

Рекомбинационная спектроскопия глубоких уровней в GaP-светодиодах

© С.В. Булярский, М.О. Воробьев, Н.С. Грушко, А.В. Лакалин

Ульяновский государственный университет,
432700 Ульяновск, Россия

(Получена 22 сентября 1998 г. Принята к печати 23 сентября 1998 г.)

На примере промышленных GaP-светодиодов сопоставляются параметры глубоких уровней, полученные на основе анализа дифференциальных коэффициентов вольт-амперных характеристик при прямом смещении. Показана их пригодность для диагностики глубоких центров. Предлагаемые измерения можно проводить на полупроводниковых пластинах в условиях производства без герметизации и разделения на отдельные кристаллы.

Рекомбинации в области пространственного заряда, теоретически обоснованной в классической работе Шокли–Нойса–Саа [1], уделяется незаслуженно мало внимания. Инжекция в область пространственного заряда вызывает перезарядку глубоких уровней, которая сопровождается изменением скорости рекомбинации [2,3]. Это приводит к появлению особенностей на вольт-амперных характеристиках $p-n$ -переходов при прямом смещении. На фоне экспоненциального роста прямого тока эти характерные черты слабо выражены и поэтому долгое время не изучались. Выявлению данных черт, а также их использованию для определения параметров глубоких уровней был посвящен ряд предыдущих работ [4–6].

В этой работе на примере промышленных GaP-светодиодов, в которых безызлучательные каналы рекомбинации снижают эффективность излучения, сопоставляются различные дифференциальные параметры вольт-амперных характеристик при прямом смещении и оценивается их пригодность для диагностики глубоких центров. Для выявления каналов рекомбинации необходимо определять параметры дефектов, участвующих в безызлучательной рекомбинации, снижая ее долю в рекомбинационных процессах. Это важнейшая задача технологии светодиодов.

Образцы $p-n$ -переходов на основе GaP имели стандартные параметры для промышленных светодиодов зеленого свечения, легированных азотом. Переход, полученный эпитаксиальным наращиванием, был резким, асимметричным, с концентрацией электронов в базе $(3-9.5) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) измерялись на автоматизированной установке, описанной в работе [5]. Ток фиксировался электрометром В7-42Э в диапазоне от 10^{-12} до 10^{-2} А, напряжение — вольтметром В7-46 с шагом 0.01 В. Данные заносились в память компьютера. Исследовано 15 диодов. Для одного из них некоторые параметры приведены в таблице.

При низком уровне инжекции токи рекомбинации в области пространственного заряда (ОПЗ) $p-n$ -перехода широкозонного полупроводника, как правило, превосходят диффузионные. В этом случае ВАХ описывается

характерным выражением вида:

$$J = A(U) \exp(qU/\beta kT), \quad (1)$$

где β принимает значения от 1 до 2 (для диффузионных токов $\beta = 1$). Подробно физика процесса изложена в работах [1–5]. Коэффициент пропорциональности $A(U)$ зависит от параметров глубоких центров, которые при некоторых допущениях могут быть найдены.

Ток рекомбинации в ОПЗ $p-n$ -перехода с участием нескольких простых двухзарядных глубоких уровней (ГУ) описывается выражением [5]

$$j_r = \sum_{m=1}^s \frac{qw(U)c_{nm}c_{pm}n_i^2(e^{qU/kT} - 1)N_{tm}}{2n_i\sqrt{c_{nm}c_{pm}}e^{qU/kT} + c_{nm}n_{1m} + c_{pm}p_{1m}} \times \frac{2kT}{q(V_d - U)}, \quad (2)$$

где q — заряд электрона, $w(U)$ — ширина ОПЗ, s — число ГУ,

$$n_{1m} = N_c \exp\left(-\frac{E_{tm}}{kT}\right); \quad p_{1m} = N_v \exp\left(-\frac{E_{tm}}{kT}\right);$$

c_n, c_p — усредненные по всем состояниям коэффициенты захвата электрона и дырки данным центром; N_t — концентрация ГУ; E_t — положение ГУ в запрещенной зоне;

$$E_{tm} = E_c - E_t; \quad E_{tp} = E_v - E_t;$$

V_d — диффузионный потенциал.

