

ПРО ФОТОЕЛЕКТРИЧНИЙ МЕТОД ВИМІРЮВАННЯ ДОВЖИНИ ДИФУЗІЙНОГО ЗМІЩЕННЯ НЕОСНОВНИХ НОСІЇВ СТРУМУ В НАПІВПРОВІДНИКАХ

К. Д. Глинчук, О. Г. Міселюк

Проведено дослідження по застосуванню фотоелектричного методу для вимірювання L в германії. Показано, що джерелами істотних неточностей при визначеннях величини L_d можуть бути: а) недосить строге урахування критеріїв застосування одномірнього і аксіально-симетричного наближень в задачі про дифузію і рекомбінацію фотоін'єктованих неосновних носіїв струму, б) нелінійність люксвольтової характеристики колекторного контакту, в) розпливання і зниження «пакета» ін'єктованих носіїв при високій частоті модуляції світлового зонда і значних відстанях колектора від освітлюваної зони, г) накладання на вимірювану фото-е. р. с. «об'ємної» фото-е. р. с., виникнення якої можливе при наявності градієнта питомого опору в зразках германію.

Описана методика вимірювання L_d з застосуванням нового варіанта фотоелектричного методу — методу постійної фотовідповіді.

Довжина дифузійного зміщення L_d та час життя τ неосновних носіїв струму в напівпровіднику належать до основних його характеристик, знання яких важливе для розуміння електронних процесів, що відбуваються як в об'ємі, так і на поверхні напівпровідника. Ці величини відіграють також важливу роль у роботі деяких напівпровідникових приладів. Тому розробка методів їх вимірювання є важливим завданням у дослідженнях напівпровідників.

В літературі описано чимало методів для утворення в напівпровідниках неосновних носіїв струму і вимірювання їх L_d і τ [1 — 4]. До найбільш поширених серед них належить фотоелектричний метод. Цей метод включає утворення неосновних носіїв струму в напівпровіднику при його освітленні (фотоін'єкції), а також вимірювання концентрації носіїв n_ϕ , як функції відстані r від зони, у якій вони утворюються.

Концентрація неосновних носіїв струму в процесі дифузії в зону тіні спадає за певним законом, вид якого може бути різним в залежності від умов дифузії і рекомбінації. До цих умов належать, наприклад, розміри зразка напівпровідника, зокрема його товщина, довжина, ширина світлового зонда, величина швидкості поверхневої рекомбінації.

Треба відзначити, що внаслідок нерівномірності генерації носіїв струму по глибині освітлюваного зразка напівпровідника найпростіший одномірний випадок поблизу світлового зонда практично не реалізується, оскільки біля зонда носії дифундують не тільки вздовж зразка, а і в його глибину.

Якщо зразок досить товстий, то задача при світловому зонді у вигляді штриха набуває аксіально-симетричного характеру. В цьому випадку вид функції $n_\phi = n_\phi(r)$ залежить, поряд з іншими факторами, від співвідношення між об'ємною і поверхневою рекомбінаціями. Крім того, немаловажне значення мають і геометричні розміри світлового зонда.

Але всі ці питання в літературі, присвяченій фотоелектричному методу, не були обговорені з потрібною докладністю. Зокрема, не всі критерії застосовності формул одномірного і аксіально-симетричного наближень для обчислення L_d визначені. Все це, як показали наші дослідження по застосуванню фотоелектричного методу для вимірювання L_d в германії, привело до того, що, в залежності від застосовуваної формули, для L_d одержувались значення, які в півтора і більше разів відрізнялись одне від одного, причому залишалось неясним, яке ж із них вірне.

Значна ясність у ці питання, зокрема в такі, як критерії застосовності одномірного і аксіально-симетричного наближень, вплив на дифузію неосновних носіїв і величину L_d поверхневої рекомбінації (в аксіально-симетричному випадку) та ін., внесена роботою [5].

В першому розділі нашої роботи наведені приклади застосування названих критеріїв і неточності в обчисленнях L_d , які можуть мати місце при їх ігноруванні.

Вимірювання n_ϕ у відносних одиницях може провадитись за допомогою вимірювання фото-е. р. с., яка виникає на контакті металевої голки з германієм (колектор), встановленому на відстані r від світлового зонда. При цьому точність методу істотно залежить від того, в якій мірі величина фото-е. р. с. пропорціональна концентрації неосновних носіїв струму. Про неточності, які можуть мати місце при нелінійності названої залежності, говориться в другому розділі нашої роботи. В другому і третьому розділах ми коротко описуємо методику вимірювання L_d з застосуванням іншого варіанта фотоелектричного методу, запропонованого К. Б. Толпиго — методу постійної фотовідповіді [5].

Крім того, джерелом неточності при вимірюванні L_d фотоелектричним методом можуть бути ще такі два факти (третьій розділ).

При коротких світлових імпульсах і значних відстанях від колектора «пакет» неосновних носіїв, який мав на початку прямокутну форму, встигає у значній мірі розплистися і знизитися. По-друге, на вимірювану фото-е. р. с. може накладатися «об'ємна» фото-е. р. с. внаслідок можливої наявності у зразках напівпровідника градієнта питомого опору.

Про критерії застосовності одномірного і аксіально-симетричного наближень

Джерелом неточності вимірювання L_d фотоелектричним методом може бути, насамперед, недостатньо строге урахування геометрії задачі дифузії і рекомбінації неосновних носіїв, яка визначається співвідношеннями між розмірами зразка, зокрема, його товщиною d , глибиною проникнення в нього світла λ , розмірами світлового зонда (довжиною l і шириною ω) та величинами L_d і τ .

Розглянемо два крайні випадки цієї задачі — одномірний і аксіально-симетричний, а також критерії, при дотриманні яких можливе застосування відповідних їм розрахункових формул для обчислення L_d [3, 5].

