

ДО ТЕОРІЇ ФОТОЕЛЕКТРИЧНОГО МЕТОДУ ВИЗНАЧЕННЯ ЧАСУ ЖИТТЯ НЕОСНОВНИХ НОСІЙ СТРУМУ В НАПІВПРОВІДНИКАХ

E. Й. Рашба, K. B. Толпиго

Піддано критиці існуючу експериментальну методику визначення часу життя неосновних носіїв струму; пропонується її видозміна, яка має певні переваги і придатна, зокрема, для вимірювання малих часів життя (метод постійної фотоелектричної відповіді). Встановлено критерії придатності граничних формул, зручних для обробки експериментальних даних.

§ 1. Метод постійної фотоелектричної відповіді

В роботі [1] запропоновано фотоелектричний метод визначення часу життя неосновних носіїв струму в напівпровідниках, який набув великого поширення. Згідно з [1], визначається струм через металевий точковий контакт, що знаходиться на різних відстанях r від світлового зонда, який має вигляд вузької смуги. При цьому на контакт подається напруга знака, що відповідає запірному напряму випрямляча метал—напівпровідник. Тоді, в разі малої концентрації нерівноважних неосновних носіїв p і при умові лінійного закону рекомбінації з часом τ_+ , рівняння нерозривності для p (весь виклад можна без порушення загальності вести для електронного напівпровідника) буде

$$\vartheta_+ \Delta p - \frac{p}{\tau_+} = 0, \quad (1)$$

де ϑ_+ — коефіцієнт дифузії дірок.

Розв'язок рівняння (1) в разі наявності осьової симетрії

$$p = p_0 i H_0^{(1)} \left(i \frac{r}{L_+} \right), \quad (2)$$

де $L_+ = \sqrt{\vartheta_+ \tau_+}$ — довжина дифузійного зміщення неосновних носіїв, а $H_0^{(1)}$ — функція Ганкеля першого роду нульового порядку. Припускаючи, що зміна струму через контакт пропорціональна величині p , автор пропонує знаходити L_+ (отже, і τ_+), порівнюючи (2) з експериментом.

Слід зауважити, що люксамперна характеристика контакту, як показано в [2], взагалі кажучи, не є лінійною і, хоч в окремих випадках і можна підібрати зворотне зміщення, яке вирівнює цю характеристику (як це рекомендовано в [1]), необхідна спеціальна перевірка лінійності. Ця нелінійність, як відзначив В. Є. Лашкарьов, може привести до похибок при визначенні часу життя.

Крім того, великі зворотні напруги викликають значні густини зворотних струмів, а також електричні поля біля контакту, які викривлюють звичайний хід дифузії неосновних носіїв. Дійсно, поле на відстані r від центра півсферичного контакту, через який тече струм I , дорівнює

$$E_p = \frac{I}{2\pi\rho^2\sigma}, \quad (3)$$

де σ — провідність. Це поле не буде викривлювати хід концентрації дірок лише на відстанях ρ , при яких дифузійне поле kT/eL_+ значно більше омічного E_ρ

$$\rho \gg \sqrt{\frac{I}{2\pi\sigma} \frac{eL_+}{kT}}. \quad (4)$$

Тому при обробці експериментальних даних можна користуватися формулою (2) лише тоді, коли $\rho \ll L_+$ та концентрація дірок на границях області, в якій дифузія значно збурена колекторним током, лишається майже постійною. Наприклад, при $\rho \sim 0,2L_+$ (коливання ρ становить близько 20%), $\sigma \sim 10^{-1} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$, $L_+ \sim 0,05 \text{ см}$ з (4) одержуємо $I \ll 0,03 \text{ ма}$, тобто I повинне бути менше звичайних зворотних струмів через контакт.

Можна запропонувати метод вимірювання τ_+ , який не ґрунтуються на припущення про лінійну залежність струму короткого замикання через контакт I від ρ (або напруги фото-е. р. с. на ньому V — при відсутності зовнішньої напруги).

Нехай концентрація неосновних носіїв струму ρ визначається рівнянням (1), а її значення біля світлового зонда ρ_0 пропорціональне інтенсивності падаючого світла L , що завжди справедливо при не занадто великій інтенсивності світла. Тоді

$$\rho = L\varphi(r, L_+), \quad (5)$$

причому вигляд функції φ визначається геометрією задачі. Нехай V виражується довільно однозначно функцією концентрації додаткових носіїв струму біля металевого контакту p :

$$V = f(p) = f[L\varphi(r, L_+)]. \quad (6)$$

Якщо L і r одночасно змінюються так, що V залишається постійним, вони будуть зв'язані залежністю

$$L = \frac{\text{const}}{\varphi(r, L_+)}. \quad (7)$$

Якщо порівняти (7) з експериментом при відомій функції φ , то можна визначити довжину дифузійного зміщення L_+ .

Крім того, навіть якщо люксвольтова (або люксамперна) характеристика контакту лінійна, застосування методу постійної відповіді часто виявляється зручнішим з чисто експериментального погляду.

Розглянемо найважливіші випадки, коли функція φ має досить простий вигляд, що дозволяє легко обробляти експериментальні дані, і встановимо відповідні критерії.

§ 2. Одномірний випадок

Цей випадок реалізується, якщо довжина світлового зонда $2y_0$ (рис. 1, a) дорівнює ширині напівпровідникової пластинки, світло проходить останню без ослаблення, а поверхневою рекомбінацією можна нехтувати. В цьому разі розв'язок рівняння (1) має вигляд

$$\varphi = Ce^{-\frac{x}{L_+}}. \quad (8)$$

Згідно з (7), L_+ визначається з нахилу кривої $\ln L$ в залежності від x .

Вплив поверхневої рекомбінації на хід дифузії в такій пластинці розглянув Шоклі [3]; він показав, що коли поверхнева рекомбінація не занадто сильна, спадання концентрації вздовж зразка відбувається за експоненціальним законом, але зі зміненим показником.

