

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ИОНИЗАЦИИ ГЛУБОКОГО АКЦЕПТОРНОГО УРОВНЯ В $p^0$ -СЛОЕ $p-i-n$ -СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ GaAs

А. В. Ильинский, А. Б. Куценко

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

(Получена 24 апреля 1993 г. Принята к печати 4 июня 1993 г.)

С помощью оптической регистрации пространственного распределения электрического поля, использующей эффект Франца — Келдыша, исследовалась температурная зависимость динамики поля в объеме  $p$ -слоя-структуры после приложения напряжения запирающей полярности. На основании полученных данных определена энергия ионизации глубокого акцепторного уровня  $E_a - E_v = 0.38 \pm 0.05$  эВ.

### Введение

Информация об энергетическом положении примесных уровней и их концентрации в объеме полупроводниковых структур является необходимой при конструировании и изготовлении различных электронных устройств на их основе. Существуют такие методы измерения этих величин, как метод термостимулированного тока [1], метод термостимулированной люминесценции [2], емкостная спектроскопия примесных состояний при изменении температуры образца [3], а также их комбинации. Недавно был предложен метод измерения параметров примесных центров, использующий данные температурной зависимости динамики электрического поля в объеме образца после приложения напряжения [4]. Этим методом были определены энергетические положения уровней захвата для электронов в кристаллах  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  [4], а также уровней захвата для дырок в  $\text{ZnSe}$  [5]. Для регистрации пространственного распределения поля в этих кристаллах использовалось оптическое зондирование поляризованным светом, при котором благодаря поперечному эффекту Поккельса изменение состояния поляризации света несет информацию о величине напряженности электрического поля. С помощью подобного оптического зондирования, использующего другой электрооптический эффект — эффект Франца — Келдыша, в [6] была исследована динамика поля в объеме  $p-i-n$ -структур на основе GaAs при приложении обратного смещения. При этом также возможно проведение измерений зависимости динамики поля от температуры. В настоящей работе приведены результаты таких измерений и на основании установленной в [6] модели экранирования поля определена энергия ионизации глубокого акцепторного уровня в слабо легированном  $p^0$ -слое указанных структур.

### Обоснование метода и проведение измерений

Объектом исследования является  $p-i-n$ -структура на основе арсенида галлия, выращенная методом жидкофазной эпитаксии [7]. На сильно легирован-

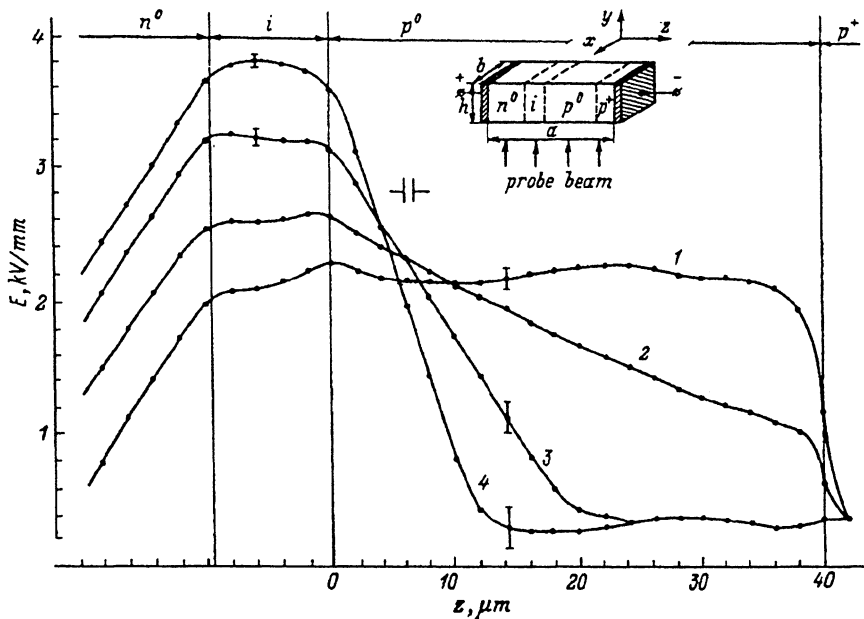


Рис. 1. Эволюция поля в объеме  $p-i-n$ -структуры после приложения напряжения запирающей полярности  $U = 100$  В. Момент времени  $t$  после включения напряжения и температура  $T$ : 1 — 5 мкс при 256, 286, 328 К; 2 — 30 мкс при 286 К и 3 мкс при 328 К; 3 — 250 мкс при 286 К и 30 мкс при 328 К; 4 — стационарное состояние при 256, 286, 328 К.