Одномірність задачі може мати місце в тому випадку, якщо світло проходить крізь зразок напівпровідника, не зазнаючи помітного ослаблення, а неосновні носії виникають в площині світлового зонда по всьому перерізу зразка. В дальшому носії дифундують по зразку як одномірний потік, спадаючи за концентрацією із збільшенням r тільки завдяки рекомбінації.

В цьому випадку спадання концентрації відбувається за законом

$$n_\phi = n_0 e^{-\frac{r}{L_d}}, \quad (1)$$

де n_0 — концентрація неосновних носіїв на границі освітленої зони напівпровідника; r — відстань від цієї границі.

Якщо концентрація утворених неосновних носіїв значно менша за темнову концентрацію, то величина фото-е. р. с. E_Φ пропорціональна концентрації неосновних носіїв у точці колектора, що може мати місце при малій інтенсивності світлового зонда. Отже, вимірюючи залежність $E_\Phi = f(r)$, находимо експериментально характеристику процесу дифузії неосновних носіїв у вигляді

$$E_\Phi = E_0 e^{-\frac{r}{L_d}}. \quad (2)$$

З одержаних для цієї залежності даних L_d може бути визначена за нахилом прямої для функції

$$\ln E_\Phi = f(r), \quad (3)$$

а τ за співвідношенням

$$\tau = \frac{L_d^2}{D}, \quad (4)$$

де D — коефіцієнт дифузії неосновних носіїв струму в даному напівпровіднику.

Щодо застосування для обчислення L_d формули одномірного наближення (2), то це, як було відзначено вище, а також в роботі [5], можливе при додержуванні таких основних умов: а) $\lambda \gg d$ при незначній поверхневій рекомбінації в порівнянні з рекомбінацією в об'ємі зразка напівпровідника, б) $r \gg d$ при $\lambda \leq d$. В цьому випадку дифузія фотоін'єктованих носіїв відбувається як вздовж, так і впоперек зразка, і лише на значній відстані від освітлюваної зони дифузія набирає одномірного характеру, причому це досягається на тим більшій відстані від освітлюваної зони, чим більше d і менші λ і L_d .

В роботі [5] показано, що відстань r , починаючи з якої похибка при користуванні формулою (2) не перевищує 5%, наближено визначається формулою

$$r_{\min} = 0,85 \frac{d^2}{L_d}. \quad (5)$$

Щодо розміру світлового зонда, то в одномірному випадку його ширина не істотна, але потрібно, щоб довжина зонда була співрозмірна з шириною зразка.

Проте практична реалізація цих умов становить певні труднощі і незручності, пов'язані з виготовленням і роботою із зразками малої товщини. На дифузії неосновних носіїв у таких тонких зразках дуже значно впливає поверхнева рекомбінація і близькість границь, що може зумовити відмінність значень L_d і τ (в бік зниження) у порівнянні з їх дійсними значеннями в об'ємі зразка [6].

Якщо поруч з поширенням неосновних носіїв вздовж зразка буде мати місце їх циліндричне розтікання, задача набере аксіально-симетричного характеру. В цьому випадку убування концентрації неосновних носіїв із збільшенням r (при умові, що $r \gg L_d$, і малій поверхневій рекомбінації) відбуватиметься за законом [3, 5]

$$n = n_0 \frac{1}{\sqrt{\frac{r}{L_d}}} e^{-\frac{r}{L_d}}. \quad (6)$$

Відповідно до цього, залежність $E_{\phi} = f(r)$ також буде мати, на відміну від попереднього одномірного випадку, інший вигляд, а саме

$$E_{\phi} = E_0 \frac{1}{\sqrt{\frac{r}{L_d}}} e^{-\frac{r}{L_d}}, \quad (7)$$

і L_d може бути визначена за нахилом прямої для функції

$$\ln E_{\phi} + \frac{1}{2} \ln r = f(r). \quad (8)$$

Щодо застосування аксіально-симетричного наближення (6), то воно можливе при розмірах зразка, значно більших від λ і L_d , причому з тим більшою точністю, чим більші розміри зразка (порівнюючи з цими величинами) і чим тонше і довше світловий зонд.

Область значень r , у якій застосування формули (7) дозволяє визначити L_d з достатньою надійністю і точністю (5%), пов'язана з розмірами світлового зонда — його шириною w , довжиною l , а також із співвідношенням між ними і L_d . Так, граничні значення r , що відповідають початковому (r_{\min}) і кінцевому (r_{\max}) положенням колектора при вимірюваннях, визначаються умовами

$$\frac{1}{8} L_d \ll r_{\min} \geq 5w \text{ і } r_{\max} = \frac{l^2}{15L_d} - 0,16l \quad (9)$$

при співвідношеннях $5 < \frac{l}{L_d} < 20$.

Крім того, для виключення негативного впливу границь зразка на дифузію неосновних носіїв потрібно, щоб освітлювана зона і колектор були на відстані $1,5 \div 2L_d$ від границь зразка.

Вплив поверхневої рекомбінації на дифузію фотоін'єктованих неосновних носіїв в аксіально-симетричному випадку досліджено в роботі [5]. При цьому показано, що при малій поверхневій рекомбінації, яка визначається умовами

$$1 \ll \sqrt{\frac{r}{L_d}} \ll \frac{D}{sL_d}, \quad (10)$$

де s — швидкість поверхневої рекомбінації, закон зміни концентрації носіїв в залежності від r мало відрізняється від його виразу для випадку відсутності поверхневої рекомбінації (6).

При значній поверхневій рекомбінації, яка визначається умовами

$$\frac{r}{L_d} \geq 1 \text{ і } \frac{s^2}{D^2} r L_d \gg 1, \quad (11)$$

убування концентрації носіїв із збільшенням r буде більш швидким (зростаючим із збільшенням s) і виражатиметься формулою, яка відрізняється від (6) наявністю у її знаменнику передекспоненціального члена $r^{3/2}$ замість $r^{1/2}$. Відповідно до цього формула для визначення L_d , якщо обмежитись головними членами, також набирає іншого вигляду

$$\ln E_{\phi} + \frac{3}{2} \ln r = f(r). \quad (12)$$

Який з цих двох випадків — мала чи значна поверхнева рекомбінація — має місце на досліджуваному зразку, наперед невідомо. Встановити це можна лише шляхом перевірки, яка з функцій — (8) чи (12) — краще зображається прямою лінією.

