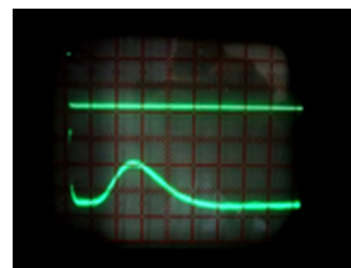


Ruchliwość nośników mniejszościowych

Mieczysław Jałochowski

Cel ćwiczenia

1. Wyznaczenie ruchliwości dziur w krzemie typu n.
2. Określenie współczynnika dyfuzji dziur.
3. Oszacowanie czasu rekombinacji nośników mniejszościowych.



Zakres ćwiczenia

1. Pomiary czasu dryfu wstrzykiwanych nośników mniejszościowych.
2. Pomiary szerokości połówkowej krzywej rozkładu gęstości nadmiarowych nośników prądu.
3. Pomiary pola powierzchni pod krzywą rozkładu gęstości nadmiarowych nośników prądu.

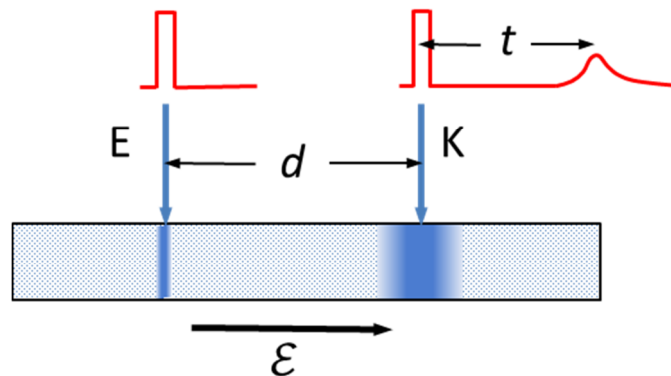
Informacje wprowadzające

1. Wstęp.
2. Równanie ciągłości elektronów i dziur.
3. Stan równowagowy.
4. Stan nierównowagowy.
5. Ruchliwość unoszenia.
6. Współczynnik dyfuzji.
7. Czas życia nośników mniejszościowych.

Wstęp

Zrozumienie działania odkrytego w roku 1948 tranzystora [1,2] wymaga znajomości transportu elektronów i dziur w półprzewodnikach. Dziurę, czyli brak elektronu w paśmie walencyjnym, należy uważać za abstrakcyjny twór, wygodny do opisu transportu ładunku dodatniego w paśmie walencyjnym. Wprowadzając do opisu dziurę można skorzystać z teorii transportu ładunku ujemnego poprzez elektrony w paśmie przewodnictwa. Doświadczenie Haynesa-Shockleya [3] umożliwia w prosty sposób wyznaczenie ruchliwości nośników mniejszościowych, μ , współczynnika dyfuzji nośników mniejszościowych, D i oszacowanie czasu życia nośników, τ .

Przebieg doświadczenia ilustruje schematyczny Rysunek 1. Dodatni impuls elektryczny o długości około $1 \mu\text{s}$ przykładany jest do punkтового emitera E, przez co wstrzykiwane są do półprzewodnika mniejszościowe nośniki. Paczka nośników mniejszościowych dyfunduje, dryfuje w polu elektrycznym \mathcal{E} i rekombinuje. Podłączona do oscyloskopu sonda w postaci spolaryzowanego zaporowo ostrza (kolektor K), umieszczanego w różnych odległościach d od emitera, rejestruje czas przepływu ładunków t i kształt wywołanego impulsu prądowego.



Rys.1. Schematyczny rysunek przebiegu pomiaru ruchliwości unoszenia nośników mniejszościowych (dziur) w półprzewodniku.

Ruchliwość unoszenia definiowana jest wzorem:

$$|v| = \mu |E| \quad 1.$$

i jest wyrażana w jednostkach $\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$.

Ponadto, z mechanik klasycznej, przy znajomości średniego czasu życia τ , można ruchliwość wyrazić poprzez:

$$\mu = \frac{e\tau}{m^*} \quad 2.$$

gdzie m^* jest masą efektywną nośnika, która uwzględnia w równaniach ruchu periodyczny potencjał kryształu. W doświadczeniu korzystamy z równania (1) a równanie (2), po wyznaczeniu średniego czasu życia, może być użyte do wyznaczenia masy efektywnej dziur.