ной  $p^+$ -подложке сначала осуществляется рост слоя  $p$ -типа проводимости толщиной 40 мкм с концентрацией акцепторов  $\sim 10^{14}$  см $^{-3}$  ( $p^0$ -слой), затем следует рост компенсированного  $i$ -слоя толщиной 10 мкм и слоя  $n$ -типа проводимости толщиной 80 мкм с концентрацией доноров  $\sim 10^{13}$  см $^{-3}$  ( $n^0$ -слой) [6]. Размеры структуры составляют:  $a = 5$ ,  $b = 0.2$ ,  $h = 1.2$  мм (см. вставку на рис. 1).

Для проведения количественных измерений распределения поля в объеме структуры использовалось зондирование образца широкоапертурным пучком света с энергией фотонов немного меньшей, чем ширина запрещенной зоны кристалла. Зондирование производилось в направлении, параллельном слоям структуры, коротким (3 мкс) импульсом света полупроводникового лазера с длиной волны  $\lambda = 904$  нм. Длительность импульса зондирующего света была подобрана так, чтобы исключить в пределах погрешности измерений влияние фотовозбуждения на картину распределения поля в объеме структуры. При приложении напряжения край фундаментального поглощения смещается в длинноволновую сторону, что приводит к увеличению поглощения зондирующего света, проходящего сквозь образец. Измеряя в эксперименте пространственное распределение интенсивности зондирующего света, импульс которого задержан на задаваемое время  $\Delta t$  относительно момента приложения напряжения, мы определяли по градуировочному графику распределение поля в объеме образца на различных этапах процесса экранирования. Лабораторная установка и способ обработки экспериментальных данных подробно описаны в [6]. Для изучения температурной зависимости эволюции поля описанные выше измерения распределения интенсивности зондирующего света были проведены при девяти различных температурах образца в диапазоне  $T = 256 \div 328$  К.

Как показано в [6], процесс экранирования поля происходит по-разному в различных слоях структуры. Не останавливаясь на особенностях эк-

ранирования в  $i$ - и  $n^0$ -слоях, перейдем к рассмотрению этого процесса в  $p^0$ -слое. На рис. 1. приведено полученное экспериментально распределение поля в разные моменты времени  $t$ , а также в установившемся стационарном состоянии после включения напряжения  $U=100$  В при разных температурах. На малых временах после включения напряжения ( $t=5$  мкс) наблюдается однородное распределение поля. С течением времени (при  $t \approx 1 \div 2$  с в зависимости от температуры образца) поле вытесняется в  $i$ - и  $n^0$ -слои, при этом в объеме  $p^0$ -слоя вблизи границы с  $i$ -слоем формируется область отрицательного объемного заряда (о чем можно судить по наклону кривых на рис. 1), которая постепенно сужается, а плотность заряда в ней возрастает. Как видно из рисунка, общий вид распределения поля не зависит от температуры, однако скорость его эволюции и время установления стационарного распределения поля с понижением температуры значительно изменяются.

Наблюдаемая картина экранирования поля объясняется следующим образом. В  $p^0$ -слое после приложения напряжения ( $t < 5$  мкс) происходит полный отвод свободных дырок, но в силу того, что их концентрация мала, объемный заряд на малых временах не накапливается и поле имеет однородное распределение. С течением времени в результате термической ионизации дырок с глубокого акцепторного уровня и их последующего дрейфа к отрицательному электроду происходит медленное накопление объемного отрицательного заряда, связанного на акцепторах. На ранней стадии процесса экранирования, когда распределение поля еще не сильно отличается от однородного, длина дрейфа свободных дырок в поле ( $l = \mu t E$ ) превышает длину  $p^0$ -слоя и заряд накапливается равномерно во всем объеме  $p^0$ -слоя, о чем говорит линейный спад поля к границе с подложкой. Если акцепторный уровень достаточно глубок и время его ионизации существенно превосходит время, за которое осуществляется отвод полем свободной дырки, то плотность объемного заряда в  $p^0$ -слое с течением времени продолжает увеличиваться, что соответствует возрастанию наклона поля. На более поздней стадии процесса экранирования поле у границы  $p^0 - p^+$  спадает почти до нуля, малая величина поля означает малую у этой границы длину дрейфа и в этой области теперь уже нужно учитывать повторный захват ионизованных дырок. Однако наклон поля вблизи границы с  $i$ -слоем (где по-прежнему происходит полный отвод свободных дырок) по мере опустошения акцепторных уровней продолжает возрастать, область полного отвода дырок постепенно сужается по направлению к границе  $i - p^0$  с одновременным увеличением в ней плотности заряда. Тем не менее в этой узкой области полного отвода дырок пространственный заряд накапливается по экспоненциальному закону с характерным временем, равным времени ионизации глубокого акцепторного уровня.