Ми провели подібні дослідження на деяких зразках германію n -типу, поверхня яких готувалась за технологією, яку ми звичайно застосовували у нашій роботі, а саме — тонким шліфуванням і травленням у 30%-ній H_2O_2 .

Зразки германію, на яких вимірювалась швидкість поверхневої рекомбінації s , мали питомий опір $\rho \approx 5 \div 40 \text{ ом}\cdot\text{см}$ і розміри: початкові — товщину $d=3 \div 4 \text{ мм}$ і ширину $h=8 \div 10 \text{ мм}$; кінцеві (після поступового зшліфування) — $d=0,1 \div 0,2 \text{ мм}$ при тій же ширині. При цьому зменшення товщини зразка до вказаної величини супроводжувалось зменшенням і величини τ , наприклад, від 250 мксек при $d=4 \text{ мм}$ до 26 мксек при $d=0,12 \text{ мм}$.

Вимірюваний час життя τ , як на товстому, так і на тонкому зразках, може бути записаний у вигляді [1]

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_0}, \quad (13)$$

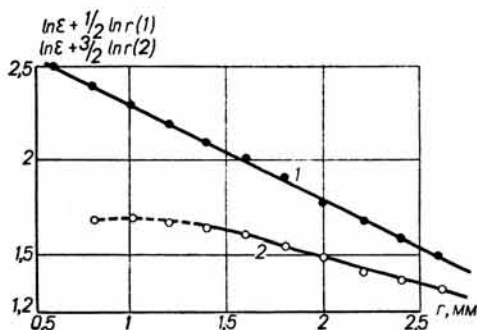


Рис. 1.

де $\frac{1}{\tau_n}$ і $\frac{1}{\tau_0}$ — сталі спадання концентрації фотоін'єктованих носіїв внаслідок, відповідно, поверхневої і об'ємної рекомбінації. Застосовуючи ці міркування до наведеного вище прикладу, відзначимо, що спадання концентрації носіїв на вказаній товщині зразка буде визначатися практично лише поверхневою рекомбінацією (з точністю до 10%).

Стала спаду $\frac{1}{\tau_n}$ визначається величиною поперечного перерізу зразка та станом поверхні. В припущенні малої швидкості поверхневої рекомбінації вона може бути виражена формулою [1]

$$\frac{1}{\tau_n} = 2s \left[\frac{1}{d} + \frac{1}{h} \right] \quad (14)$$

або

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{2s}{d} \quad (15)$$

при $d \ll h$.

З цього можна бачити, що швидкість поверхневої рекомбінації s для зразка з наведеними вище даними не може бути більшою, ніж $\sim 210 \text{ см/сек}$.

На рис. 1 наведені два графіки, які зображають функції: (6) — графік 1 і (12) — графік 2, що побудовані за експериментальними даними, одержаними для зразків германію товщиною 4 мм і довжиною 15 мм.

Пунктиром на графіку 2 відмічена область значень r , які виходять за межі умови (11) при даному значенні L_d , обчисленому за нахилом прямолінійної частини цього графіка. В області значень r , що відповідають умові (11), функції (12) і (8) досить добре зображаються прямими лініями. Але нахил вони мають різний, внаслідок чого і для L_d одержуються різні значення: $L_d=0,85$ мм (графік 1) і $L_d=1,5$ мм (графік 2).

В наших вимірах r_{\max} досягало значень в середньому $2 \div 3 L_d$. Отже, при даному значенні $s \approx 200$ см/сек умови (10) задовольняються, якщо

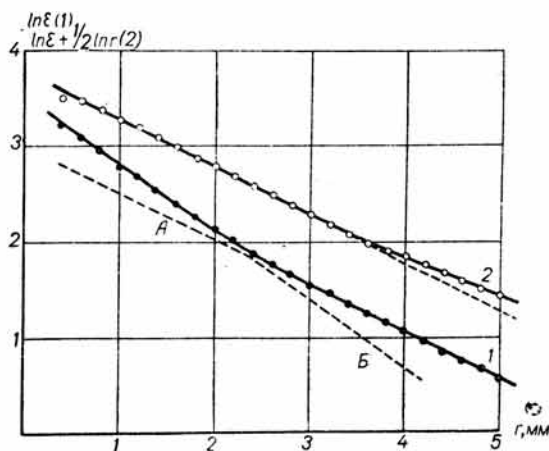


Рис. 2.

L_d одержується з застосуванням функції (8), але не задовольняються умови (11), якщо L_d одержується з застосуванням функції (12). Тому для даного прикладу ми вважаємо більш правильним значення L_d , визначене з застосуванням функції (6).

Таким чином, поверхнева рекомбінація, яка відбувається з швидкістю $s \approx 200$ см/сек, може розглядатися як досить мала. В таких випадках для вимірювання L_d з достатньою точністю придатні формули, що одержані для випадку відсутності поверхневої рекомбінації. З другого боку, з наведеного прикладу видно, що нехтування поверхневою рекомбінацією може приводити до одержання занижених значень L_d .

Наведемо приклад, який повинен ілюструвати, наскільки істотним є строге розмежування умов одномірного і аксіально-симетричного випадків.

Формули, які відповідають цим випадкам [(3) і (8)], розрізняються наявністю в (8) члена $\frac{1}{2} \ln r$. Додавання його не спричинить значного порушення лінійності самої залежності, бо $\frac{r}{L_d}$ і зміна діапазону значень r не бувають дуже великими. Однак нахил кривої зміниться на значну величину, що приведе до похибки при визначенні L_d і τ .