Równanie ciągłości

Stan nierównowagowy w półprzewodniku może być wywołany wzbudzeniem termicznym, impulsem świetlnym albo poprzez wstrzyknięcie nośników w złączu prostującym. Nadmiarowe pary elektron-dziura spełniają w każdej chwili równanie ciągłości dla elektronów:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{e} \nabla \cdot J_n - \frac{n}{\tau_n} + s_g, \quad 3.$$

I dla dziur:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{-1}{e} \nabla \cdot J_p - \frac{p}{\tau_p} + s_g, \quad 4.$$

$n = \Delta n + n_0$ i $p = \Delta p + p_0$ są nierównowagowymi gęstościami elektronów i dziur, J_n i J_p gęstościami prądu elektronów i dziur, τ_n i τ_p średnimi czasami życia elektronów i dziur a s_g oznacza całkowitą szybkość tworzenia par. Wielkość ta może mieć dwie składowe: część zależną od temperatury g_{th} i wywołaną czynnikami zewnętrznymi g_E :

$$s_g = g_{th} + g_E \quad 5.$$

Stan równowagowy

W stanie równowagi termicznej szybkość rekombinacji jest równa szybkości generacji:

$$g_{th} = \frac{n_0}{\tau_n} = \frac{p_0}{\tau_p} \quad 6.$$

Równania ciągłości w przypadku nadmiarowych elektronów i dziur mają postać:

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = \frac{1}{e} \nabla \cdot J_n - \frac{n}{\tau_n} + g_E, \quad 7.$$

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = \frac{-1}{e} \nabla \cdot J_p - \frac{p}{\tau_p} + g_E, \quad 8.$$

Prądy elektronów i dziur w półprzewodniku zawierają po dwie składowe – prądu dryfu i prądu dyfuzyjnego:

$$j_n = e\mu_n n \mathcal{E} + eD_n \nabla n, \quad 9.$$

$$j_p = e\mu_p p \mathcal{E} - eD_p \nabla p, \quad 10.$$

\mathcal{E} oznacza pole elektryczne, μ_n i μ_p są ruchliwościami elektronów i dziur a D_n i D_p oznaczają stałe dyfuzji elektronów i dziur. Zależność pomiędzy polem elektrycznym \mathcal{E} a potencjałem elektrostatycznym φ jest:

$$\mathcal{E} = -\nabla \varphi \quad 11.$$

Całkowita gęstość prądu stanowi sumę gęstości prądu elektronów dziur:

$$j = j_n + j_p \quad 12.$$

W stanie równowagi termicznej $j_n = 0$ i $j_p = 0$, i z równań (7) i (8) mamy:

$$D_n = -\left(\frac{n_0}{|\nabla n_0|}\right) \mu_n \mathcal{E}, \quad 13.$$

$$D_p = -\left(\frac{p_0}{|\nabla p_0|}\right) \mu_p \mathcal{E}. \quad 14.$$

Jeśli rozkład domieszek w półprzewodniku jest niejednorodny, to do elektrostatycznego potencjału w równaniu (9) należy dodać potencjał chemiczny, zwany w tym przypadku potencjałem Fermiego. W półprzewodnikach niezdegenerowanych równowagowa gęstość elektronów i dziur związana jest z samoistną gęstością nośników n_i poprzez równanie opisujące statystykę Bosego-Einsteina:

$$n_0 = n_i \exp\left(\frac{e\varphi}{k_B T}\right), \quad 15.$$

$$p_0 = p_i \exp\left(\frac{-e\varphi}{k_B T}\right), \quad 16.$$

gdzie $\varphi = (E_F - E_i)/k_B T$ jest potencjałem elektrostatycznym mierzonym względem poziomu Fermiego w niedomieszkowanym półprzewodniku E_i a n_i (a także p_i) są koncentracjami nośników samoistnych.

Biorąc pod uwagę równania (13 – 16) otrzymujemy w stanie równowagi równania:

$$D_n = \left(\frac{k_B T}{e}\right) \mu_n, \quad 17.$$

$$D_p = \left(\frac{k_B T}{e}\right) \mu_p, \quad 18.$$

zwane relacjami Einsteina.

Stan nierównowagowy

Rozpatrzmy jednowymiarowy, nieskończenie długi półprzewodnik typu n , w którym w miejscu $x = 0$ i czasie $t = 0$ wytwarzanych jest N par elektron-dziura. W takim przypadku równanie (8) przyjmie postać:

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} - \mu_p \mathcal{E} \frac{\partial \Delta p}{\partial x} - \frac{\Delta p}{\tau_p}. \quad 19.$$

Równanie (17) otrzymano z równań (6) i (8), przy założeniu, że $g_E = 0$.

