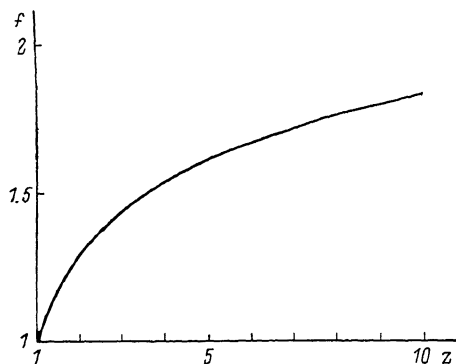


Из сказанного выше следует, что в качестве нижней оценки времени жизни относительно ухода на нити можно принять выражение

$$\tau = \frac{2}{\pi a \bar{v}_h \varphi f(\bar{v}_e/\bar{v}_h)}. \quad (10)$$

Для GaAs $\bar{v}_e/\bar{v}_h = \sqrt{m_h/m_e} \approx 2.5$, $f(2.5) \approx 1.4$, т. е. $\tau \approx 3 \cdot 10^{-12} (300 \text{ К}/T)^{1/2} \times (10^{-7} \text{ см}/a) (10^{11} \text{ см}^2/\varphi) \text{ с}$.

Заметим, что ННЗ рассматривались нами как классические частицы. Учет их квантовых свойств в рамках двумерного аналога нерезонансной модели ядерных реакций [5] приводит к тому, что радиусом захватывающего цилиндра необходимо считать величину $a + \lambda^*$, где $\lambda^* = \lambda/2\pi$, λ — де-бройлевская длина волны носителей; это приводит к дополнительному уменьшению рассчитанного времени жизни. Но, так как при рассматриваемых значениях T и φ поток на цилиндр создается в основном носителями с $\lambda^* \ll a$, это



Вид функциональной зависимости $f(z)$, используемой в выражениях (9), (10).

уменьшение не слишком существенно. По порядку величины и ходу зависимости от T и φ полученное выражение согласуется с экспериментом [2]. Расчетные значения времени жизни несколько меньше экспериментальных, что, по-видимому, связано прежде всего с наличием отражения носителей от нитей.

Авторы благодарны В. И. Перелю за исключительно полезные обсуждения, а также Е. Л. Портному за предоставление результатов работы [2] до ее публикации.

Л и т е р а т у р а

- [1] Алфёров Ж. И., Журавлев А. Б., Портной Е. Л., Стельмах Н. М. — Письма ЖТФ, 1985, т. 12, в. 18, с. 1093—1098.
- [2] Журавлев А. Б., Марущак В. А., Портной Е. Л., Стельмах Н. М., Титков А. М. — ФТП, 1988, т. 22, в. 2, с. 352—354.
- [3] Каган Ю. М., Перель В. И. — УФН, 1963, т. 81, в. 9, с. 409—452.
- [4] Дмитриев С. Г. — ФТП, 1987, т. 21, в. 8, с. 1444—1447.
- [5] Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. М., 1954. 658 с.

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

Получено 26.02.1988
Принято к печати 25.03.1988

ФТП, том 22, вып. 8, 1988

ИЗМЕНЕНИЕ ГРАДИЕНТА КОНЦЕНТРАЦИИ ЛИТИЯ ПРИ КОМПЕНСАЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ МЕТОДОМ ДРЕЙФА ИОНОВ

Андреев В. М., Еремин В. К., Строкан Н. Б.

