

Фізика

Уколов А.И., Надточий В.А., Калимбет А.З, Москаль Д.С.

¹Аспирант кафедры физики СГПУ,

²Профессор кафедры физики СГПУ,

³Старший преподаватель кафедры физики СГПУ,

⁴Ассистент кафедры физики СГПУ

О применимости методик определения параметров рекомбинации носителей заряда к приповерхностным слоям полупроводника

В технологиях изготовления полупроводниковых приборов используются разные методы модификации приповерхностных слоев кристаллов, направленно изменяющих их физические свойства: легирование примесями, облучение частицами высоких энергий, шлифование и механическое полирование [1]. Кроме того, свойства приповерхностных слоев Ge, Si и кристаллов типа A_3B_5 могут существенно изменяться за счет генерации структурных дефектов после низкотемпературного деформирования [2-4]. Изменение свойств полупроводника вследствие образования дефектов структуры (дислокаций, точечных дефектов и их агломераций) оценивают по изменению структурно – чувствительных электрических параметров – диффузионной длине пробега неравновесных носителей заряда L_D и их времени жизни τ [5]. Известные методики [5] определения этих параметров позволяют определить L_D и τ для объема кристаллов. Поэтому важной задачей данной работы было изучить возможности определения L_D и τ для тонких приповерхностных слоев кристаллов и найти критерии применимости методик оценки этих параметров для приповерхностных слоев и объема отдельно.

Рассматривали методики электрического и светового зонда.

Метод электрического зонда

Это метод, основанный на модуляции проводимости в точечном контакте металлического зонда с поверхностью полупроводника. В основу теории метода положено рассмотрения физических процессов в полупроводнике при создании в нем неравновесной концентрации носителей заряда. Если концентрации носителей заряда изменяются в результате процессов генерации, рекомбинации, а также диффузии и дрейфа, то уравнение непрерывности имеет вид:

для электронов

$$\frac{\partial n}{\partial t} = g - r + g_E + \frac{1}{e} \operatorname{div} j_n \quad (1)$$

для дырок

$$\frac{\partial p}{\partial t} = g' - r' + g'_E + \frac{1}{e} \operatorname{div} j_p \quad (2)$$

где g, g' - скорость генерации электронов и дырок в результате всех естественных процессов (тепловых, фонового излучения); в общем случае $g \neq g'$;

r, r' - скорость рекомбинации электронов и дырок, обусловленная естественными процессами;

g_E, g'_E - результирующая скорость генерации носителей, вызванная внешними воздействиями;

j_n, j_p - плотности электронного и дырочного токов.

В общем случае τ_n может зависеть от p , а τ_p от n . В случае примесного, например электронного полупроводника, когда $n \gg p$, и при условии, что концентрации неравновесных носителей малы, т.е. $\Delta p \leq p$ и $\Delta n = \Delta p \ll n$, величина τ_p не будет зависеть от n . Тогда $\tau_{p0} = \tau_p$ и

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = -\frac{\Delta p}{\tau_p} \quad (3)$$

Решением этого уравнения будет

$$\Delta p = \Delta p_0 e^{-\frac{t}{\tau_p}} \quad (4)$$

Из которого видно, что концентрация избыточных дырок уменьшается с течением времени вследствие рекомбинации по экспоненциальному закону с постоянной времени τ_p , которая называется временем жизни неосновных носителей заряда – дырок в электронном полупроводнике или электронов в дырочном полупроводнике. Значение времени жизни неосновных носителей заряда как для различных полупроводниковых материалов, так и для одного и того же материала зависит в сильной степени от концентрации дефектов в кристалле, которые создают глубокие уровни в его запрещенной зоне.

Рассмотрим образец полупроводника через точечный контакт с которым вводят носители заряда при помощи импульса тока. Спустя некоторое время t_3 (время задержки) после окончания инжектирующего импульса, в течение которого происходит рекомбинация и диффузия инжектированных носителей, через образец пропускается второй, измерительный импульс тока. Падение напряжения на образце наблюдается с помощью осциллографа. При прохождении импульсов токов через образец происходит уменьшение сопротивления в приконтактной зоне во время инжекции носителей, приводящее к уменьшению падения напряжения на образце, так как ток создается постоянным. Поэтому импульс напряжения U не повторяет форму импульса тока, а имеет спад, обусловленный возрастанием концентрации носителей (рис. 1).