Rozwiązaniem równania jest:

$$\Delta p(x, t) = \left[\frac{N e^{-t/\tau_p}}{(4\pi D_p t)^{1/2}} \right] \exp\left[-(x - \mu_p \mathcal{E} t)^2 / 4D_p t\right]. \quad 20.$$

Ze wzoru wynika, że początkowy rozkład gęstości dziur w postaci funkcji delta Diraca w miarę upływu czasu przyjmuje postać funkcji Gaussa z narastającą szerokością połówkową i malejącą amplitudą.

Równanie (20) zostało wyprowadzone przy założeniu, że początkowy rozkład gęstości nadmiarowych nośników ma kształt funkcji delta Diraca. W rzeczywistości impuls trwa kilka μs i można przyjąć, że początkowy kształt funkcji rozkładu ma postać funkcji Gaussa z szerokością początkową rzędu μs .

Jeśli połowę szerokości impulsu generatora oznaczymy przez t_g otrzymamy wzór:

$$\Delta p(x, t) = \left[\frac{N e^{-t/\tau_p}}{(4\pi D_p(t + t_g))^{1/2}} \right] \exp \left[-(x - \mu_p \mathcal{E}t)^2 / 4D_p(t + t_g) \right]. \quad 21.$$

Pod wpływem pola elektrycznego \mathcal{E} dziury dryfują z szybkością $\vartheta_d = \mu_p \mathcal{E}$. Gęstość nadmiarowych nośników maleje z czasem i w chwili t wynosi:

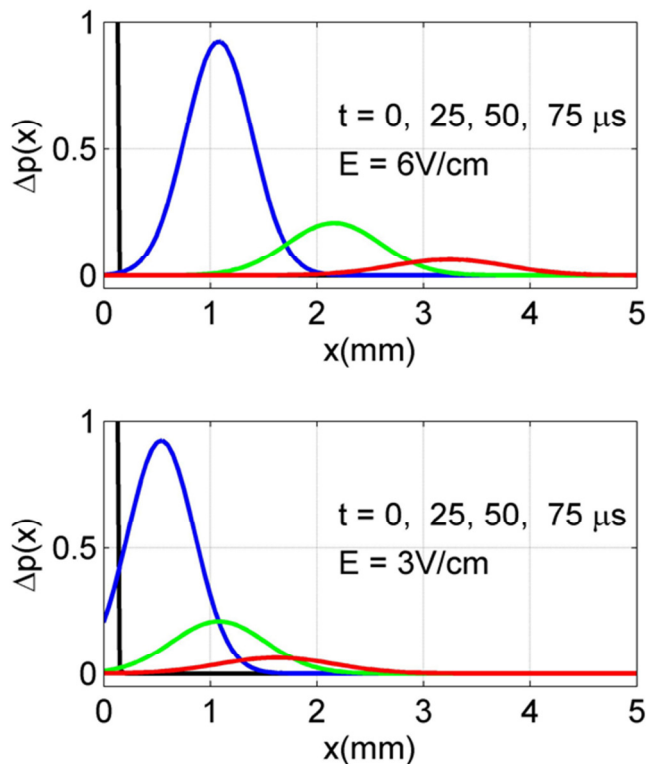
$$\Delta p(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta p(x, t) dx = N e^{-t/\tau_p}. \quad 22.$$

Wykładniczy charakter zaniku koncentracji dziur w czasie pozwala w prosty sposób z nachylenia logarytmu zależności (22) wyznaczyć czas życia dziur τ_p .