Якщо товщина пластинки більша або порядку глибини проникнення світла, то дифузія дірок відбувається як вздовж, так і впоперек пластинки. Проте на досить великих відстанях від освітленої області задача набуває одномірного характеру. Для встановлення відповідного критерію розглянемо найнесприятливіший випадок, коли світло вбирається біля самої поверхні напівпровідника. Розв'язок рівняння (1), що задовільняє граничні умови відсутності нормальної складової потоку дірок на верхній і нижній поверхнях безконечної пластинки, при $z = 0$ є [4]:

$$\varphi = C \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\exp\left\{-V\sqrt{1+\alpha_n^2}\frac{x}{L_+}\right\}}{\sqrt{1+\alpha_n^2}}, \quad \alpha_n = \frac{n\pi L_+}{d}. \quad (9)$$

Перший член (9) ($n=0$) збігається з (8). Задачу можна розглядати як одномірну, якщо сума всіх дальших членів у формулі (9) мала порівняно

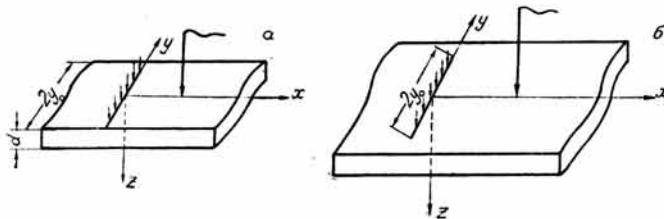


Рис. 1. Розташування зонда і колектора при вимірюванні часу життя (одномірна задача).

з першим членом. Обчислення показує, що відстань x_0 , починаючи з якої похибка при користуванні формулою (8) не перевищує п'яти процентів, наближено визначається формулою

$$x_0 = 0,85 \frac{d^2}{L_+}. \quad (10)$$

Звідси, зокрема, видно, що коли $d \leq L_+$, то спадання концентрації практично відбувається за експоненціальним законом вже починаючи з відстаней, менших за товщину пластинки.

Якщо довжина світлового зонда $2y_0$ менша ширини пластинки, то це також може привести до порушення одномірності.

Ми зараз встановимо критерій того, щоб потік дірок міг розглядатися як одномірний з деякою наперед заданою точністю для випадку тонкого світлового зонда з довжиною $2y_0$ і безконечної пластинки (рис. 1, б). В цьому разі при $z=0$ [4]

$$\begin{aligned} \varphi &= C \sum_{n=0}^{\infty} \int_{-\bar{Y}_0}^{+\bar{Y}_0} dY K_0(V\sqrt{1+\alpha_n^2}R) = \\ &= C \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{\pi}{V\sqrt{1+\alpha_n^2}} e^{-V\sqrt{1+\alpha_n^2}X} - 2 \int_{\bar{Y}_0}^{\infty} dY K_0(V\sqrt{1+\alpha_n^2}R) \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

Тут $X=x/L_+$, $Y=y/L_+$, $R=\sqrt{X^2+Y^2}$, а K_0 — функція Макдоальда. Інтегральний доданок у правій частині (11) являє собою поправку, зв'язану з скінченністю світлового зонда. При $\bar{Y}_0 \geq 1$ в ній можна замінити K_0 її асимптотичним виразом ($K_0(\xi) \approx \sqrt{\frac{\pi}{2\xi}} e^{-\xi}$; при $\xi > 1$ похибка не пе-

ревищує 10%). Якщо, крім того, попередній критерій виконано, то в безкінечній сумі за n можна залишити тільки перший член ($n=0$). Тоді для того, щоб відносна похибка, що її вносить скінченність зонда, не перевищувала ε , необхідно, щоб було

$$\sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_{Y_0}^{\infty} \frac{dY}{\sqrt{R}} e^{-(R-X)} \leq \varepsilon. \quad (12)$$

Оскільки при $Y > Y_0$

$$\frac{\sqrt{R}}{Y} < \frac{\sqrt{X^2 + Y_0^2}}{Y_0}, \quad (13)$$

то (12) буде в кожному разі виконано, якщо

$$\sqrt{\frac{2}{\pi Y_0}} \left[1 + \left(\frac{X}{Y_0} \right)^2 \right]^{1/4} e^{X - \sqrt{X^2 + Y_0^2}} \leq \varepsilon. \quad (14)$$

Для практичних обчислень зручніше шляхом підстановки

$$\eta = \frac{\sqrt{1+\xi^2}}{Y_0}, \quad \xi = \frac{X}{Y_0} \quad (15)$$

перетворити (14) до вигляду

$$Y_0 \sqrt{(\eta Y_0)^2 - 1} \leq \eta Y_0^2 + \ln \left(\varepsilon \sqrt{\frac{\pi}{2\eta}} \right). \quad (16)$$

Для виконання нерівності (16) необхідно, передусім, щоб його права частина була позитивною. При постійних Y_0 і ε вона є зростаючою функцією η (при $Y_0 > 1/2$), і тому досить поставити вимогу, щоб вона була позитивною при $\eta = \frac{1}{Y_0}$. Ця нерівність еквівалентна

$$\sqrt{\frac{2}{\pi Y_0}} e^{-Y_0} \leq \varepsilon. \quad (17)$$

Нерівність (17) має простий фізичний зміст — вона гарантує, що при $X=0$, тобто у безпосередній близькості від штриха, похибка від скінченності його довжини не перевищує ε . Графічно залежність Y_0 від ε , яку одержимо, якщо в (17) поставимо знак рівності, показано на рис. 2.