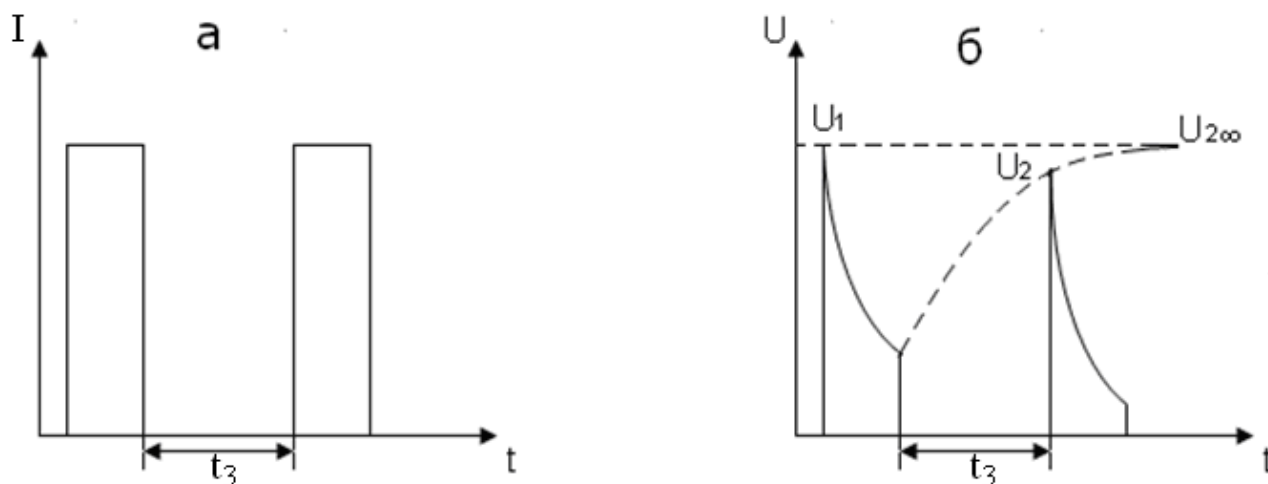


Рис. 1 Импульсы тока (а) и напряжения (б) на образце

По окончании первого, инжектирующего импульса тока процесс инжекции носителей в образец прекращается, и концентрация неравновесных носителей заряда начинает уменьшаться за счет процесса рекомбинации. Структурные дефекты в приповерхностной зоне полупроводника являются рекомбинационными центрами и существенно влияют на время жизни неравновесных носителей заряда. Уменьшению концентрации неравновесных носителей заряда соответствует увеличение сопротивления образца и возвращение его к исходной величине (рис. 2).

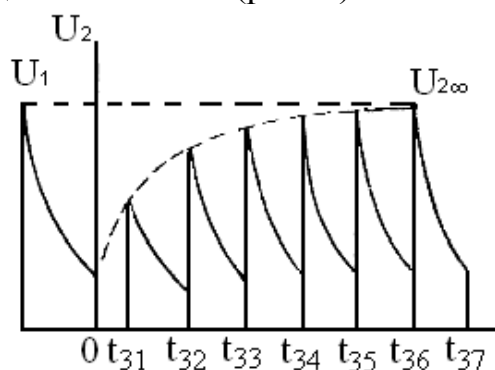


Рис.2 Зависимость амплитуды напряжения измерительного импульса от времени задержки.

Методом модуляции проводимости определяют эффективное значение времени жизни в объеме кристалла. Используют аналитическую зависимость вида

$$U_2(\infty) - U_2(t) = \text{const} \quad (5)$$

для чего следует построить графики разности напряжений $U_2(\infty) - U_2(t)$ в зависимости от времени t_3 в полулогарифмическом масштабе [6].