Ruchliwość unoszenia

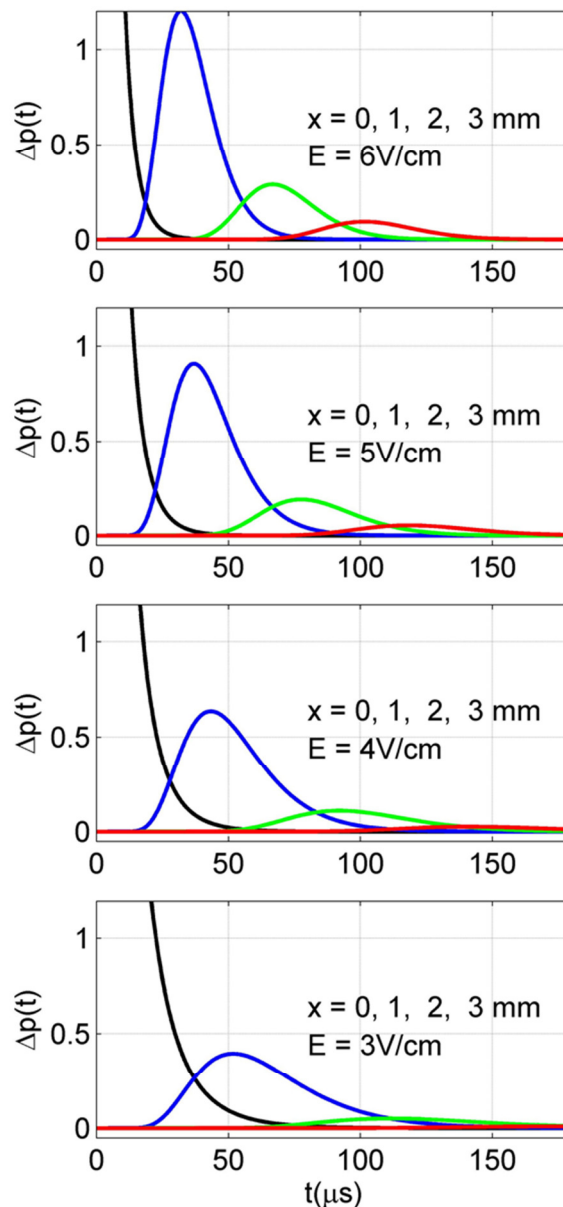
Rysunek 2 ilustruje obliczony równaniem (21) rozkład nadmiarowej gęstości dziur w krzemie w zależności od odległości x od kolektora, po upływie czasu $t = 0, 25, 50$ i $75 \mu\text{s}$ i dla pola elektrycznego 6V/cm (wykres u góry) oraz dla pola 3V/cm (rysunek na dole. Do obliczeń przyjęto typowe w krzemie typu n, w temperaturze pokojowej, parametry:

$\mu_p = 450 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$, $\tau_p = 50 \mu\text{s}$, $D = 12 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ [4]. Założono, że nośniki wstrzyknięto w czasie $t = 0$, w miejscu $x = 0$, a impuls miał kształt funkcji Gaussa z szerokością połówkową $2t_g$ równą $1\mu\text{s}$. Skala osi y jest wyrażona w jednostkach względnych, takich samych we wszystkich rysunkach.



Rys.2. Obliczone według wzoru (21) rozkłady gęstości nadmiarowych dziur w funkcji położenia x , po czasie $t = 0, 25, 50$ i $75 \mu s$. Krzywe oznaczono kolorami czarnym, niebieskim, zielonym i czerwonym, odpowiednio. Do obliczeń przyjęto pole elektryczne $\mathcal{E} = 6 \text{ V/cm}$, i $\mathcal{E} = 3 \text{ V/cm}$.

Przebiegi pokazane na Rys.2 można uważać za migawkowe fotografie rozkładu gęstości ładunku w próbce, w różnych momentach po ich wstrzyknięciu. Należy wyraźnie zaznaczyć, że tego typu przebiegi, zależne od położenia, nie są rejestrowane w eksperymencie. Oscyloskop wyświetla zmiany sygnału napięciowego w czasie, w danym punkcie gdzie znajduje się kolektor, co przedstawia Rys.3. Tutaj rozkłady gęstości nierównowagowych nośników wyliczono ze wzoru (21) w funkcji czasu t , a parametrem jest miejsce pomiaru gęstości nośników x . Obliczenia zostały wykonane z takimi samymi stałymi jak powyżej, w miejscu $x = 0, 1, 2, \text{ i } 3 \text{ mm}$.



Rys.3. Obliczone według wzoru (21) rozkłady gęstości nadmiarowych dziur w funkcji czasu t , w punktach $x = 0, 1, 2, i 3$. Krzywe oznaczono kolorami czarnym, niebieskim, zielonym i czerwonym, odpowiednio. Do obliczeń przyjęto pole elektryczne $\mathcal{E} = 3, 4, i 5$ V/cm.

Warto zauważyć, że pomiar gęstości w punkcie $x = 0$, oznaczony krzywą w czarnym kolorze, nie jest w doświadczeniu realizowany. W tym punkcie znajduje się emiter a nie kolektor. Warto też zwrócić uwagę, że symetryczne krzywe rozkładu we współrzędnych położenia, co pokazuje Rys.2, stały się niesymetryczne we współrzędnych czasu (Rys.3).