Действительно, система уравнений, описывающих динамику экранирования поля и накопления заряда в  $p^0$ -слое, где происходит полный отвод полем свободных дырок и их концентрацией можно пренебречь, включает в себя уравнение для степени заполнения акцепторных уровней

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{f}{\tau_i}, \quad (1)$$

уравнение Пуассона

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0}, \quad (2)$$

выражение для заряда

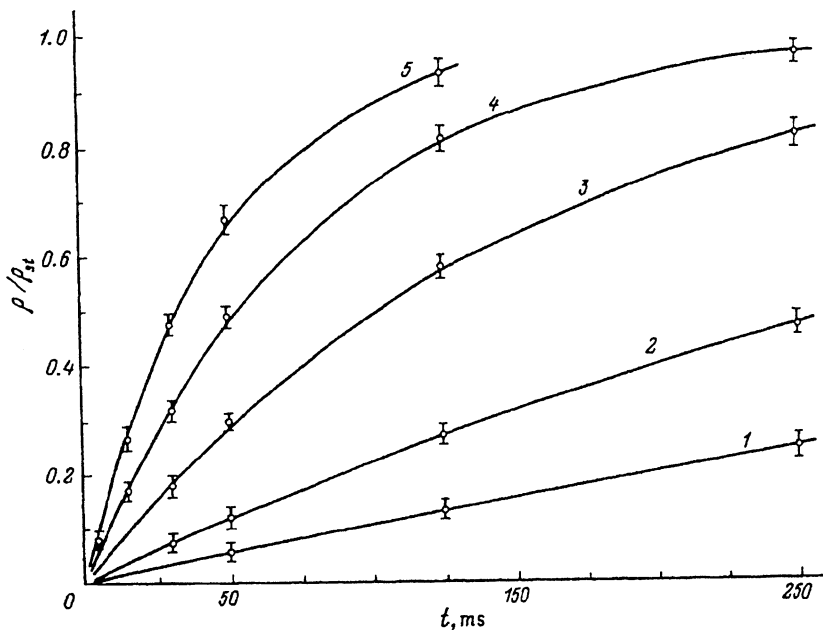


Рис. 2. Временные зависимости плотности объемного заряда в объеме  $p^0$ -слоя вблизи границы  $i-p^0$  после приложения напряжения. Экспериментальные (точки) и расчетные по формуле (4) (линии).  $\rho_{st}$  — плотность заряда в стационарном состоянии. Температура измерения  $T$  и значение параметра  $\tau_i$ : 1 — 273 К, 0.9 с; 2 — 286 К, 0.4 с; 3 — 305 К, 150 мс; 4 — 316 К, 78 мс; 5 — 328 К, 48 мс.

$$\rho = \rho_a = -eN_a(1 - f), \quad (3)$$

где  $f$  и  $N_a$  — степень заполнения и концентрация акцепторных уровней,  $\rho_a$  — плотность объемного заряда ионизированных акцепторов,  $\epsilon$ ,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость кристалла и электрическая постоянная.

Начальное условие

$$f \Big|_{t=0} = 1$$

означает полное заполнение дырками акцепторных уровней (рассматриваются глубокие уровни, которые в основном определяют динамику заряда в  $p^0$ -слое). Решение (1) — (3) для  $\rho$  в рассматриваемой узкой области  $p^0$ -слоя у границы  $i-p^0$  представляет собой возрастающую экспоненту

$$\rho(t) = -eN_a [1 - \exp(-t/\tau_i)], \quad (4)$$

где  $\tau_i$  — время ионизации глубокого акцепторного уровня.

В свою очередь  $\tau$  зависит от температуры образца (уменьшается с ростом температуры), что и объясняет наблюдаемое замедление процесса экранирования поля при пониженных температурах (рис. 1).

Таким образом, идея определения энергии ионизации уровня заключается в следующем. Измеряя распределение поля  $E(Z)$  вблизи границы  $i-p^0$  и связанную с ним уравнением Пуассона плотность объемного заряда  $\rho$ , в различные моменты времени  $t$  процесса экранирования, определяем временную зависимость  $\rho(t)$ , из которой находим  $\tau_i$ . Повторяя такие измерения при

различных температурах образца, получаем зависимость  $\tau_i(T)$ . Из этой зависимости определяем энергию ионизации акцепторного уровня  $\mathcal{E}_a - \mathcal{E}_v$ , используя выражение [8]

$$\tau_i = (\alpha T)^{-1} \exp\left(\frac{\mathcal{E}_a - \mathcal{E}_v}{kT}\right), \quad (5)$$

где  $\alpha$  — коэффициент, пропорциональный сечению захвата свободной дырки на акцепторный уровень,  $k$  — постоянная Больцмана.