При создании каким – либо способом повышенной концентрации дефектов в приповерхностном слое на зависимостях $\ln[U_2(\infty) - U_2(t)] = f(t_3)$ было обнаружено [3], что при малых и больших временах задержки измерительного импульса напряжения появляются участки с разной крутизной (рис. 3). В области А крутизна кривых для кристаллов n – типа с повышенной

концентрацией дефектов значительно выше, чем в области В при $t_3=(1-3)\tau_p$, где находят время жизни дырок для глубины кристалла. Нами было обнаружено [3], что после удаления поверхностного слоя с деформационными дефектами крутизна участков в области А снижается и становится мало отличимой от крутизны участков В.

Теоретически было показано [3], что появление участков увеличенной крутизны связано с повышенной концентрацией дефектов в приповерхностном слое.

В данной работе выполнены дополнительные экспериментальные измерения параметров рекомбинации L_D и τ_p по наклону кривых участков зависимостей $\ln\Delta U = f(t_3)$, которые приведены на рис. 3.

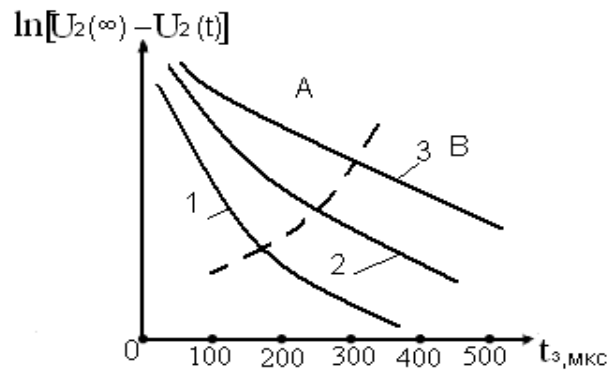


Рис. 3 График зависимостей $\ln\Delta U = f(t_3)$, снятые в разных точках по высоте n -Ge, деформированного циклами сжатия-разгрузки. Максимальное напряжение в цикле сжатия 20 кгс/мм^2 , время одного цикла 2 часа, полное время испытаний 24 часа. Одновременное УЗ облучение на частоте $22,5 \text{ кГц}$ при мощности 5 Вт. График 1 соответствует наибольшей плотности дефектов в точке измерения, 3 – с удаленным дефектным поверхностным слоем.

В эксперименте использовали образцы n -Ge, размерами $3 \times 4 \times 10 \text{ мм}^3$, деформирование выполнялось вдоль $[110]$ большего измерения (10мм). Одновременно кристаллы облучали ультразвуком при плотности мощности 5 Вт/см^2 и $T=310\text{К}$. Для образцов с удельной проводимостью $\sigma=50 \text{ См/м}$ ($\rho=20 \text{ Ом}\cdot\text{см}$), подвижностью дырок $\mu_p=0,17 \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ при токе инжекции 10 мА и длительности импульса 250 мкс найденные значения τ_p в области В кривых оказались равными $\tau_p = 250 \text{ мкс}$, что соответствует значению, указанному в сертификате и характеризует τ_p для объема кристалла. Однако для участков кривых в области А τ_p оказались значительно меньшими и хорошо коррелированы с плотностью структурных дефектов по высоте образца [3]. Для проверки последних результатов использовали второй метод – светового зонда, в котором избыточные носители заряда после генерации перемещаются вдоль поверхностного слоя.

Метод светового зонда

Основан на генерации избыточных (неравновесных) носителей заряда, возникающих в результате локального облучения поверхности кристалла лучом света. Тогда концентрации электронов $n(x)$ и дырок $p(x)$ меняются от точки к

точке, т.е. являются функциями координаты x . По этой причине в неоднородном полупроводнике должен возникнуть диффузионный ток электронов и дырок. Возникновение диффузионных токов приводит к возникновению пространственных зарядов и статических электрических полей E , препятствующих протеканию диффузионных токов. Поскольку электрическое поле E создает дрейфовые токи электронов и дырок, то полные электронный и дырочный токи равняются сумме диффузионных и дрейфовых токов:

$$j_p = p e \mu_p E - e D_p \frac{dp}{dx} \quad (6)$$

$$j_n = p e \mu_n E - e D_n \frac{dn}{dx} \quad (7)$$

где μ_n, μ_p – подвижности электронов и дырок соответственно.