На рис. 2 за даними вимірів на зразку германію товщиною 2,2 мм і довжиною 15 мм наведені два графіки: крива 1 зображає результати обробки експериментальних даних за формулою (8), а крива 2 — за формулою (3). Умови дифузії носіїв в області А кривої 1 відповідають аксіально-симетричному випадку, в області Б — одномірному. Відхилення від лінійності на графіку функції (8) починаючи з $r = 3,5$ мм пояснюється тим, що в області значень $r \geq 3,5$ мм повинне мати місце не аксіально-симетричне, а одномірне наближення.

Як видно з рис. 2, нахили кривої 1 в областях А і Б різні і, відповід-

но цьому, різні значення L_d , обчислені за її нахилом, а саме: $L_d = 0,64$ мм (область А) і $L_d = 0,93$ мм (область Б).

Щодо нахилів кривої 1 в області Б і кривої 2, то вони практично однакові, що вказує на збіжність значень L_d для даного зразка, які виміряні з урахуванням критеріїв застосовності формул (2) і (7).

Люксовольтова характеристика колекторного контакту

Вимірювання L_d фотоелектричним методом за даними для залежності $E_\phi = f(r)$ ґрунтується на припущенні, що E_ϕ на колекторному контакті лінійно залежить від концентрації фотоін'єктованих неосновних носіїв струму n_ϕ в області колектора. Така лінійність, звичайно, може мати місце лише при таких інтенсивностях світлового зонда, коли $n_\phi \ll n_T$ (n_T — темнова концентрація неосновних носіїв струму в зразку).

Для визначення оптимального діапазону інтенсивності світлового зонда L_ϕ , в якому зазначені вище умови лінійності матимуть місце, ми дослідили люксовольтову характеристику колекторного контакту.

Дослідження були проведені на монокристалічних зразках германію, переважно n -типу. Колектором служили голки з фосфористої бронзи або вольфраму. Для підвищення величини фото-е. р. с. на колекторному контакті він в деяких випадках злегка підформовувався.

Інтенсивність світлового зонда змінювалась за допомогою світлофільтрів у діапазоні $100 \div 25\,000$ лк. Світловий зонд мав розміри $6 \div 10 \times 0,05 \div 0,10$ мм.

Світлофільтри були проградуїровані за люксамперною характеристикою германійового «торцевого» $n - p$ -фотоелемента в режимі фотоструму короткого замикання, лінійність якого зберігається в більш широкому, ніж зазначено вище, діапазоні інтенсивності світлового зонда [7]. Цим самим була зроблена певна перевірка лінійності нашого світлового зонда щодо генерації ним носіїв струму у германійовому вентиляльному фотоелементі*. Додатково лінійність нашого світлового зонда щодо генерації неосновних носіїв струму ми перевіряли за лінійністю зміни фотопровідності зразка германію**.

Зазначена лінійність світлового зонда може мати місце при умові, якщо $n_\phi \ll n_0$ — темної концентрації основних носіїв струму. Отже, цей критерій, в порівнянні з критерієм лінійності фото-е. р. с. на колекторі, дійсний в більш широкому діапазоні значень n_ϕ , що відповідає і більш широкому діапазону інтенсивності світлового зонда.

Типовий вид люксовольтової характеристики колектора зображений на рис. 3, де 1 — загальний вигляд, 2 — лінійна частина її. На осі абсцис відкладена інтенсивність світлового зонда в процентах до максимальної, яка дорівнює $25\,000$ лк (100%).

Як видно з рис. 3, лінійність люксовольтової характеристики (з точністю $\sim 10\%$) має місце лише в області невеликої інтенсивності світла, при якій одержувана фото-е. р. с. має значення $E_\phi \leq \frac{1}{5} \frac{kT}{e}$.

Якщо вимірювання провадились при інтенсивності світлового зонда, яка відповідає нелінійній частині люксовольтової характеристики, то одержувані для L_d значення були в деяких випадках в два-три рази більші від одержуваних при інтенсивності світлового зонда, яка відповідає ліній-

* Градування світлофільтрів і перевірка люксовольтової характеристики провадились на установці В. Романова і за його участю, за що автори йому дуже вдячні.

** Докладніше про це буде повідомлено окремо.

ній частині люксвольтової характеристики. Притому завищення величини L_d тим значніше, чим інтенсивніше світловий зонд і чим більше відповідне значення фото-е. р. с., при яких провадились виміри. Все це, як відзначив В. Є. Лашкар'ов, пояснюється нелінійністю люксвольтової характеристики колекторного контакту, урахування якої усуває цю уявну залежність L_d від інтенсивності світла.

Таким чином, нелінійність люксвольтової характеристики колекторного контакту може бути джерелом істотних похибок при вимірюванні L_d і τ . Тому потрібно або цю нелінійність характеристики урахувувати, або провадити виміри при інтенсивностях світлового зонда та фото-е. р. с.,

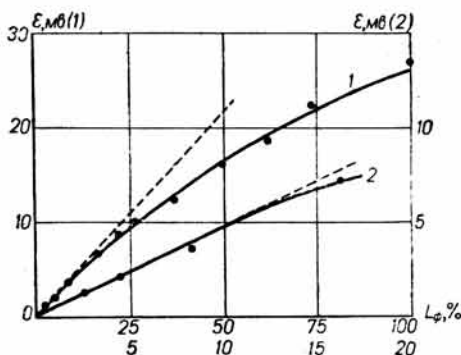


Рис. 3.

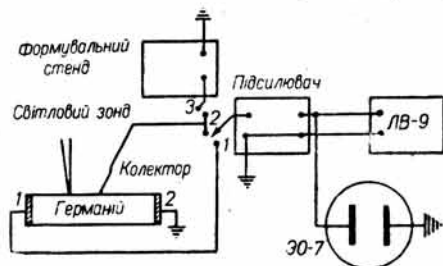


Рис. 4.

які відповідають лінійній частині характеристики. Однак все це ускладнює методику вимірювання з застосуванням описаного вище варіанта фотоелектричного методу. Крім того, використання світлового зонда невеликої інтенсивності, яка відповідає лінійній частині характеристики, значно скорочує діапазон значень r , в якому можливі виміри.