Якщо (17) виконано, то, підносячи обидві частини (16) до квадрата, маємо нерівність

$$Y_0^2 \geq - \frac{\left[\ln \left(\varepsilon \sqrt{\frac{\pi}{2\eta}} \right) \right]^2}{1 + 2\eta \ln \left(\varepsilon \sqrt{\frac{\pi}{2\eta}} \right)}. \quad (18)$$

Ця нерівність визначає довжину світлового зонда, яка гарантує на відстані X точність не нижче ε . Для того щоб практично побудувати відповідну криву, зручно визначити спочатку Y_0 (і відповідне $\eta_{\max} = \frac{1}{Y_0}$) з (17) (при знаку рівності), а потім, поступово зменшуючи η , визначити з (15) і (18) (при знаку рівності) ξ , Y_0 і X . Результати таких обчислень для $\varepsilon = 0,05$ наведено на рис. 3.

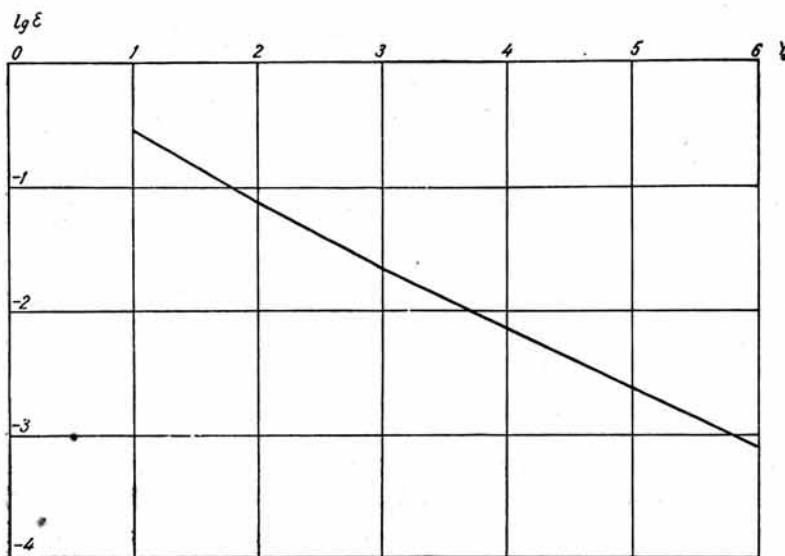


Рис. 2. Графік для визначення похибки в центрі світлового зонда, що викликана його скінченністю (одномірний випадок).

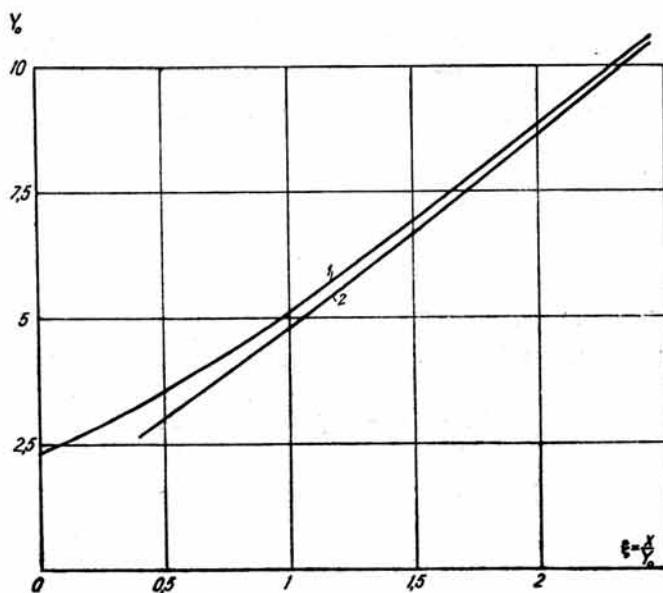


Рис. 3. Графік для обчислення граничної припустимої відстані від світлового зонда X в залежності від його довжини $2 r_0$ при роботі з 5%-ною точністю:

1 — одномірний випадок; 2 — аксіальноносиметричний випадок.

Слід зауважити, що в одномірному випадку ширина штриха неістотна. У випадку широкого штриха необхідно тільки під x розуміти в (10) відстань до найближчого краю штриха, а в (15) і в (18) — до більш віддаленого.

§ 3. Аксіальносиметричний випадок

Цей випадок реалізується, якщо зразок займає нескінчений напівпростір, світловий зонд — нескінченно довгий і тонкий штрих, світло вбирається безпосередньо біля поверхні, а поверхневою рекомбінацією можна нехтувати. При цьому розв'язок рівняння (1) для $z=0$ має вигляд

$$\varphi = CK_0(X). \quad (19)$$

Найзручніша для роботи область $X > 1$, де придатне асимптотичне представлення $K_0(X)$, а визначення L_+ за експериментальними даними можна зробити шляхом побудування графіка в напівлогарифмічному масштабі. При цьому, якщо постійне L , треба відкладати $\ln(V\sqrt{x})$ у функції від x , а якщо виміри робляться за методом постійної відповіді, треба відкладати $\ln(L/V\sqrt{x})$ в функції x ; L_+ визначається з нахилу прямої, яка виходить на графіку.

Оцінимо окремо похиби, які вносять у розв'язок (19) різні відхилення від сформульованих вище вимог. У цьому розділі ми будемо припускати, що на освітлюваній поверхні зразка рекомбінації немає.

Тилові поверхні зразка, перекручууючи хід дифузії, приводять до відхилень від формули (19). Оцінити їх вплив можна, якщо вважати, що зразок має форму півциліндра, а освітлення провадиться по його осі. Якщо умови для рекомбінації на тиловій поверхні скрізь однакові, то розв'язок має вигляд

$$\varphi = C \left[K_0(\rho) + \mu \frac{\pi}{2} H_0^{(2)}(i\rho) \right] (\rho = \sqrt{X^2 + Z^2}), \quad (20)$$

причому фактор μ визначається з граничної умови на тиловій стінці

$$\frac{d\varphi}{d\rho} = -\lambda\varphi, \quad (21)$$

де $\lambda = \frac{sL_+}{\Psi_+}$ — безрозмірна, а s — розмірна швидкість поверхневої рекомбінації.