Рассмотрим более подробно вопрос о диффузии неосновных неравновесных носителей заряда при наличии внешнего электрического поля E . Допустим, что имеется полупроводник p -типа, поперечное сечение которого значительно меньше его длины. Часть образца ($-l < x < 0$) освещается слабопоглощающим светом, так что происходит равномерная генерация носителей заряда во всем объеме освещенной области образца (рис.4). Пусть концентрация основных носителей p_0 велика по сравнению с концентрацией неосновных неравновесных носителей Δn , время жизни которых τ_n . К образцу приложено электрическое поле E , так что носители могут дрейфовать в этом электрическом поле и диффундировать в неосвещенную область образца.

Концентрация неосновных носителей Δn может быть определена в результате решения уравнения непрерывности

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = -\frac{\Delta n}{\tau_n} + \frac{1}{e} \operatorname{div} j_n + g, \quad (8)$$

где $\frac{\Delta n}{\tau_n}$ – член учитывающий рекомбинацию носителей;

$\frac{1}{e} \operatorname{div} j_n$ – дивергенция потока неосновных носителей;

g – скорость генерации носителей светом.

В стационарном случае $\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = 0$ распределение концентрации неосновных носителей вдоль оси x в неосвещенной части образца ($g=0$). Продифференцировав выражение для плотности электронного тока (7) и подставив $\operatorname{div} j_n$ в уравнение (8), и получим

$$-\frac{\Delta n}{\tau_n} + D_n \frac{d^2 n}{dx^2} + \mu_n E \frac{d \Delta n}{dx} = 0 \quad (9)$$

и при окончательном решении уравнения (8) получим

$$\Delta n = \text{const} \cdot e^{-\frac{x}{L_D}} \quad (10)$$

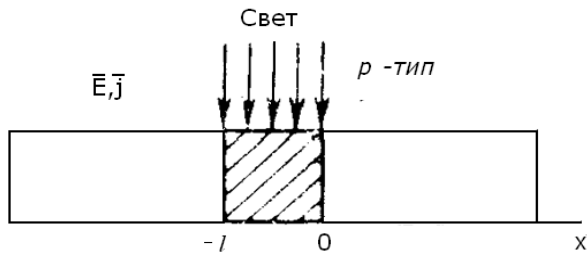


Рис. 4 Одномерная модель образца

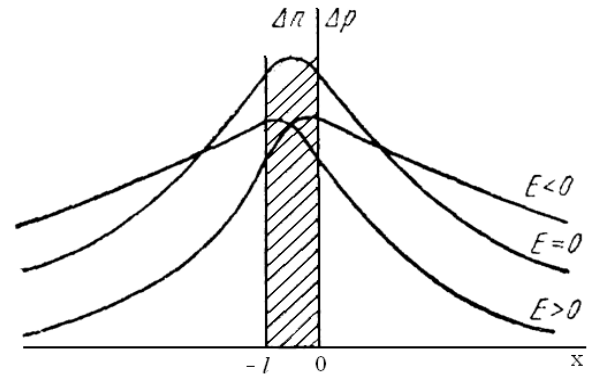


Рис. 5 Распределение концентрации неравновесных носителей заряда вдоль образца

Таким образом, в области тени по обе стороны от освещенной части образца концентрация неосновных носителей спадает по экспоненциальному закону (рис. 5). В отсутствие электрического поля ($E=0$), когда имеет место только диффузия носителей и заряда, экспоненциальный спад носителей симметричный и определяется величиной $L_D = \sqrt{D_n \tau_n}$, которая называется диффузионной длиной неосновных носителей заряда (в данном случае электронов).

