянскому за проявленный интерес к работе, ознакомление с рукописью и замечания, Н. В. Зотовой, А. Л. Курбатову и Ю. П. Яковлеву за предоставление инжекционных лазеров, А. А. Гуткину, А. Г. Кечечу и И. Н. Ясиевич за полезное обсуждение.

#### Список литературы

- [1] Bimberg D., Munzel H., Steckenborn A., Christen J. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. N 12. P. 7788—7799.
- [2] Williams E. W., Bebb H. B. Semiconductors and Semimetals. V. 8 / Ed. by R. K. Willardson, A. S. Berr. Orlando, 1972. P. 321—392.
- [3] Armestead C. J., Najda S. P., Stradling R. A., Maan J. C. // Sol. St. Commun. 1985. V. 53. N 12. P. 1109—1114.
- [4] Акимов А. В., Каплянский А. А., Криволапчук В. В., Москаленко Е. С. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46. В. 1. С. 35—39.
- [5] Антонов-Романовский В. В. Кинетика фотолюминесценции кристаллофосфоров. М., 1966. 324 с.
- [6] Абакумов В. Н., Перель В. И., Ясиевич И. Н. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 1. С. 3—31.
- [7] Henry C. H., Lang D. V. // Phys. Rev. B. 1977. V. 15. N 2. P. 989—1016.
- [8] Ridley W. K. Quantum Processes in Semiconductors. Oxford, 1982. Перевод Б. Ридли. Квантовые процессы в полупроводниках. М., 1986. 304 с.
- [9] Grimmeiss H. G., Ledebor L. A. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. N 5. P. 2155—2162.
- [10] Chantre A., Vinsent G., Bais D. // Phys. Rev. B. 1981. V. 23. N 10. P. 5335—5359.
- [11] Witonneau, Martin G. M., Mircea A. // Electron. Lett. 1977. V. 13. N 22. P. 666—667.
- [12] Lang D. V., Logan R. A. // J. Electron. Mater. 1975. V. 4. N 5. P. 1053—1066.
- [13] Hubik P., Smid W., Sobolev N. A., Zhilyaev Yu. V., Kuznetsov N. I. // Cryst. Properties and Preparation. 1987. V. 12. P. 166—172.
- [14] Stivenard D., Boddaer X., Bourgoin J. C. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 6. P. 4048—4057.
- [15] Yu P. W., Mitchell W. C., Mier M. G., Li S. S., Wang W. L. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. N 6. P. 532—634.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получена 7.08.1989  
Принята к печати 11.08.1989