Вважаючи, що на тиловій стінці ($\rho = \rho_0$) асимптотичні формули для K_0 і $H_0^{(2)}$

$$K_0(\rho) \approx \left(\frac{\pi}{2\rho} \right)^{1/2} e^{-\rho}, \quad H_0^{(2)}(i\rho) \approx \left(\frac{2}{\pi\rho} \right)^{1/2} e^\rho \quad (22)$$

мають достатню точність (обидві дають похибку менше 10% при $\rho > 1$), одержуємо з (21)

$$\mu = \frac{1 + \frac{1}{2\rho_0} - \lambda}{1 - \frac{1}{2\rho_0} + \lambda} e^{-2\rho_0}. \quad (23)$$

Очевидно, що

$$|\mu| \leq \frac{1 + \frac{1}{2\rho_0}}{1 - \frac{1}{2\rho_0}} e^{-2\rho_0} \quad \left(\rho_0 > \frac{1}{2} \right). \quad (24)$$

Похибка не перевищує ε на відстані ρ від світлового зонда, якщо

$$\frac{1 + \frac{1}{2\rho_0}}{1 - \frac{1}{2\rho_0}} \cdot \frac{\pi}{2} \frac{H_0^{(2)}(i\rho)}{K_0(\rho)} e^{-2\rho_0} \leq \varepsilon. \quad (25)$$

Коли $\rho \geq 1$, можна використати асимптотичне представлення (22), і тоді (25) спрощується

$$\frac{1 + \frac{1}{2\rho_0}}{1 - \frac{1}{2\rho_0}} e^{-2(\rho_0 - \rho)} \leq \varepsilon. \quad (26)$$

Відповідно до (26), для одержання 5%-ної точності треба не доходити до тилової стінки на 1,5–2 дифузійні довжини.

Якщо зразок напівнескінчений, а світловий зонд має довжину $2Y_0$, то розв'язок при $Z=Y=0$ буде

$$\varphi(X) = \frac{C}{2} \int_{-Y_0}^{+Y_0} \frac{e^{-R}}{R} dY = C \left[K_0(X) - \int_{Y_0}^{\infty} \frac{e^{-R}}{R} dY \right], \quad (27)$$

оскільки

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-R}}{R} dY = 2K_0(X). \quad (28)$$

З (27), як легко переконатися, виходить, що похибка не перевищує ε якщо здійснена нерівність

$$\frac{e^{-\sqrt{X^2 + Y_0^2}}}{Y_0 K_0(X)} \leq \varepsilon, \quad (29)$$

а при $X \geq 1$

$$\frac{1}{Y_0} \sqrt{\frac{2X}{\pi}} e^{x - \sqrt{X^2 + Y_0^2}} \leq \varepsilon. \quad (30)$$

На відміну від (14), нерівність (29) завжди виконується при $X \rightarrow 0$.

Якщо ввести позначення

$$\zeta = \frac{\xi}{Y_0}, \quad \xi = \frac{X}{Y_0}, \quad (31)$$

то (30) набирає вигляду

$$Y_0 \sqrt{1 + Y_0^2} \geq \zeta Y_0^2 - \ln \left(\varepsilon \sqrt{\frac{\pi}{2\zeta}} \right). \quad (32)$$

При досить малих X , а отже і ζ , маємо

$$\zeta Y_0^2 - \ln \left(\varepsilon \sqrt{\frac{\pi}{2\zeta}} \right) < 0, \quad (33)$$

і (32) в кожному разі задоволено. Із зростанням ζ права частина (32) стає позитивною

$$\zeta Y_0^2 - \ln \left(\varepsilon \sqrt{\frac{\pi}{2\zeta}} \right) > 0, \quad (34)$$

а (32) буде еквівалентне нерівності

$$Y_0^2 \geq \frac{\left[\ln \left(\varepsilon \sqrt{\frac{\pi}{2\varepsilon}} \right) \right]^2}{1 + 2\varepsilon \ln \left(\varepsilon \sqrt{\frac{\pi}{2\varepsilon}} \right)}. \quad (35)$$

Легко бачити, що в (32) рівність може мати місце тільки при негативних значеннях логарифма. Отже, для того щоб визначити найменше Y_0 , при якому на відстані X похибка не перевищує ε , треба, прийнявши в (35) знак рівності, обчислити Y_0 в залежності від ζ при $\zeta > \frac{\pi\varepsilon^2}{2}$. Результати обчислень для випадку $\varepsilon = 0,05$ наведено на рис. 3. Такий розрахунок дає правильні результати при $X > 1$; в області $X < 1$ треба користуватись точною формулою (29).

На відміну від однорічного випадку тут істотну роль відіграє ширина штриха. На підставі (19)

$$\varphi \approx \int_{-\delta/2}^{+\delta/2} K_0(X - X') L(X') dX', \quad (36)$$

де $L(X')$ — освітленість у точці X' ; координата X відраховується від „центра ваги“ штриха

$$\int_{-\delta/2}^{+\delta/2} X' L(X') dX' = 0. \quad (37)$$

Ми припускаємо, що поза відрізком $(-\frac{\delta}{2}, +\frac{\delta}{2})$ освітлення немає. На великих відстанях від штриха

$$K_0(X - X') \approx K_0(X) e^{X'}, \quad (38)$$

і формула (36) переходить у формулу (19). Умовою малості відносної похибки при переході від (36) до (19) є

$$\frac{\int_{-\delta/2}^{+\delta/2} [K_0(X - X') - K_0(X) e^{X'}] L(X') dX'}{K_0(X) \int_{-\delta/2}^{+\delta/2} e^{X'} L(X') dX'} \leq \varepsilon. \quad (39)$$

Нерівність (39) виконано, якщо (при $X > \frac{\delta}{2}$)

$$\frac{K_0\left(X - \frac{\delta}{2}\right)}{K_0(X)} e^{-\frac{\delta}{2}} - 1 \leq \varepsilon. \quad (40)$$

При $X - \frac{\delta}{2} \geq 1$, коли справедливе (22), (40) спрощується і, зокрема, при $2\varepsilon \ll 1$ зводиться до

$$\frac{\delta}{X} \leq 4\varepsilon. \quad (41)$$

Наприклад, для одержання 5%-ної точності досить відійти від центра штриха на відстань, рівну його п'ятикратній ширині.