Энергии активации глубоких уровней, определенные разными методами для GaP-светодиода

Метод	E_7 , эВ	E_6 , эВ	E_5 , эВ	E_4 , эВ	E_3 , эВ	E_2 , эВ	E_1 , эВ	E_8 , эВ	E_9 , эВ	E_{10} , эВ
TCE	—	0.35	—	—	—	0.53	0.63	0.66	0.81	1.0
R_{np}	0.29	0.33	—	—	0.48	0.56	0.61	—	—	—
$\frac{d\beta}{dU}$	0.27	0.32	0.38	0.42	0.48	0.52	0.61	—	—	—
γ	0.26	0.30	0.37	0.41	0.46	0.54	0.61	—	—	—

Примечание. E_i — энергии термической активации уровней, вычисленные по соотношению (5) и определенные методом термостимулированной емкости (TCE). Остальные методы определения E_i описаны в тексте.

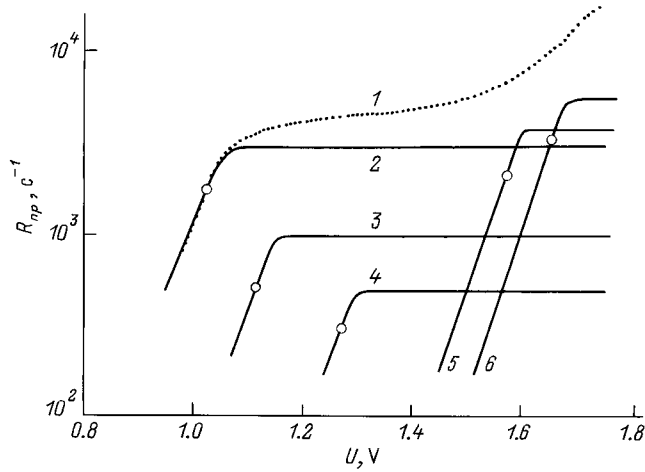


Рис. 1. Разделение рекомбинационных процессов на составляющие по зависимости $R_{np} = f(U)$: 1 — эксперимент; энергии активации E , эВ: 2 — 0.61, 3 — 0.56, 4 — 0.48, 5 — 0.33, 6 — 0.29.

Формула (2) несколько отличается от выражений работы [1]. Это различие подробно рассмотрено в [6], и мы не будем на нем останавливаться. В работах [2–5] установлены пределы применимости выражения (2).

Для анализа ВАХ удобно ввести другую физическую величину — приведенную скорость рекомбинации:

$$R_{np} = \frac{i}{qwSn_i \left[\exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) - 1 \right]} \frac{q(V_d - U)}{2kT}, \quad (3)$$

где i — ток, S — площадь p - n -перехода. Связь этой величины с параметрами глубоких центров устанавливается формулой из работ [2,3]

$$R_{np} = \frac{c_n c_p n_i N_t \left[\exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) + 1 \right]}{2n_i \sqrt{c_n c_p} \exp\left(\frac{qU}{2kT}\right) + n_1 c_n + p_1 c_p}. \quad (4)$$

С помощью данной формулы интегральный рекомбинационный процесс можно разложить на отдельные составляющие, используя алгоритм работ [4–6]. Пример такого разделения для исследуемых диодов приведен на рис. 1. Для каждого рекомбинационного процесса через двухзарядный глубокий центр можно определить напряжение ($U_{0.5}$), при котором приведенная скорость рекомбинации (4) уменьшается по отношению к насыщению в 2 раза. Полагая, что глубокий центр лежит выше середины запрещенной зоны (т.е. $c_p p_1 \ll c_n n_1$), находим

$$E_{in} = \frac{E_g - qU_{0.5}}{2} + \delta, \quad (5)$$

где

$$\delta = \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{1}{4} \frac{c_n N_c}{c_p N_v} \right).$$

Данная величина, как и коэффициенты захвата, как правило, не известны. Но отношение коэффициентов захвата можно определить, измеряя температурные зависимости прямого тока [2,3]. Систематическая ошибка, которая возникает, если величиной δ пренебречь, не превышает 0.06 эВ при отношении $c_n/c_p = 100$. Энергии активации, вычисленные по формуле (5), приведены в таблице.