Współczynnik dyfuzji

Proste wyznaczenie współczynnika dyfuzji D (nazywanego także stałą dyfuzji) możliwe jest po przyjęciu następujących założeń:

- zaniedbana jest rekombinacja nośników
- w równaniu (21) dominuje gaussowska część funkcji rozkładu nadmiarowych nośników.

Szerokość połówkowa $\Delta x_{1/2}$, czyli na połowie maksimum krzywej Gaussa z równania (21), jest dana równaniem:

$$\Delta x_{1/2} = 4 \sqrt{D_p(t + t_g) \ln 2} \quad 23.$$

Jednakże, w eksperymencie, na ekranie oscyloskopu szerokość wierzchołka mierzona jest w domenie czasu, jak na Rys.3, a nie położenia i wówczas szerokość połówkowa w domenie czasu ma postać:

$$\Delta t_{1/2}^2 = \frac{16D_p(t^3 + t_g t^2) \ln 2}{x^2} \quad 24.$$

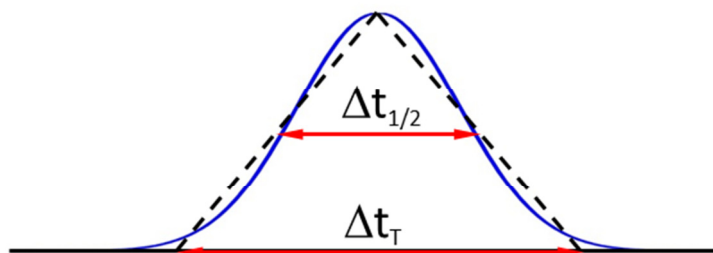
a t oznacza czas pojawienia się wierzchołka w odległości x od emitera.

Czas życia nośników mniejszościowych

Równanie (22) mówi jak można wyznaczyć czas życia τ_p . Konieczne jest obliczenie pola powierzchni pod obserwowanym wierzchołkiem zmian napięcia na ekranie oscyloskopu dla różnych czasów od wstrzyknięcia nośników. Napięcie to jest proporcjonalne do prądu, a więc i koncentracji dziur w pobliżu kolektora. Czas życia wyznacza się z nachylenia prostej w układzie współrzędnych $\ln \Delta p$ w funkcji czasu t .

W najprostszej wersji można pole powierzchni pod krzywą oszacować przybliżając jej kształt trójkątem. Potrzebna jest wówczas znajomość wartości podstawy i wysokości takiego trójkąta, co ilustruje Rys. 4. Jeśli kształt sygnału z sondy jest zapisany w pamięci oscyloskopu, to wówczas całkę łatwo jest wyliczyć za pomocą **Matlaba**.

Aby wyznaczyć czas życia należy pomiary wykonane do wyznaczenia ruchliwości unoszenia i stałej dyfuzji uzupełnić pomiarami wysokości wierzchołków V_{max} i podstawy trójkąta Δt_T .