При обговоренні наслідків наших досліджень К. Б. Толпиго був запропонований інший варіант фотоелектричного методу, названий методом постійної фотовідповіді [5], який дозволяє вимірювати L_d без потреби врахування люксвольтової характеристики колекторного контакту.

В основі цього методу лежить припущення, що концентрація неосновних носіїв струму поблизу світлового зонда пропорційна його інтенсивності L_{ϕ} , що справедливе при не дуже великій інтенсивності світла. Тоді залежність фотовідповіді від r і L_{ϕ} в одномірному випадку буде виражатися формулою

$$E_{\phi} = \varphi(L_{\phi} e^{-\frac{r}{L_d}}), \quad (16)$$

а в аксіально-симетричному випадку

$$E_{\phi} = \varphi\left(L_{\phi} \frac{1}{\sqrt{\frac{r}{L_d}}} e^{-\frac{r}{L_d}}\right). \quad (17)$$

Досліджуючи залежність L_{ϕ} від r при $E_{\phi} = \text{const}$, можна, не знаючи виду самої функції, визначити L_d за нахилом прямих для функцій; в першому випадку

$$\ln L_{\phi} = \varphi(r), \quad (18)$$

а в другому випадку

$$\ln L_{\phi} - \frac{1}{2} \ln r = \varphi(r). \quad (19)$$

Вимірювання L_d за методом постійної фотовідповіді

Для вимірювання L_d за методом постійної фотовідповіді, як зазначено в попередньому розділі, потрібно встановити залежність L_d від r при постійній фотовідповіді E_f .

Наша установка (рис. 4) для цих вимірів включала в себе, крім основного елемента, призначеного для вимірювання E_p , декілька додаткових, а саме: для вимірів „об'ємної“ фото-е. р. с., спостережень за формою імпульсів фотовідповіді, а також для формовки колекторного контакту.

Оптична система установки дозволяла одержувати світловий зонд довжиною $6 \div 10$ мм і шириною $0,05 \div 0,10$ мм. Модуляція (прямокутна) світлового зонда провадилась з частотою $f = 80 \div 200$ гц (з міркувань, про які буде сказано нижче).

Зразок германію з колекторною голкою встановлювався на мікроманіпулятор, який дозволяв провадити потрібні переміщення зразка з колектором відносно нерухомого світлового зонда.

Для вимірювання «об'ємної» фото-е. р. с. на торці зразка напаялися олов'яні електроди (1 — 2), за допомогою яких зразок підключався у вимірну схему.

Фото-е. р. с., одержувана на колекторному контакті після підсилення, вимірювалась ламповим вольтметром ЛВ-9. Підсилювач, яким ми користувались, мав коефіцієнт підсилення по напрузі $\sim 10^3$, рівень власних шумів ~ 5 мкв, рівномірність амплітудної характеристики в діапазоні 5 мкв $\div 20$ мв і частотної характеристики в діапазоні 2 гц $\div 250$ кгц.

На початку вимірів світловий зонд встановлювався відносно колекторного контакту на відстані r у відповідності з умовами одномірного чи аксіально-симетричного випадку. Потім перед світловим зондом встановлювався платиновий світлофільтр Φ_1 з прозорістю, яка дозволяла одержувати сигнали фотовідповіді, за величиною вищі від рівня шуму в декілька разів. Потім фільтр Φ_1 замінювався більш прозорими Φ_2, Φ_3, \dots , з фіксуванням кожного разу значень r_2, r_3, \dots , при яких досягалась початкова величина фото-е. р. с. E_f . З використанням одержаних даних L_d обчислювалась за нахилом прямих для функцій (16) або (17).

Слід відзначити, що значення L_1 і τ , обчислені з застосуванням методу постійної фотовідповіді, добре погоджуються з їх значеннями, одержаними з даних досліджень залежності $E_p = f(r)$ при інтенсивностях світлового зонда, які відповідають лінійній частині люксвольтової характеристики. Так, наприклад, за першими вимірами в діапазоні інтенсивності світлового зонда $5,5 \div 100\%$ одержано значення $\tau = 185$ мксек, а за другими $-\tau = 181 \div 197$ мксек.

На додаток до викладеного вкажемо ще на два факти, неврахування яких також може приводити до неточностей вимірювання L_d .

1. При вимірах фотовідповіді приймається, що тривалість дії світлового імпульсу при даній частоті його модуляції є достатньою для встановлення на колекторному контакті стаціонарного стану як щодо концентрації неосновних носіїв, які досягають колектора за час дії імпульсу, так і щодо відповідної цьому стану величини фотовідповіді. Порушення цієї стаціонарності (можливе, наприклад, якщо на її встановлення потрібно часу стільки ж або більше за тривалість дії світлового імпульсу), природно, може викликати порушення як форми, так і величини імпульсу фотовідповіді, що може стати джерелом похибок при визначенні величини L_d .

В зв'язку з цим виміри величини фотовідповіді для вибору оптимальної частоти модуляції світлового зонда, при якій забезпечується зазначена вище стаціонарність режиму на колекторі, супроводжувались в наших дослідах візуальними спостереженнями за формою імпульсів на екрані осцилографа.

При цьому було виявлено, що в деяких випадках при віддаленні світло-

вого зонда від колектора або підвищенні частоти модуляції світла при даному віддаленні спостерігається значна зміна форми імпульсу (рис. 5) — від прямокутної на початку (крива 1 при $f = 150$ гц) до майже дзвоноподібної форми (крива 2 при $f = 950$ гц) наприкінці діапазону вимірів. Притому, чим вище частота модуляції світлового зонда, при якій провадилися виміри, тим ці зміни значніші і при тим менших віддаленнях світлового зонда від колектора вони починаються. До можливих причин, які спричиняють зміни форми імпульсів, може бути віднесена та обставина, що фотоін'єктовані носії струму можуть досягти колектора з певним розкидом часу, зростаючим із збільшенням r .