Определять энергию активации глубоких уровней можно по экстремумам производной дифференциального наклона ВАХ (β):

$$\beta = \frac{qJ_r}{kT} \left(\frac{\partial J_r}{\partial U} \right)^{-1}. \quad (6)$$

По максимумам зависимости $\frac{d\beta}{dU} = f(U)$ также можно находить энергии активации ГУ по формуле (5), однако при этом в выражении для δ будет отсутствовать множитель 1/4 [4]. Если допустить, что $c_n/c_p = 10^2$, то при $T = 300$ К систематическая ошибка составляет $\delta \approx 0.04$ эВ для GaP.

Зависимость $d\beta/dU = f(U)$ для одного из образцов дана на рис. 2. Обращает на себя внимание корреляция максимумов кривой 2 и особенностей приведенной скорости рекомбинации (см. рис. 1). Каждый раз, как только в процесс рекомбинации включается новый уровень, на производной дифференциального показателя наклона ВАХ появляется максимум.

Недостатком данного метода является необходимость вычисления второй производной от экспериментальных данных, что требует применения специальных численных методов. В связи с этим удобнее использовать другой дифференциальный коэффициент, определение которого требует вычисления только первой производной [4]:

$$\gamma = \left(\frac{\partial R_{np}}{\partial U} \right) \frac{2kT}{q} \frac{1}{R_{np}}. \quad (7)$$

Напряжение, при котором коэффициент (7) становится минимальным (рис. 2), позволяет определить энергию активации глубокого центра по формуле (5). При этом должны выполняться определенные условия, полученные в работе [4]. Приближенная оценка показывает, что для ГУ, возникающих при изготовлении промышленных полупроводниковых приборов, данные условия обычно выполняются.

Функция вида (7) имеет минимумы в точках U_{0m} , причем амплитуда каждого минимума будет отличаться в зависимости от вклада конкретного ГУ в общий рекомбинационный ток. Величины U_{0m} , зависящие от $c_{n(p)m}$ и N_{tm} , можно найти из эксперимента. Полагая, что ГУ лежит выше середины запрещенной зоны (т.е. $c_p p_1 m \ll c_n n_1 m$), получаем выражение, аналогичное (5). Результаты для исследуемого диода, полученные этим методом, также приведены в таблице.

Для уточнения значений энергий глубоких центров они определялись известным методом термостимулиро-