§ 4. Вплив поверхневої рекомбінації на дифузію носіїв

Вплив поверхневої рекомбінації на час життя носіїв в одномерній задачі досліджував Шоклі [3]. Розв'язок дифузійного рівняння в пластинці при освітленні її в одній точці було знайдено в роботі [4]. Проте в [4] результати не приведені до форми, зручної для порівняння з експериментом. Ми зробимо це для випадку, розглянутого в попередньому розділі.

Якщо на поверхні напівнескінченного напівпровідника знаходиться точкове джерело дірок, то концентрація дірок у точці поверхні на відстані R від джерела дорівнює [4]

$$\varphi(R) = C \left\{ \frac{e^{-R}}{R} - \lambda \int_0^\infty \frac{\exp\{-\lambda\xi - \sqrt{R^2 + \xi^2}\}}{\sqrt{R^2 + \xi^2}} d\xi \right\}, \quad (42)$$

де λ має той самий зміст, що і в формулі (21).

Якщо джерелом є нескінчено тонка нитка, яка лежить на поверхні, то концентрація дірк на відстані X від неї може бути знайдена інтегруванням виразу (42) за довжиною нитки

$$\varphi(X) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(\sqrt{X^2 + (Y - Y')^2}) dY' = 2 \int_X^\infty \frac{R\varphi(R)}{\sqrt{R^2 - X^2}} dR. \quad (43)$$

При виконанні інтегрування в (43) має бути використане співвідношення ([5], стор. 92, 187) для функції Макдональда

$$K_0(X) = \int_1^\infty e^{-Xt} (t^2 - 1)^{-1/2} dt. \quad (44)$$

Інтегрування першого доданка $\varphi(R)$ на підставі (44) виконується відразу. Для інтегрування другого доданка треба змінити порядок інтегрування і у внутрішньому інтегралі

$$\int_X^\infty \frac{R dR}{\sqrt{R^2 - X^2}} \frac{\exp\{-\sqrt{R^2 + \xi^2}\}}{\sqrt{R^2 + \xi^2}},$$

перейти від змінної інтегрування R до $v = \frac{\sqrt{R^2 + \xi^2}}{\sqrt{X^2 + \xi^2}}$, після чого він зводиться до (44). Після виконання відповідних обчислень маємо

$$\varphi(X) = 2C \left[K_0(X) - \lambda \int_0^\infty d\xi e^{-\lambda\xi} K_0(\sqrt{X^2 + \xi^2}) \right]. \quad (45)$$

Найбільший інтерес має випадок великих X ($X \geq 1$), коли функцію Макдональда можна замінити її асимптотичним виразом (22). Тоді замість (45) маємо

$$\varphi(X) = \sqrt{2\pi} C \left[\frac{e^{-X}}{\sqrt{X}} - \lambda \int_0^\infty d\xi \frac{\exp\{-\lambda\xi - \sqrt{X^2 + \xi^2}\}}{(X^2 + \xi^2)^{1/4}} \right]. \quad (46)$$

Розглянемо два випадки, коли формула (46) спрощується.

а) Дуже мала поверхнева рекомбінація

$$1 \ll \sqrt{X} \ll \frac{1}{\lambda}. \quad (47)$$

В цьому випадку спадання підінтегрального виразу в (46) зумовлене в основному експоненціальним множником, зобов'язаним об'ємній рекомбінації; розкладаючи підінтегральний вираз за степенями ξ/X і $\lambda\xi$ та обриваючи напівзбіжний ряд на члені порядку $\lambda\sqrt{X}$, маємо

$$\varphi(X) \approx \sqrt{2\pi}C \frac{e^{-x}}{\sqrt{X}} \left(1 - \lambda \sqrt{\frac{\pi X}{2}}\right). \quad (48)$$

Внаслідок (47) ця залежність мало відрізняється від одержуваної в разі відсутності поверхневої рекомбінації (див. § 3).

б) Сильна поверхнева рекомбінація

$$X \gtrsim 1, \quad \lambda^2 X \gg 1. \quad (49)$$

У цьому випадку швидко спадаючим множником підінтегрального виразу є експоненціал, який містить λ . Розкладаючи решту доданків в ряд за степенями ξ і виконуючи інтегрування з точністю до членів порядку $1/\lambda^2$, маємо

$$\varphi(X) \approx \sqrt{2\pi}C \frac{1 + \frac{1}{2X}}{\lambda^2 X^{1/2}} e^{-x}. \quad (50)$$

Таким чином, залежність φ від X , на відміну від одномірного випадку [3], залишається в основному експоненціальною з показником, що визначається тільки об'ємним часом життя, незважаючи на наявність сильної поверхневої рекомбінації. Формула (50) відрізняється від (48) тільки перед експоненціальним множником. Якщо не враховувати сильної поверхневої рекомбінації і обробляти експериментальні дані за формулою $\varphi \sim e^{-x}/\sqrt{X}$, то одержимо занижені значення τ_+ . В експериментах з германієм найчастіше, як видно, реалізується проміжний випадок, що утруднює обробку експериментальних даних. Наприклад, для $s \sim 500 \text{ см/сек}$, $L_+ \sim 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, $\theta_+ \sim 50 \text{ см}^2/\text{сек}$, $X \sim 2$ маємо $\lambda\sqrt{X} \sim 0.5$.