Динамика установления концентрации при дрейфе ионов лития в электрическом поле теоретически рассмотрена в [1]. В настоящей работе изучено изменение градиента концентрации лития в процессе компенсации. Показано, что в окрестности p — n -перехода должно наблюдаться экспоненциальное убы-

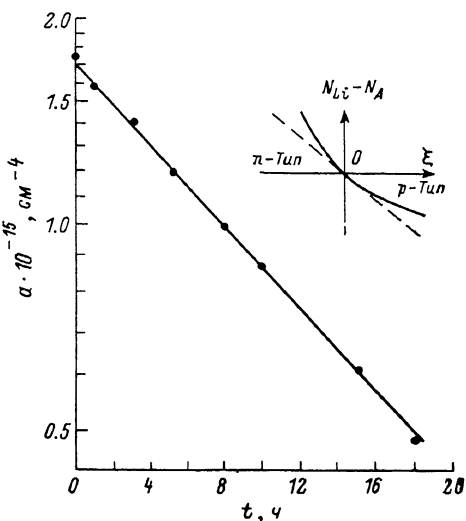
вание градиента во времени. Приведены результаты экспериментальной проверки указанной закономерности и ее практические следствия.

1. Согласно [1], динамика изменения концентрации $N_{Li}(t)$ в дрейфующем слое лития не зависит от его поступательного движения в поле и имеет вид

$$N_{Li}(t) = \frac{N_A}{1 + [N_A/N_{Li}(0) - 1] \exp(-t/\tau)}, \quad (1)$$

где N_A — концентрация акцепторов в исходном материале; $N_{Li}(0)$ — концентрация лития в произвольный начальный момент времени; $\tau = \varepsilon \varepsilon_0 / e \mu N_A$; $\varepsilon, \varepsilon_0$ — диэлектрические проницаемости материала и вакуума; e — заряд электрона; μ — подвижность ионов. Выражение (1) не содержит зависимости от координаты, так как относится к случаю, когда «наблюдатель» движется вместе с рассматриваемым слоем.

Получим выражение изменения для градиента лития в области p - n -конверсии. Для этого поместим начало отсчета $\xi=0$ выбранной оси координат на дрейфующую границу p - n -перехода (см. вставку на рисунке) и выберем такую область ξ , чтобы можно было считать распределение лития линейным: $N_A - N_{Li}(\xi, 0) = a(0)\xi$. Тогда при $a(0)\xi/N_{Li}(\xi, 0) \ll 1$ имеем из (1)



Временная зависимость градиента концентрации лития в области дрейфующего p - n -перехода.

На вставке показан выбор начала движущейся вместе с p - n -переходом оси координат ξ .

$$N_{Li}(\xi, t) = N_A \left[1 - \frac{a\xi}{N_{Li}(\xi, 0)} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right]. \quad (2)$$

С точностью до членов, линейных по ξ , из (2) получаем $N_A - N_{Li}(\xi, t) = a(t)\xi$, где

$$a(t) = a(0) \exp(-t/\tau). \quad (3)$$

Окончательная формула описывает динамику изменения градиента концентрации в плоскости p - n -перехода.

2. Для экспериментальной проверки выражения (3) проводился дрейф лития из созданного диффузией слоя — источника в кремнии с $N_A = 2.8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ при 89°C и напряжении смещения 200 В. Площадь поперечного сечения образца составляла $S = 1.11 \text{ см}^2$. В процессе дрейфа были сняты вольтфарадные характеристики формирующегося p - n -перехода. Измерения емкости C проводились на частоте 1 кГц с помощью моста емкостей Е8-2. Образец предварительно охлаждался до комнатной температуры. Градиент концентрации определялся из емкостных измерений по зависимости $1/C^3$ от напряжения V по формуле [2]

$$a = \frac{12}{e(\varepsilon \varepsilon_0)^2 S^3} \left(\frac{d(1/C^3)}{dV} \right)^{-1}. \quad (4)$$

Наклон $d(1/C^3)/dV$ и его погрешность вычислялись по методу наименьших квадратов [3] в диапазоне напряжений, соответствующих линейному участку зависимости.