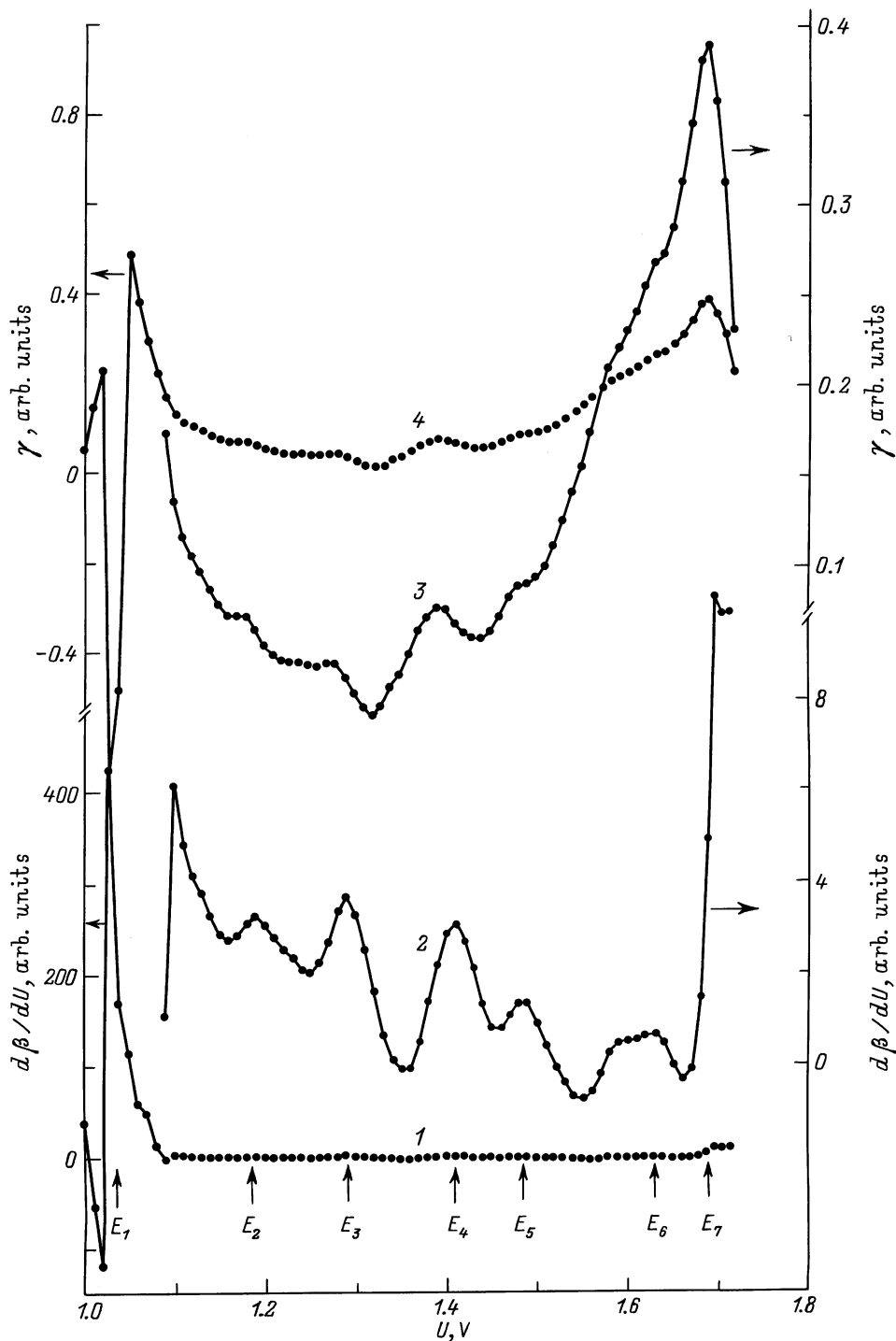


Рис. 2. Дифференциальные коэффициенты вольт-амперной характеристики. Экстремумы соответствуют уровням в таблице.

ванной емкости (ТСЕ), описанным, например, в работах [7,8]. Согласно этой методике измерялась емкость образца (C) при его нагреве с постоянной скоростью. Глубокие уровни в области пространственного заряда были предварительно заполнены электронами. Производная емкости по температуре описывается выражением, единственным подгоночным параметром которого явля-

ется энергия активации ГУ (E_t):

$$\frac{dC}{dT} = A \left(\frac{T}{T_m} \right)^2 \exp \left[\frac{E_t}{k} \left(\frac{1}{T_m} - \frac{1}{T} \right) \right] \times \exp \left\{ 1 - \left(\frac{T}{T_m} \right)^2 \exp \left[\frac{E_t}{k} \left(\frac{1}{T_m} - \frac{1}{T} \right) \right] \right\}. \quad (9)$$

