

янной Вейсса для соединения EuTe [4] и образцов $\text{InP}\langle\text{Eu}\rangle 0.01$. Естественно, что подобное совпадение может быть и случайным.

Таким образом, результаты данной работы показывают, что европий входит в кристаллы фосфида индия в связанном виде. Структурная единица, содержащая европий и обладающая минимальным размером, представляет собой обменно-связанную пару. Химическая связь в паре осуществляется, вероятнее всего, через атом кислорода.

В заключение авторы приносят свою благодарность В. Ф. Мастерову за интерес к работе и дружескую поддержку при ее выполнении.

Список литературы

- [1] Захаренков Л. Ф., Марков С. И., Мастеров В. Ф., Штельмах К. Ф. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 10. С. 1841—1843.
- [2] Кобелев В. Ф., Марков С. И., Мастеров В. Ф., Штельмах К. Ф. // Тез. докл. XI Всес. конф. по физике полупроводников. Кипшинов, 1988. Т. 1. С. 82—83.
- [3] Таблица физических величин. Справочник // Под ред. И. К. Кикоина. М., 1976. 1006 с.
- [4] Тейлор К., Дарби М. Физика редкоземельных элементов. М., 1974. 374 с.

Ленинградский
политехнический институт
им. М. И. Калинина

Получено 20.03.1990
Принято к печати 30.03.1990

ФТП, том 24, вып. 8, 1990

ВЛИЯНИЕ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ НА ВРЕМЯ ЖИЗНИ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

Гарнык В. С., Башаленишвили З. В.

В работе [1] было показано, что в процессе облучения быстрыми электронами высокоомных монокристаллов кремния p -типа, полученных методом бестигельной зонной плавки, время жизни неосновных носителей заряда, значительно снизившееся после облучения малыми дозами, по мере увеличения дозы возрастало, достигая величины, наблюдавшейся в необлученных кристаллах. Этот экспериментальный факт был объяснен на основе теории Холла—Шокли—Рида, согласно которой время жизни неосновных носителей заряда возрастает по мере уменьшения концентрации носителей. Такое объяснение представляется вполне обоснованным. Однако дальнейшие исследования показали, что при облучении кристаллов, полученных методом Чохральского, восстановления времени жизни не наблюдалось даже после облучения дозами, при которых концентрация носителей заряда снижалась до уровня $\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Наблюдаемое различие влияния облучения на кристаллы, выращенные разными методами, можно объяснить возникновением в материале, полученном методом бестигельной зонной плавки, «пульсирующих рекомбинационных центров» [2] — модели, выходящей за рамки теории Шокли—Рида. В настоящей работе мы тем не менее использовали именно эту «классическую» теорию.

Напомним, что в работе [1] измерения проводили при температуре 300 К. Избыточная концентрация носителей создавалась при помощи освещения исследуемого образца импульсным потоком белого полихроматического света, пропущенного через фильтр, представлявший собой плоскопараллельную полированную пластину из кремния.

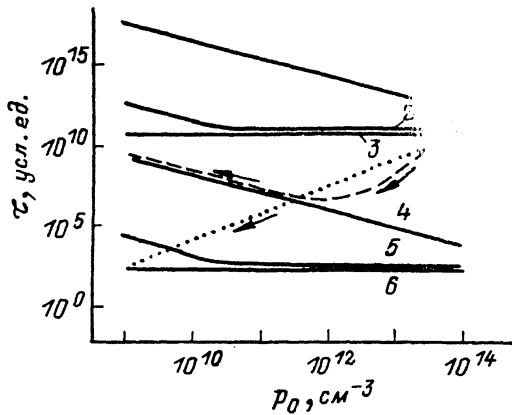
Для исключения влияния центров прилипания, возникавших в исследуемых образцах при облучении, в процессе измерения образцы освещались непрерывным потоком белого света. При анализе распределения удельного сопротивления в облученных образцах не выявлено какой-либо неоднородности, способной повлиять на результаты измерения времени жизни. Количество избыточных носителей заряда (Δn и Δp), определенное по изменению падения напряжения на

сопротивления нагрузки, включенном последовательно с исследуемым образцом, не превышало нескольких процентов от равновесной концентрации дырок в этом образце (p_0), т. е. измерения времени жизни проводили при условии малого уровня инжекции: $\Delta n = \Delta p \ll p_0$.

Известно [3], что в теории Шокли—Рида соотношение, связывающее время жизни электронно-дырочной пары (τ) с временами захвата рекомбинационным центром электрона (τ_n) и дырки (τ_p) для полупроводника p -типа, имеет вид

$$\tau = \tau_n \frac{p_0 + p_1 + \Delta p}{p_0 + \Delta p} + \tau_p \frac{n_1 + \Delta n}{p_0 + \Delta p}, \quad (1)$$

где n_1 и p_1 — концентрации соответственно электронов и дырок при условии, что квазиуровень Ферми для электронов совпадает с энергетическим уровнем центра рекомбинации. Учитывая то, что измерения проводили при малом уровне



Зависимость времени жизни неосновных носителей заряда от концентрации дырок для различных концентраций рекомбинационных центров (N_t) и глубины их залегания ($E_c - E_t$).