При наявності досить чутливої апаратури доцільно, мабуть, працювати з поверхнями, у яких s досить великі для того, щоб реалізувався граничний випадок (49) (оскільки дуже трудно одержувати зразки з малою поверхневою рекомбінацією).

У випадку точкового джерела можна розглянути ті самі два граничні наближення малої і великої рекомбінації. Користуючись формулою (42) для

$$\frac{1}{\lambda} \gg R \gg 1, \quad (51)$$

легко знаходимо

$$\varphi(R) \approx C \left(1 - \lambda \sqrt{\frac{\pi R}{2}}\right) \frac{e^{-R}}{R}, \quad (52)$$

а для

$$\lambda^2 R \gg 1, \quad R \gtrsim 1 \quad (53)$$

$$\varphi(R) \approx C \frac{1 + \frac{1}{R}}{\lambda^2 R^2} e^{-R}. \quad (54)$$

Тут, як і для лінійного джерела, показник експоненти визначається тільки об'ємним часом життя нерівноважних носіїв.

§ 5. Вимірювання малих часів життя носіїв

При довжинах дифузійного зміщення порядку 100–200 мк і менших точність фотоелектричного методу різко спадає. Для вимірювання менших дифузійних довжин В. Є. Лашкарьов використав збільшення L_+ при застосуванні зовнішнього електричного поля. Застосовуючи виведені ним формул [6], легко, наприклад, переконатися в тому, що поле в 36 в/см збільшує L_+ від 70 до 700 мк.

Виміри L_+ в зовнішньому електричному полі можуть бути здійснені як шляхом дослідження залежності напруги V_{12} від відстані ко-

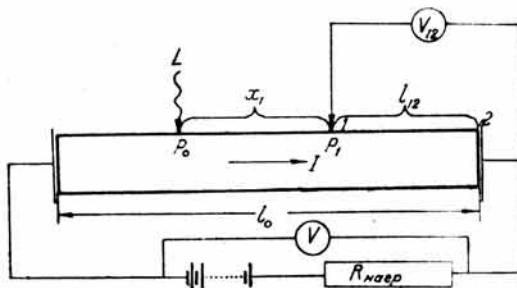


Рис. 4. Схема вимірювання малих часів життя носіїв.

лектора до світлового зонда, так і методом постійної відповіді. Необхідно тільки фіксувати струм бази (див. рис. 4).

Дійсно, вимірювана вольтметром зміна напруги при освітленні δV_{12} складається з вентильної фото-е. р. с. на колекторі і додаткового спаду напруги, викликаного модуляцією опору на ділянці $1 - 2 R_{12}$ внаслідок наявності фотодірок. Обидва доданки, очевидно, в разі лінійності вольтамперної характеристики колектора пропорціональні концентрації дірок під колектором p_1 (припускається, що фотодірки, концентрація яких спадає експоненціально, не досягають електрода 2):

$$p_1 = p_0 \exp(-x_1/L_{\text{еф}}), \quad (55)$$

де на підставі формули (26а) роботи В. Є. Лашкарьова [6], в наших позначеннях

$$\frac{1}{L_{\text{еф}}} = \frac{1}{L_+} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{E}{2E_{\text{диф}}} \right)^2} - \frac{E}{2E_{\text{диф}}} \right], \quad E_{\text{диф}} = \frac{kT}{eL_+}. \quad (56)$$

При $E \gg E_{\text{диф}}$

$$L_{\text{еф}} = \frac{E}{E_{\text{диф}}} L_+ = \frac{eE}{kT} L_+^2. \quad (57)$$

$L_{\text{еф}}$ може бути визначене, якщо відкласти $\ln \delta V_{12}$ в функції x_1 (при постійному I) або, якщо $E \gg E_{\text{диф}}$, — у функції $1/I$ (при постійному x_1). Так само можна, фіксуючи V_{12} , знайти $L_{\text{еф}}$, відкладаючи $\ln L$ у функції x_1 (при постійному I), або, при $E \gg E_{\text{диф}}$, в функції $1/I$ (при постійному x_1).

Виконання умови постійності струму ($I = \text{const}$) необхідне для того, щоб виключити з вимірюваної фотовідповіді δV_{12} зміну спаду напруги на ділянці $1 - 2 R_{12}^0 \delta I$ (що виникає внаслідок модуляції опору всього зразка), яка не залежить від $p_1 = p(x_1)$ і визначається тільки повним числом фотодірок у зразку δP . Тимчасом при дослідах в режимі сталості напруги похибки можуть бути дуже великі.

Дійсно, легко переконатися в тому, що в режимі $V=\text{const}$, якщо тільки виконано нерівність $E \gg E_{\text{диф}}$, окрім доданки виражаються так: вентильна фото-е. р. с.

$$\delta V_{\text{вент}} = \left(\frac{E_{\text{диф}}}{E_0} \right)^2 \frac{\delta P}{P^0} V_0 e^{-x_1/L_{\text{еф}}}, \quad (58)$$

зміна напруги, викликана підвищеннем провідності на ділянці 1—2,

$$\delta_s V_{12} = - \left(1 + \frac{1}{b} \right) \frac{\delta P}{N^0} V_0 e^{-x_1/L_{\text{еф}}} \quad (b = u_-/u_+), \quad (59)$$

зміна напруги, викликана зміною струму,

$$\delta_I V_{12} = \left(1 + \frac{1}{b} \right) \frac{l_{12}}{l_0} \frac{\delta P}{N^0} V_0. \quad (60)$$

Тут N^0 , P^0 , δP —відповідно, повне число теплових електронів, теплових дірок та фотодірок в зразку. При виведенні формули (58) припускається, що концентрація дірок біля колектора $p^0 + p_1$ зв'язана з рівноважною концентрацією p^0 і вентильною фото-е. р. с. $\delta V_{\text{вент}}$ співвідношенням

$$p^0 + p_1 = p^0 \exp \left\{ \frac{e \delta V_{\text{вент}}}{kT} \right\} \quad (61)$$