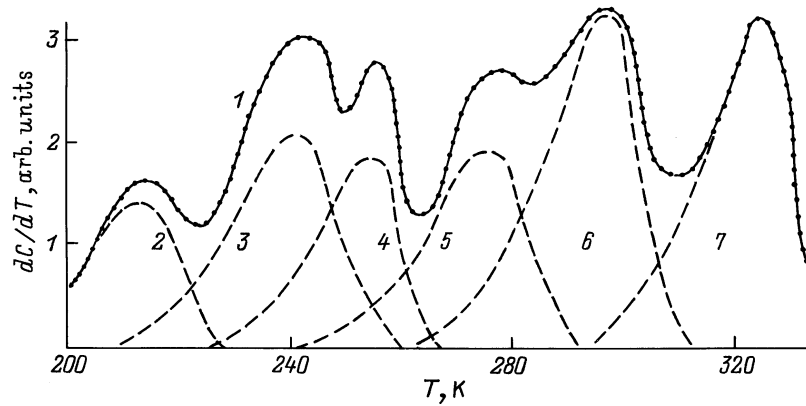


Рис. 3. Разделение глубоких уровней по зависимости $dC/dU = f(T)$: 1 — эксперимент; E_i , эВ: 2 — 0.35, 3 — 0.53, 4 — 0.63, 5 — 0.66, 6 — 0.81, 7 — 1.0.

Определенную трудность представляет тот факт, что экспериментальная кривая является суперпозицией процессов ионизации отдельных уровней, каждый из которых вносит свой вклад в емкость. С помощью (9) эти процессы можно разделить. Разделение удобнее начинать с области высоких температур, задавая температуру максимума и амплитуду пика ТСЕ. Если выбранное значение E_i меньше истинного, то расчетная кривая шире экспериментальной. Если выбранная энергия E_i больше, чем истинная, то кривая, вычисленная по (9), будет экспериментальной. Можно подобрать энергию с высокой точностью и хорошим совпадением экспериментальной и расчетной кривой. На рис. 3 приведен график, построенный по методу ТСЕ, а в таблице — энергии активации, полученные из него.

Сопоставление результатов, приведенных в таблице, показывает, что все использованные методики дают хорошее совпадение значений энергии термической активации. При этом дифференциальные параметры ВАХ измеряются при фиксированной температуре, в данном случае — комнатной, что упрощает проведение эксперимента. Измерения можно проводить на полупроводниковых пластинах в условиях производства без герметизации и разделения на отдельные кристаллы. Сам эксперимент легко автоматизируется в части, относящейся к измерению и обработке.

Список литературы

- [1] S.T. Sah, R.N. Noyce, W. Shockley. Proc. IRE, **14**, 1228 (1957).
- [2] С.В. Булярский, Н.С. Грушко. *Физические принципы функциональной диагностики p-n-переходов с дефектами* (Кишинев, Штиинца, 1992).
- [3] С.В. Булярский, Н.С. Грушко. *Генерационно-рекомбинационные процессы в активных элементах* (М., МГУ, 1995).
- [4] С.В. Булярский, Н.С. Грушко, А.В. Лакалин. Завод. лаб., № 7, 25 (1997).

- [5] С.В. Булярский, Н.С. Грушко, А.В. Лакалин. *Тез. Межд. конф. "Центры с глубокими уровнями в полупроводниках и полупроводниковых структурах"* (Ульяновск, 1997) с. 65.
- [6] С.В. Булярский, Н.С. Грушко, А.И. Сомов, А.В. Лакалин. ФТП, **31**, 1148 (1997).
- [7] С.В. Булярский, С.И. Радауцан. ФТП, **15**, 1443 (1981).
- [8] С.В. Булярский, И.В. Стратан, Н.С. Грушко. ФТП, **21**, 1730 (1987).

Редактор Т.А. Полянская

Recombinational spectroscopy of deep levels in GaP light diodes

S.V. Bulayrsky, M.O. Vorob'ev, N.S. Grushko, A.V. Lakalin

Ulyanovsk State University,
432700 Ulyanovsk, Russia