Измерительная установка и методика измерений

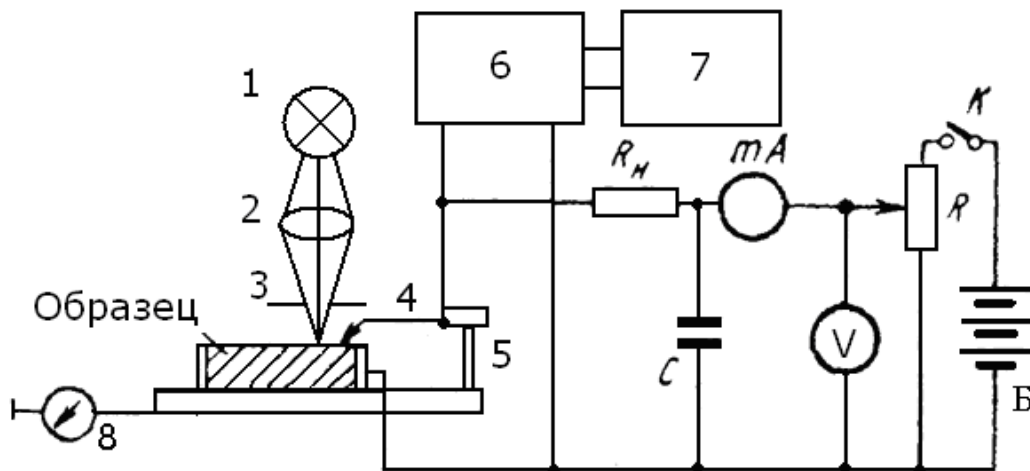


Рис. 6 Схема установки для определения диффузионной длины неосновных носителей заряда. 1 – лампа осветителя; 2 – линза; 3 – камертонный прерыватель; 4 – коллектор; 5 – держатель; 6 – избирательный усилитель ($f_0=394$ Гц); 7 – осциллограф С1–68; 8 – индикатор перемещения

Возникающий при освещении образца сигнал регистрируется в цепи вольфрамового коллектора. Постоянное смещение на коллектор подается от батареи B (рис. 6), величина смещения устанавливается потенциометром R . Сопротивление R_n служит нагрузкой коллектора. С него снимается переменное напряжение, которое фиксируется осциллографом. Это напряжение

пропорционально концентрации неравновесных неосновных носителей вблизи коллектора и, следовательно,

$$\lg u \sim \lg \Delta n = \text{const} - \frac{x}{L_D} 0,43 \quad (11)$$

$$L_D = \frac{0,43 \Delta x}{\Delta \lg u}, \quad (12)$$

где Δx – величина перемещения образца относительно светового зонда;

Δu – изменение напряжения на нагрузке при перемещении на Δx .

Зная диффузионную длину L_D неосновных носителей заряда, можно определить их время жизни

$$\tau_n = \frac{L_D^2}{D_n} \quad (13)$$

где D_n – коэффициент диффузии электронов в p – Ge .

Результаты двух методик измерения для n – Ge .

1. Метод электрического зонда.

$t_3, \text{мкс}$	25	50	75	100	150	200	300	400
$\lg \Delta U$	3,11	2,64	2,14	1,87	1,1	0,92	0,69	0

Отсюда $\tau_{25-50} = 53 \text{ мкс}$, при $D_p = 44 \text{ см}^2/\text{с}$.

$$L_D = \sqrt{D_p \tau_p} = 0,48 \text{ мм.}$$

2. Метод светового зонда.

$\Delta x, \text{мкм}$	0	50	100	150	200	250	300	350	400
$\lg \Delta U$	1,78	1,763	1,74	1,7	1,66	1,623	1,58	1,54	1,505

Найденные значения $L_D = 0,5 \text{ мм}$, $\tau_p = 56,8 \text{ мкс}$.

Из сравнения результатов (1) и (2) следует достаточно хорошее соответствие между измерениями L_D и τ_p , найденными разными методиками. Кроме того, можно, по – видимому считать измерения этих параметров при малых задержках методом электрического зонда корректными.

Литература

1. Готра З.Ю. Технология микроэлектронных устройств. – М., – 1991. – 528с.
2. Надточий В.А., Нечволод Н.К., Сущенко Д.Г. Физ. и техн. высоких давлений, –2001. – Т.11, №1. – С.104–110.
3. Nadtochy V., Nechvolod N., Golodenko N. Functional materials, –2003. – Т.4, №3. – С.556 –559.
4. Надточій В.О., Нечволод М.К., Голоденко М.М. Вісник Харківського нац. університету, серія «Фізика», – 2003. – №600, вип.7. – С. 101 – 104.
5. Батавин В.В. и др. Измерения параметров полупроводниковых материалов и структур. – М., – 1985. – 264 с.
6. Воробьев Ю.В., Добровольский В.Н., Стриха В.И. Методы исследования полупроводников. – Киев, – 1988. – 231 с.