та

$$\delta V_{\text{вент}} \ll \frac{kT}{e}.$$

З (59) і (60) виходить, що майже скрізь $\delta_I V_{12} > |\delta_s V_{12}|$. Щодо відношення величин $\delta_I V_{12}$ та $\delta V_{\text{вент}}$, то воно визначається формулою

$$\frac{\delta_I V_{12}}{\delta V_{\text{вент}}} = \left(1 + \frac{1}{b} \right) \frac{l_{12}}{l_0} \left(\frac{E}{E_{\text{диф}}} \right)^2 \left(\frac{n_i}{n^0} \right)^2 e^{x_1/L_{\text{еф}}}, \quad (62)$$

де n^0 —темнова концентрація електронів.

Розглянемо для прикладу шестимісячний германій з $L_+ = 250 \text{ мк}$ при кімнатній температурі ($b = 2$, $n_i = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $n^0 = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $E_{\text{диф}} = 1 \text{ в/см}$) у зовнішньому полі $E = 5 \text{ в/м}$; l_{12}/l_0 приймемо рівним 0,5. Тоді $\frac{\delta V_I}{\delta V_{\text{вент}}} = 0,2 \exp(x_1/L_{\text{еф}})$, тобто значне вже при самих малих x_1 , а по-

чинаючи з $x_1 = 1,6 L_{\text{еф}}$ перевищує одиницю.

З (62) виходить, що робота в режимі, коли струм через зразок може змінюватися, припустима тільки для досить низькоомних зразків, слабих полів і малих відстаней від світлового зонда. Перехід в режим сталості струму дозволяє звільнитися від цих обмежень. Зокрема, при цьому експерименти, подібні до описаних в [7], не обмежувались би низькоомними матеріалами і вузьким інтервалом відстаней. Відповідно могла б значно підвищитися їх точність.

Автори висловлюють подяку дійсн. члену АН УРСР В. Є. Лашкарьову та О. Г. Міселяку, з ініціативи яких була поставлена ця робота, за корисну дискусію.

ЛІТЕРАТУРА

1. L. B. Valdes, Proc. JRE, **40**, 1420 (1952).
2. К. Д. Глинчук, О. Г. Міселяк, УФЖ (див. цей номер).
3. W. Shockley, Bell. Syst. Tech. Journ., **28**, 435 (1949).
4. S. Visvanathan, J. F. Battle, Journ. Appl. Phys., **25**, 99 (1954).
5. Г. Н. Ватсон, Теория бесселевых функций, ч. I, ИЛ (1949).
6. В. Е. Лашкарьов, ЖЭТФ, **18**, 953 (1948).
7. С. М. Рывкин, ЖТФ, **24**, 2136 (1954).

К ТЕОРИИ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО МЕТОДА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Э. И. Рашиба, К. Б. Толпыго

Резюме

1. В [1] предложен фотоэлектрический метод измерения времени жизни τ_+ неосновных носителей тока в полупроводниках (для определенности полупроводник будем считать электронным). Согласно [1], измерение фотоэлектрического ответа (фото-э. д. с. на металлическом контакте или тока короткого замыкания через него) на различных расстояниях от светового зонда позволяет найти длину диффузационного смещения дырок $L_+ = \sqrt{\vartheta_{+\tau_+}(\vartheta_+)} - \text{коэффициент диффузии дырок}$. Такая методика опирается на предположение о линейности люксвольтовой (люксамперной) характеристики точечного контакта, что, вообще говоря, как это показано в [2], не имеет места. „Спрямление“ характеристики путем приложения обратного напряжения на контакт, рекомендуемое в [1], вносит новые погрешности, вызванные искажением нормального хода диффузии в приконтактной области проходящим током. Можно предложить метод измерения τ_+ , не опирающийся на предположение о линейности характеристики контакта.

Пусть концентрация неравновесных неосновных носителей тока p подчиняется уравнению (1), а ее значение вблизи светового зонда p_0 пропорционально интенсивности падающего света L , что всегда справедливо при не слишком большой интенсивности света. Тогда p и L связаны равенством (5), причем вид функции φ определяется геометрией задачи. Напряжение фото-э. д. с. на контакте V является некоторой однозначной, а в остальном совершенно произвольной функцией p . Если величины L и r изменяются одновременно так, что V остается постоянным, они будут связаны зависимостью (7), из сравнения которой с опытом при известной функции φ можно определить L_+ . Кроме того, даже если контакт является линейным, применение метода постоянного ответа часто оказывается более удобным с чисто экспериментальной точки зрения. Функция φ определяется уравнением (1), которое может быть решено только в частных случаях.

2. Одномерный случай. Он реализуется, если длина светового зонда $2y_0$ (рис. 1, а) равна ширине полупроводниковой пластинки, свет проходит последнюю почти без ослабления, а поверхностной рекомбинацией можно пренебречь. В этом случае решение уравнения (1) определяется формулой (8) и, согласно (7), L_+ определяется из наклона кривой $\ln L$ в зависимости от x . Влияние поверхностной рекомбинации на ход диффузии в такой пластинке изучено в [3]; поэтому здесь рассмотрен случай $s=0$. Если толщина пластинки больше или порядка глубины проникновения света, диффузия приобретает одномерный характер лишь на достаточно больших расстояниях от светового зонда; в наиболее неблагоприятном случае, когда поглощение происходит у самой поверхности, концентрация дырок, создаваемых тонким световым зондом, при $z=0$ описывается уравнением (9). Можно показать, что расстояние x_0 , начиная с которого погрешность при пользовании упрощенной формулой (8) вместо точной (9) не превышает 5%, определяется формулой (10). Если длина светового зонда $2y_0$ меньше ширины пластинки (рис. 1, б), одномерность также нарушится. В этом случае для бесконечной пластинки при $z=0$ φ определяется равенством (11). Исследование (11) показывает, что для того, чтобы относительная погрешность от применения формулы (8) не превышала ϵ , достаточно, чтобы одновременно выполнялись неравенства (17) и (18) (η определяется формулой (15)). При этом предполагается, что $X=x/L_+ \geq 1$. На рис. 3 при-