На рисунке приведен ход $a(t)$ в полулогарифмическом масштабе. Видно, что $a(t)$ спадает экспоненциально. Характерная постоянная времени $\tau = (14.2 \pm \pm 0.2)$ ч. Заметим, что эксперимент подтверждает выводы теории [1] не только качественно, но и количественно. Действительно, определенное через τ значение

ние подвижности $Li^+ \mu = \epsilon \epsilon_0 / e \tau N_A = 0.46 \cdot 10^{-10} \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ хорошо согласуется с литературными данными.

Авторы глубоко благодарны Н. П. Афанасьевой за помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

- [1] Андреев В. М., Еремин В. К., Строкан Н. Б. — ФТП, 1987, т. 21, в. 9, с. 1673—1680.
 [2] Зи С. Физика полупроводниковых приборов, т. 1. М., 1984. 455 с.
 [3] Сквайрс Дж. Практическая физика. М., 1971. 246 с.

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

Получено 12.02.1988
 Принято к печати 29.03.1988

ФТП, том 22, вып. 8, 1988

ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ

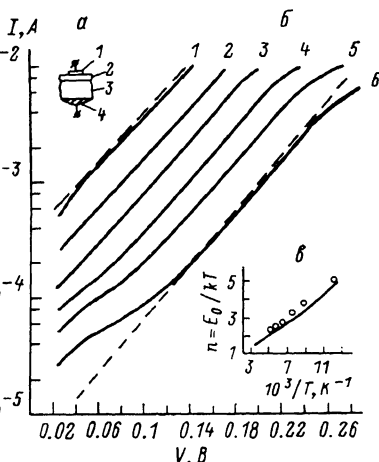
$\text{Au}-p\text{-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$

Андрушко А. И., Салихов Х. М., Слободчиков С. В.

Многокомпонентные твердые растворы $\text{InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$ и диодные структуры на их основе перспективны для создания фотоэлектрических и электролюминесцентных приборов в средней ИК области спектра [1, 2].

В настоящей работе сообщается о создании и исследовании электрических свойств поверхностно-барьерных структур на твердом растворе $p\text{-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$.

Слои твердых растворов $p\text{-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$ выращивались методом жидкофазной эпитаксии на подложках из арсенида индия p -типа ($p_0 = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), ориентированных в направлении (111)А. Состав эпитаксиального слоя на гетерогранице был согласован с подложкой ($x=0.05, y=0.11$) и плавно изменялся в направлении роста так, что ширина запрещенной зоны E_g уменьшалась к поверхности



Технологическая схема диодной структуры $\text{Au}-p\text{-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$ (а), ВАХ (б) и температурные зависимости коэффициента неидеальности n (в).

а) 1 — Au, 2 — $p\text{-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$, 3 — $p\text{-InAs}$, 4 — $\text{In} + 3\% \text{ Zn}$; б) $T, \text{ К}$: 1 — 195, 2 — 175, 3 — 155, 4 — 135, 5 — 117, 6 — 80; штриховые кривые — расчет по (2).

с градиентом $\sim 2 \text{ мВ}/\text{мм}$. Толщина выращенных слоев составляла $10 \div 40 \text{ мкм}$.

Исследуемые диоды создавались напылением в вакууме золота на поверхность пленок твердого раствора $p\text{-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$. Технологическая схема диодной структуры дана на рисунке, а.

Измеренные $C-V$ -характеристики при 80 К показали, что зависимость емкости от напряжения смещения следует закону $C^{-2} = f(V)$, что свидетельствует о резком распределении электрически активных примесных центров в ОПЗ. Напряжение отсечки равно 0.29 В и соответствует значению, полученному из ВАХ. При нулевом смещении ширина ОПЗ $W = (\epsilon \epsilon_0 S / C) = 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ ($\epsilon = 14$). Концентрация ионизованной примеси N_a определена из выражения $C = S [\epsilon \epsilon_0 e N_a / 2 (V + V_n)^{1/2}]$ и лежит в пределах $(1 \div 3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

В общем случае по виду ВАХ (см. рисунок, б) исследованных диодов в температурном интервале 80—195 К можно предположить наличие вклада двух