Виміри при різних частотах модуляції світлового зонда показали, що зміна форми імпульсів фотовідповіді може зумовити неточність при обчисленні величини L_d . Так, наприклад, при частоті модуляції світлового зонда $f = 900$ гц L_d виявляється на 20—25% менше за її значення, одержане при $f = 200$ гц.

В цих дослідах було також встановлено, що початкова прямокутна форма імпульсів фотовідповіді зберігається практично незмінною при частоті модуляції $f = 200$ гц в межах значень $r = 2 - 3$ мм. На підставі цих даних для модуляції світлового зонда ми обрали діапазон частот $f = 80 \div 200$ гц.

2. Другий факт, про який ми обмежимося короткими зауваженнями, полягає в тому, що в германійовому зразку при освітленні його в зонах, у яких заірних шарів немає, але є градієнт питомого опору, виникає фото-е. р. с., яка дістала назву «об'ємної» [7, 8].

Дослідження «об'ємної» фото-е. р. с. показали, що її величина залежить не від величини питомого опору германію, а лише від його градієнта. В залежності від величини останнього вона може мати значення від декількох мікрвольт до декількох мілівольт. Щодо знака «об'ємної» фото-е. р. с., то в германії n -типу менш низькоомна ділянка заряджається негативно, а більш високоомна — позитивно (в германії p -типу навпаки).

Таким чином, на величину фото-е. р. с., яка виникає на колекторному контакті, може накладатися «об'ємна» фото-е. р. с. і, в залежності від своєї величини і знака, вносити певні неточності у визначення дійсної фотовідповіді, а внаслідок цього і величини L_d .

Для зменшення таких похибок ми робили так. На початку вимірів провадиться оцінка величини «об'ємної» фото-е. р. с. на досліджуваній кололекторній зоні зразка германію. Для цього досліджувана зона освітлюється (з переміщенням вздовж світлового зонда) інтенсивністю, найбільшою з можливих при вимірах. «Об'ємна» фото-е. р. с., яка при цьому виникає, від торцевих електродів (1 — 2) підводиться до вимірного приладу (ЛВ-9). Після цього вихідна для дальших вимірів фото-е. р. с. на колекторі встановлюється (за допомогою світлофільтрів) такою, щоб її величина була значно більша (в декілька разів) від найбільшої з одержаних величин «об'ємної» фото-е. р. с. Слід відмітити, що в наших зразках монокристалічного германію «об'ємна» фото-е. р. с. у переважній більшості випадків не перевищувала 5—10 мкв і нерідко зовсім не спостерігалася. На закінчення слід підкреслити, що вимірювання «об'ємної» фото-е. р. с. може бути використане як високочутливий метод контролю однорідності зразків германію, який дозволяє виявляти градієнти опору, наприклад $\rho = 0,01$ ом.

Автори висловлюють подяку В. Є. Лашкар'ову за інтерес до роботи і цінні поради при її виконанні, а також К. Б. Толпиго і Е. И. Рашба за корисні поради і дискусії.

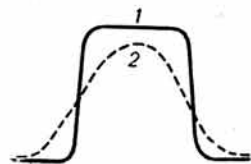


Рис. 5.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Shockley, H. Pearson a. I. Haynes, Bell Syst. Techn. Journ., **28**, 344 (1949). I. R. Haynes a. W. S. Shockley, Phys. Rev., **81**, 835 (1951).
2. D. Navon, R. Gray and H. Fan, Proc. IRE, **40**, 1342 (1952).
3. L. B. Valdes, Proc. IRE, **40**, 1420 (1952).
4. E. M. Pell, Phys. Rev., **90**, 278 (1953).
5. Е. Й. Рашба, К. Б. Толпиго, УФЖ (див. цей номер).
6. W. Shockley, Bell Syst. Techn. Journ., **28**, 435 (1949).
7. В. Е. Лашкарев, В. А. Романов, Труды ИФ АН УССР, № 7 (1955).
8. J. A. Taus, Czechosl. Journ. Phys., **5**, 178 (1955).

Институт фізики АН УРСР

Надійшла до редакції
20.VIII 1955 р.

О ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ МЕТОДЕ ИЗМЕРЕНИЯ ДЛИНЫ ДИФФУЗИОННОГО СМЕЩЕНИЯ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

К. Д. Глинчук, Е. Г. Миселюк

Резюме

Фотоэлектрический метод измерения длины диффузионного смещения L_d неосновных носителей тока включает образование последних в полупроводнике путем его освещения (фотоинъекции), а также измерение концентрации носителей n_ϕ , как функции расстояния r от зоны их образования.

Относительной мерой концентрации n_ϕ и ее изменения может быть величина фото-э. д. с. E_ϕ , возникающей на контакте металлической иглы с поверхностью полупроводника (коллектор), устанавливаемого на расстоянии r от освещаемой зоны полупроводника. Благодаря этому, путем исследования зависимости $E_\phi = f(r)$, может быть экспериментально найдена характеристика процесса диффузии и определена L_d фотоинжектированных неосновных носителей тока в полупроводнике.

Этот метод был применен для измерения L_d в германии. При этом был обнаружен и исследован ряд условий и фактов, неучет которых, как показано в данной статье, может приводить к существенным неточностям в определении L_d . Основные результаты выполненных исследований излагаются ниже.

О критериях применимости одномерного и аксиально-симметричного приближений

Источником неточности определения L_d фотоэлектрическим методом может быть, прежде всего, недостаточно строгий учет геометрических критериев применимости одномерного и аксиально-симметричного приближений в задаче диффузии и рекомбинации фотоинжектированных неосновных носителей тока в полупроводнике. Эти критерии определяются соотношениями между размерами образца полупроводника, в частности его толщиной d , глубиной проникновения в него света λ , размерами светового зонда (длиной l и шириной ω) и величинами L_d и τ .

Одномерность задачи может иметь место в том случае, когда свет проходит сквозь полупроводник без заметного ослабления, а неосновные носители тока возникают в плоскости светового зонда по всему сечению образца полупроводника. В дальнейшем носители диффундируют вдоль образца как одномерный поток, убывая с увеличением r только благодаря рекомбинации.