ведена кривая, показывающая зависимость максимально допустимого X от $Y_0 = y_0/L_+$ при $\epsilon=0,05$. Неравенство (17) представляет собой условие того, чтобы на самом световом штрихе погрешность при применении (8) не превышала ϵ ; соответствующий график приведен на рис. 2. Ширина штриха в одномерном случае несущественна. Для широкого штриха нужно только под x в (10) понимать расстояние до ближайшего края штриха, а в (15) и (18) — до более удаленного.

3. Аксиальносимметричный случай. Этот случай реализуется, если образец представляет собой бесконечное полупространство, световой зонд — бесконечно длинный и бесконечно тонкий штрих, свет поглощается непосредственно у поверхности, а поверхностной рекомбинацией можно пре-небречь. При этом решение (1) для $z=0$ определяется формулой (19). Наиболее удобна для практических измерений область $X > 1$, где применимо асимптотическое разложение (22) и определение L_+ по экспериментальным данным может быть произведено путем построения графика в полулогарифмическом масштабе. При этом, если постоянно L , нужно откладывать $\ln(VV\bar{x})$ в функции x , если же измерения производятся по методу постоянного ответа, то нужно откладывать $\ln(L/V\bar{x})$ в функции x ; L_+ определяется из наклона прямой, получающейся на графике.

Нормальный ход диффузии искажается, прежде всего, наличием тыловых стенок. Для полуцилиндра с радиусом r_0 (в единицах L_+), освещаемого по оси, при любой скорости рекомбинации на тыловой стенке отклонения от (19) не превышают ϵ , если только выполнено (25). При $\rho \geq 1$ этот критерий сводится к (26). Для конечного светового зонда и полубесконечного образца точное решение при $y=z=0$ имеет вид (27). Погрешность при использовании (19) не превысит ϵ , если выполнено (29). При $X > 1$ (29) сводится к (30). Для табуляций удобнее пользоваться формулами (31) и (35), причем ζ нужно придавать значения $\zeta > \frac{\pi \epsilon^2}{2}$. Результаты

таких вычислений для $\epsilon=0,05$ приведены на рис. 3. В отличие от одномерного случая, здесь существенную роль играет ширина штриха. Если она равна δ , то соответствующий критерий дается формулой (40); в ней X отсчитывается от „центра тяжести“ штриха (см. (37)). При $X - \delta/2 \geq 1$ (40) сводится к (41).

4. Влияние поверхностной рекомбинации на диффузию носителей. Распределение фотодырок на поверхности полубесконечного проводника, освещаемого бесконечно длинным и тонким световым зондом, при наличии поверхностной рекомбинации определяется формулой (45) (в ней $\lambda = sL_+/\vartheta_+$). При $X \geq 1$ (45) может быть заменено на (46). Формула (46) упрощается в двух предельных случаях:

а) Слабая поверхностная рекомбинация, когда выполняется критерий (47). При этом для концентрации дырок получается формула (48), мало отличающаяся от той, которая имеет место при $s=0$.

б) Сильная поверхностная рекомбинация, когда реализуется критерий (49). В этом случае ϕ определяется формулой (50).

Таким образом, зависимость ϕ от X , в отличие от одномерного случая [3], остается в основном экспоненциальной, с показателем, определяемым только объемным временем жизни, несмотря на наличие сильной поверхностной рекомбинации.

В случае точечного источника можно рассмотреть те же два предельных случая. При выполнении (51) ϕ определяется формулой (52), а при выполнении (53) — формулой (54). Здесь показатель экспоненты также определяется только объемным временем жизни.

5. Измерение малых времен жизни носителей. При малых L_+ точность

фотоэлектрического метода резко падает. В этом случае может быть использовано увеличение L_+ в электрическом поле, изученное В. Е. Лашкаревым [6]. Измерения могут быть выполнены как путем исследования зависимости фотоответа δV_{12} от x_1 , так и методом постоянного ответа (см. рис. 4). Необходимо только строго фиксировать ток базы I .

Действительно, при работе в режиме $V = \text{const}$ вследствие модуляции R изменяется ток через образец. Модуляция V_{12} при включении света δV_{12} состоит при этом из трех слагаемых: 1) вентильной э. д. с. $\delta V_{\text{вент}}$, 2) изменения падения напряжения вследствие увеличения проводимости на участке $1-2 - \delta_i V_{12}$ и 3) изменения падения напряжения, вызванного изменением тока — $\delta_i V_{12}$. Эти величины при $E \gg E_{\text{диф}}$ определяются формулами (58 — 60), где N^0 , P^0 и δP — соответственно, полное число тепловых электронов, тепловых дырок и фотодырок в образце. $\delta_i V_{12}$ не зависит от концентрации дырок под коллектором и является причиной погрешностей. Отношение его к $\delta V_{\text{вент}}$ определяется формулой (62). Подставляя типичные для германия значения параметров, легко убедиться, что это отношение вовсе не мало.

Из (62) следует, что работа в режиме, когда ток через образец может меняться, допустима только для достаточно низкоомных образцов, слабых полей и малых расстояний от светового зонда. Переход в режим постоянства тока делает эти ограничения излишними. В частности, при этом опыты, подобные описанным в [7], могли бы производиться с высоко- и среднекомными материалами и более широким диапазоном расстояний. Соответственно могла бы значительно повыситься и их точность.