### Результаты измерений

На рис. 2 приведена зависимость плотности объемного заряда от времени вблизи границы  $i-p^0$ , полученная из результатов измерений эволюции поля (рис. 1), при различных температурах образца (точки на рис. 2). Плотность объемного заряда  $\rho(t)$  на рис. 2 нормирована на ее значение в стационарном состоянии ( $\rho_{st}$ ), результаты приведены для пяти значений температуры. В пределах погрешности измерений экспериментальные точки хорошо ложатся на кривые, построенные по формуле (4) с разным для каждой температуры, но не зависящим от времени значением  $\tau_i$  (см. подпись к рис. 2). Этот факт указывает на то, что в исследуемом температурном диапазоне ионизация дырок происходит в основном с одного акцепторного уровня.

На рис. 3 приведена зависимость  $\ln(\tau_i T^2)$  от обратной температуры  $1/T$ . Каждая точка на этом графике соответствует значению  $\tau_i$ , найденному из зависимости  $\rho(t)$  (рис. 2) при заданном значении температуры. Видно, что распределение точек хорошо описывается прямой. Ее наклону, согласно (5),

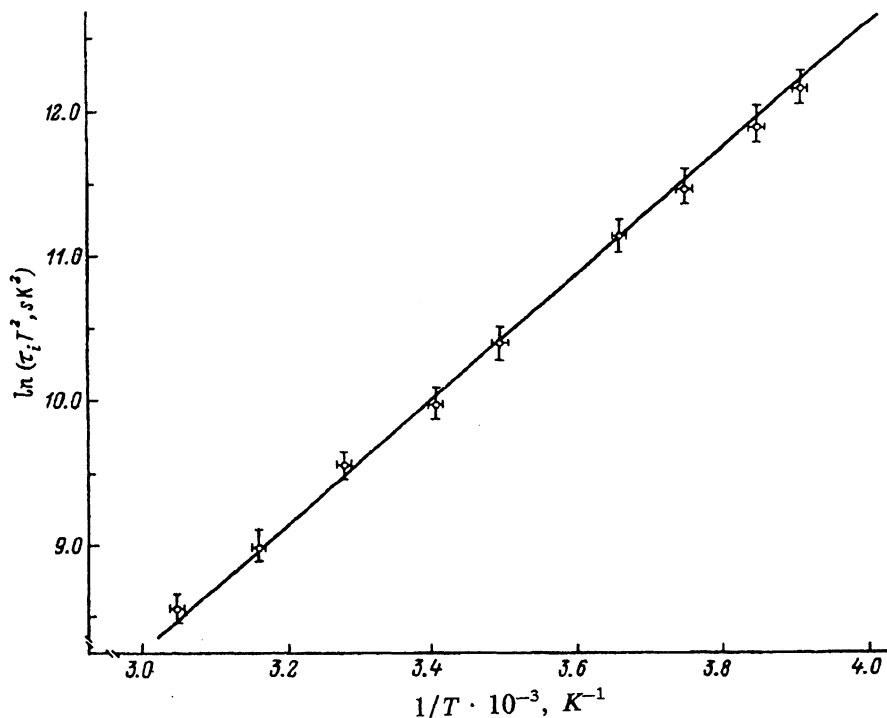


Рис. 3: Зависимость произведения  $\tau_i T^2$  от обратной температуры.

соответствует энергия ионизации акцепторного уровня  $\mathcal{E}_a - \mathcal{E}_v = 0.38 \pm 0.05$  эВ, определяющего динамику поля в  $p^0$ -слое  $p-i-n$ -структуры. Отметим, что полученное нами значение энергии ионизации совпадает с величиной  $\mathcal{E}_a - \mathcal{E}_v = 0.4$  эВ, приведенной в работе [3], в которой использовался метод *DLTS* для изучения глубоких уровней в слабо легированном GaAs  $p$ -типа проводимости, выращенным методом жидкофазной эпитаксии.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] M. G. Buehler. Sol. St. Electron, 15, 69 (1972).
- [2] J. M. Dishman. Phys. Rev. B, 5, 2258 (1972).
- [3] D. V. Lang, R. A. Logan. J. Electron. Mater., 4, 1053 (1975).
- [4] В. Н. Астратов, А. В. Ильинский, М. Б. Мельников. ФТТ, 25, 3042 (1983).
- [5] V. N. Astratov, A. S. Furman, A. V. Ilinskii, S. M. Repin. Phys. St. Sol. (b), 163, 135 (1991).
- [6] Ф. В. Ильинский, А. Б. Куценко, М. Н. Степанова. ФТП, 26, 710 (1992).
- [7] В. Г. Никитин, И. Рагинска, Е. Р. Сеель, М. Н. Степанова, Д. Н. Третьяков, Т. П. Федоренко. В кн.: Тез. докл. III Всес. конф. «Физические процессы в полупроводниковых гетероструктурах». Одесса (1982).
- [8] Л. С. Берман, А. А. Лебедев. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л. (1981).

Редактор Л. В. Шаронова