В этом случае убывание концентрации происходит по закону

$$n_{\Phi} = n_0 e^{-\frac{r}{L_d}}, \quad (1)$$

где n_0 — концентрация неосновных носителей на границе освещенной зоны полупроводника; r — расстояние от этой границы. Соответственно этому, зависимость $E_{\Phi} = f(r)$ имеет вид

$$E_{\Phi} = E_0 e^{-\frac{r}{L_d}}. \quad (2)$$

По полученным для этой зависимости данным, L_d может быть определена по наклону прямой для функции

$$\ln E_{\Phi} = f(r), \quad (3)$$

а τ по соотношению

$$\tau = \frac{L_d^2}{D}, \quad (4)$$

где D — коэффициент диффузии неосновных носителей в данном полупроводнике.

К основным условиям, определяющим применимость формулы (2) для определения L_d , относятся следующие:

а) $\lambda \geq d$ при незначительной поверхностной рекомбинации по сравнению с объемной в данном образце полупроводника;

б) $r \gg d$ при $\lambda \leq d$. В этом случае диффузия фотоинжектированных носителей происходит как вдоль, так и поперек образца, и лишь начиная с некоторого расстояния r от освещенной зоны диффузия приобретает одномерный характер, причем r тем больше, чем больше d и меньше λ и L_d . Величина r , начиная с которой погрешность при использовании формулы (2) не превышает 5%, приближенно определяется соотношением [5]

$$r_{\min} = 0,85 \frac{d^2}{L_d}. \quad (5)$$

В одномерном случае ширина светового зонда не существенна, но требуется, чтобы его длина была соразмерна с шириной образца.

Рассматриваемая задача приобретает аксиально-симметричный характер, если наряду с распространением неосновных носителей вдоль образца будет иметь место их цилиндрическое растекание.

В этом случае убывание концентрации неосновных носителей с увеличением r (при условии, что $r \geq L_d$, и малой поверхностной рекомбинации) будет происходить по закону [3, 5]

$$n = n_0 \frac{1}{\sqrt{\frac{r}{L_d}}} e^{-\frac{r}{L_d}}. \quad (6)$$

Соответственно этому зависимость $E_{\Phi} = f(r)$ будет иметь вид

$$E_{\Phi} = E_0 \frac{1}{\sqrt{\frac{r}{L_d}}} e^{-\frac{r}{L_d}}, \quad (7)$$

и L_d может быть определена по графику для функции

$$\ln E_{\Phi} + \frac{1}{2} \ln r = f(r). \quad (8)$$

Аксиально-симметричное приближение может быть применено при размерах образцов, значительно больших λ и L_d , причем с тем большей точностью, чем больше размеры образца по сравнению с указанными величинами и чем тоньше и длиннее световой зонд.

Граничные значения r , отвечающие начальному (r_{\min}) и конечному (r_{\max}) положениям коллектора при измерениях L_d с применением формулы (7), определяются условиями [3, 5]

$$a) \quad \frac{1}{8} L_d \ll r_{\min} \geq 5\omega \quad \text{и} \quad r_{\max} = \frac{l^2}{15L_d} - 0,16 \quad (9)$$

при соотношениях $5 \leq \frac{l}{L_d} \leq 20$ и $r \gg L_d$,

б) коллектор и освещаемая зона устанавливаются на расстоянии $1,5 \div 2L_d$ от границ образца.

В аксиально-симметричном случае при малой поверхностной рекомбинации, определяемой условиями

$$1 \ll \sqrt{\frac{r}{L_d}} \ll \frac{D}{sL_d}, \quad (10)$$

где s — скорость поверхностной рекомбинации, для вычисления L_d могут быть применены формулы, соответствующие случаю отсутствия поверхностной рекомбинации.

При значительной поверхностной рекомбинации, определяемой условиями

$$\frac{r}{L_d} \geq 1 \quad \text{и} \quad \frac{s^2}{D^2} r L_d \gg 1, \quad (11)$$

убывание концентрации с увеличением r выражается формулой, отличающейся от (6) появлением в знаменателе ее предэкспоненциального члена $r^{3/2}$ вместо $r^{1/2}$ [5]. Соответственно этому формула для вычисления L_d принимает вид

$$\ln E_\phi + \frac{3}{2} \ln r = f(r). \quad (12)$$

Какой из этих случаев — малая или большая поверхностная рекомбинация — имеет место в данном образце, наперед неизвестно. Установить это возможно лишь путем проверки того, какая из функций — (8) или (12) — лучше изображается прямой линией, а также какое из условий — (10) или (11) — лучше удовлетворяется при L_d , определяемой по наклонам графиков указанных функций в случае их линейности. Иллюстрацией к последнему случаю является рис. 1, на котором изображены графики функций (8) — график 1 и (12) — график 2, построенные по экспериментальным данным, полученным на образце германия с $s = 210$ см/сек.

Как видно, обе функции достаточно хорошо изображаются прямыми линиями. Однако наклон их существенно различный, в результате чего и для L_d , определяемой по их наклону, получаются различные значения: $L_d = 0,85$ мм (график 1) и $L_d = 1,5$ мм (график 2).

В наших измерениях r_{\max} имело значение в среднем $(2 - 3) L_d$. При значении $s \approx 200$ см/сек и L_d , определяемой по данным для функции (8), условия (10) удовлетворяются, однако не удовлетворяются условия (11) при L_d , определяемой по данным для функции (12).

Поэтому в данном случае более правильным является значение L_d , определенное с применением функции (8).

Рис. 2 иллюстрирует, насколько существенно по возможности строгое разграничение условий одномерного и аксиально-симметричного прибли-

жений. Приведенные на рис. 2 графики изображают функции (8)— график 1 и (3)— график 2, построенные по данным измерения на образце германия толщиной 2,2 мм. Условия задачи в области А графика 2 соответствуют аксиально-симметричному случаю, а в области В — одномерному.