N_t : 1-3 — 10^4 ; 4-6 — 10^6 . ($E_c - E_t$), эВ: 1, 4 — 0.2; 2, 5 — 0.5; 3, 6 — 0.8.

инжекции, и считая для определенности, что энергетический уровень центра рекомбинации лежит в верхней половине запрещенной зоны, т. е. $n_1 \gg p_1$, уравнение (1) можно записать в виде

$$\tau = \tau_n + \tau_p \frac{n_1}{p_0}. \quad (1a)$$

Значения τ_n , τ_p и n_1 могут быть определены из соотношений

$$\tau = \frac{1}{\langle C_n \rangle N_t}, \quad \tau = \frac{1}{\langle C_p \rangle N_t}, \quad n_1 = N_c e^{-\frac{E_c - E_t}{kT}},$$

где $\langle C_n \rangle$ и $\langle C_p \rangle$ — вероятности захвата в единицу времени одним нейтральным центром рекомбинации одного свободного электрона и отрицательно заряженным дефектом одной свободной дырки, N_t — концентрация центров рекомбинации, E_t — положение энергетического уровня центра рекомбинации в запрещенной зоне, N_c — плотность состояния в зоне проводимости, k — постоянная Больцмана, $T = 300$ К.

Очевидно, что, согласно соотношению (1a), различия в характере изменения времени жизни близких по своим свойствам материалов можно объяснить неодинаковым числом рекомбинационных центров, вводимых при облучении, но такое объяснение малоубедительно. С другой стороны, в соответствии с соотношением (1a) величина τ (при прочих равных условиях) будет тем больше, чем меньше разность $E_c - E_t$, т. е. чем дальше расположен энергетический уровень центра рекомбинации от зоны основных носителей заряда. Этот вывод иллюстрируется полученными при помощи ЭВМ кривыми, представленными на рисунке (при расчетах значения $\langle C_n \rangle$ и $\langle C_p \rangle$ принимали равными $10^{-8} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$), что наглядно

свидетельствует о том, что увеличение времени жизни в процессе снижения концентрации носителей заряда наиболее вероятно при наличии центра рекомбинации с глубоким уровнем. Заметим, что значения глубины залегания уровней, использованные при расчетах, не следует принимать как абсолютные. Эти значения характеризуют лишь тенденцию влияния глубины залегания рекомбинационного центра на время жизни неосновных носителей.

Поскольку в процессе облучения монокристаллов кремния наряду с уменьшением концентрации носителей заряда происходит накопление центров рекомбинации (при анализе полученных результатов предполагалось, что концентрации компенсирующих и рекомбинационных центров, вводимых при облучении, равны на всех стадиях облучения), качественно картина изменения времени жизни для разобранный выше случая будет описываться кривой, показанной штриховой линией на рисунке. В начальный момент облучения время жизни определяется крайне правой точкой кривой 1. По мере увеличения дозы облучения, сопровождающегося накоплением центров рекомбинации, время жизни падает, а затем начинает расти, приближаясь к своему исходному, наблюдавшемуся до облучения значению (крайняя левая точка кривой 4).

Заметим (хотя это выходит за рамки принятых допущений), что если центр рекомбинации расположен в нижней половине запрещенной зоны, то время жизни по мере увеличения концентрации компенсирующих центров будет монотонно уменьшаться (штриховая линия на рисунке от крайней правой точки кривой 3 до крайней левой точки кривой 6).

Таким образом, восстановление времени жизни при увеличении дозы облучения в кремнии *p*-типа, полученном зонной плавкой, можно объяснить появлением дефектов, обладающих глубокими уровнями (если считать от валентной зоны) и являющихся центрами рекомбинации. В кремнии, полученном по методу Чохральского, наряду с центрами рекомбинации, обладающими глубокими энергетическими уровнями, по-видимому, возникают рекомбинационные центры с мелкими уровнями, которые определяют деградацию времени жизни.

Список литературы

- [1] Башалеишвили З. В., Гарнык В. С., Горин С. Н., Пагава Т. А. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 9. С. 1714—1716.
- [2] Акчури Р. Х., Андрианов Д. Г., Берман Л. С. и др. Физика и материаловедение полупроводников с глубокими уровнями / Под ред. В. И. Фистуля. М., 1987. 232 с.
- [3] Киреев П. С. Физика полупроводников. М., 1975. 584 с.

Институт металлургии
им. А. А. Байкова АН СССР
Москва

Получено 29.06.1989
Принято к печати 11.04.1990

ФТП, том 24, вып. 8, 1990

О ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИИ И ГЕРМАНИИ

Крайчинский А. Н., Остапко Н. И., Рогоцкий И. С.

Условия проведения экспериментов по облучению полупроводниковых кристаллов (интенсивность облучения, температура образцов, примесный состав кристаллов и ряд других факторов) существенно влияют на эффективность введения дефектов (ЭВД). Изменение ЭВД может быть связано как с первичными процессами — генерацией свободных вакансий *V* и междоузельных атомов *I*, так и со вторичными — взаимодействием *V* и *I* с технологическими дефектами кристалла (см., например, [1, 2]). Как показано в [3-5], при 77 и 300 К