Как видно из рис. 2, наклон кривой 2 в областях А и В различен и соответственно этому различны будут и значения L_d , вычисленные по их наклону, а именно: $L_d=0,64$ мм (область А) и $L_d=0,95$ мм (область В). Наклоны кривой 1 в области В и кривой 2 практически одинаковы, что указывает на совпадение значений L_d , определяемых с учетом критериев применимости формул (2) и (7).

Люксвольтовая характеристика коллекторного контакта

Точность фотоэлектрического метода измерения существенно зависит от того, в какой мере величина фото-э. д. с. E_ϕ , возникающая на коллекторном контакте, пропорциональна концентрации фотоинжектированных неосновных носителей тока n_ϕ , достигающих области коллектора.

Исследования люксвольтовой характеристики коллекторного контакта показали, что ее линейность имеет место лишь в небольшой области интенсивности светового зонда L_ϕ , при которой получаемая фото-э. д. с.

имеет значение $E_\phi \leq \frac{1}{5} \frac{kT}{e}$. Типичный вид люксвольтовой характеристики

приведен на рис. 3, где 1 — общий вид, 2 — линейный участок ее. На оси ординат отложена фото-э. д. с. в милливольтгах, а на оси абсцисс — интенсивность светового зонда в процентах к интенсивности $L_\phi=25\,000$ лк, соответствующей 100%

Вследствие наблюдаемой нелинейности люксвольтовой характеристики величина L_d , получаемая по измерениям при интенсивностях светового зонда, соответствующих нелинейной, по сравнению с величинами, соответствующими линейной части люксвольтовой характеристики, оказывается значительно больше, отличаясь в отдельных случаях в два-три раза. Поэтому при измерениях L_d необходимо либо эту нелинейность учитывать, либо производить измерения при интенсивностях светового зонда и фото-э. д. с., соответствующих линейной части характеристики, что усложняет методику самих измерений и значительно сокращает диапазон значения r , в котором возможно проведение измерений.

К. Б. Толпыго был предложен метод постоянного фотоэлектрического ответа [5], не требующий знания и учета нелинейности люксвольтовой характеристики коллекторного контакта.

В основе этого метода лежит предположение, что концентрация неосновных носителей тока вблизи светового зонда пропорциональна его интенсивности L_ϕ , что справедливо при не очень большом значении последней. Тогда зависимость фотоответа E_ϕ от r и L_ϕ будет выражаться формулами: в одномерном случае

$$E_\phi = \varphi(L_\phi e^{-\frac{r}{L_d}}), \quad (16)$$

а в аксиально-симметричном случае

$$E_\phi = \varphi\left(L_\phi \frac{1}{\sqrt{\frac{r}{L_d}}} e^{-\frac{r}{L_d}}\right). \quad (17)$$

Исследуя зависимость L_{ϕ} от r при $E_{\phi} = \text{const}$, можно определять L_{ϕ} по наклону прямых для функций, в первом случае

$$\ln L_{\phi} = \varphi(r), \quad (18)$$

и во втором случае

$$\ln L_{\phi} - \frac{1}{2} \ln r = \varphi(r). \quad (19)$$

Измерение L_{ϕ} по методу постоянного фотоответа

Измерение зависимости L_{ϕ} от r при сохранении постоянной величины фотоответа E_{ϕ} включает выполнение следующих операций.

1. Установление начальной величины фотоответа. Для этого интенсивность светового зонда устанавливается (например, при помощи платиновых светофильтров) такой, чтобы получаемая E_{ϕ} была значительно выше (в несколько раз) уровня шумов усилителя, применяемого для усиления и измерения фотоответа. При этом световой зонд устанавливается вблизи коллектора на r_{\min} , соответствующем условиям одномерности или аксиальной симметрии задачи.

2. Измерение зависимости L_{ϕ} от r при постоянстве фотоответа. Осуществляется это путем изменения интенсивности светового зонда (например, при помощи светофильтров) и установления соответствующих значений r , при которых достигается исходная величина фотоответа.

3. Определение L_{ϕ} по наклону прямых для функций (16) или (17), построенных по полученным экспериментальным данным для зависимости L_{ϕ} от r .

Проверка показала наличие хорошего совпадения (с точностью примерно 10%) величин L_{ϕ} , определяемых по методу постоянного фотоответа и по данным для зависимости $E_{\phi} = f(r)$ в области интенсивности светового зонда, соответствующей линейной части люксвольтовой характеристики.

При измерении L_{ϕ} фотоэлектрическим методом необходимо также учитывать следующие два факта.

1. При коротких световых импульсах и значительных расстояниях r наблюдаются изменения формы импульса фотоответа (рис. 5) — прямоугольной (кривая 1) на колоколообразную (кривая 2). Как оказалось, подобные изменения формы импульса, обусловленные разбросом времен достижения коллектора фотоинжектированными носителями тока, также могут быть причиной неточностей определения L_{ϕ} . Так, например, L_{ϕ} измеренная при частоте модуляции светового зонда $f=900$ гц, оказывается на 20—25% меньше ее значения, измеренного при $f=200$ гц. На основании этих данных модуляция светового зонда производилась с частотой $f=80 \div 200$ гц.

2. На величину фото-э. д. с., измеряемой на коллекторном контакте, может накладываться «объемная» фото-э. д. с., возникающая в образце германия при наличии в освещаемой его зоне градиента удельного сопротивления [7, 8]. В результате, в зависимости от величины и знака последней, фотоответ будет измерен с большей или меньшей неточностью, что приведет к этому же при определении L_{ϕ} .

В исследованных образцах монокристаллического германия «объемная» фото-э. д. с. в преобладающем большинстве случаев не превышала 5—10 мкв, но в отдельных образцах имела более высокие значения, достигающие нескольких сот микровольт.

Необходимо отметить, что измерение «объемной» фото-э. д. с. может быть использовано как весьма чувствительный метод контроля однородности образцов германия, позволяющий определять градиент сопротивления $\rho \approx 0,01$ ом.