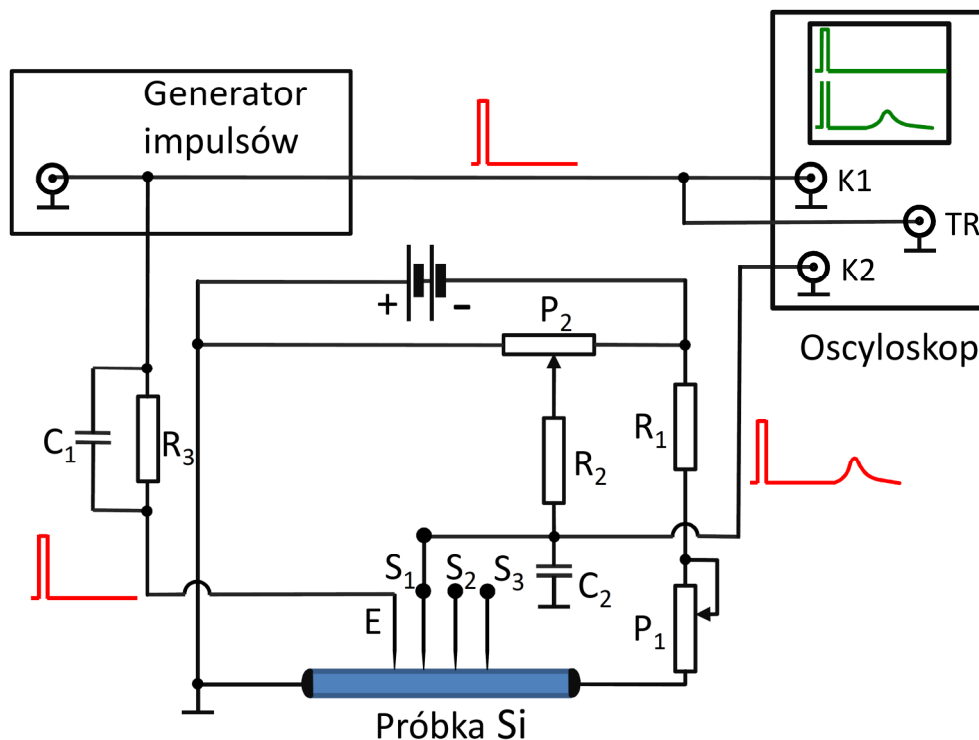


Rys.4. Metoda wyznaczania przybliżonej wartości całki danej równaniem (22). Δt_T oznacza podstawę trójkąta.

Wykonanie ćwiczenia

Schemat elektryczny układu do pomiaru czasu dryfu nośników mniejszościowych

Rozpatrzmy próbkę kryształu krzemu typu n w postaci długiej płytki z omowymi kontaktami na końcach, jak na Rysunku 5. Akumulator o napięciu 12 V podłączony jest do próbki poprzez opornik stały $R_1 = 100 \Omega$ ograniczający prąd i opornik zmienny $P_1 = 3.3 k\Omega$ do regulacji prądu. Przepływający przez próbkę o oporze R prąd J wytwarza na końcach próbki różnicę potencjałów U i pole elektryczne $\mathcal{E} = U/l$, gdzie l oznacza długość próbki.



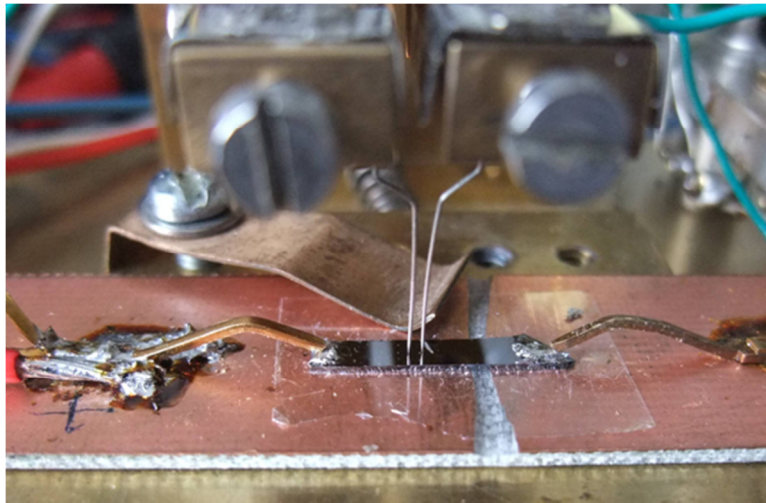
Rys.5. Schemat elektryczny układu do pomiaru czasu dryfu nośników mniejszościowych.

Nośniki mniejszościowe są wstrzykiwane przez emiter E w postaci wolframowego ostrza, podłączonego poprzez opornik $R_3 = 230 \Omega$ i kondensator $C_1 = 22 nF$, do generatora dodatnich prostokątnych impulsów o długości $1 \mu s$. Amplituda impulsów na wyjściu generatora wynosi 5 V. Wstrzyknięte dziury dryfują w polu elektryczny i po czasie t docierają do jednego z kolektorów, S_1 , S_2 lub S_3 , umieszczonych około 1mm od siebie. Dziury kierowane są do kolektora dzięki zaporowej polaryzacji ustawianej potencjometrem P_2 o oporze $5.5 k\Omega$. Prąd dziur płynący przez opornik $R_2 = 5 k\Omega$ wytwarza impuls napięciowy obserwowany za pomocą oscyloskopu. Kondensator $C_2 = 150 pF$ ogranicza szumy układu.

Do kanału pierwszego, K1 oraz do wejścia układu wyzwalania oscyloskopu, podłączony jest sygnał wprost z generatora impulsów a do drugiego kanału oscyloskopu, K2, podłączony jest poprzez wysokooporową sondę 1:10 kolektor. Obraz w kanale pierwszym pokazuje kształt impulsu wytwarzanego przez generator, podczas gdy w kanale drugim widoczny jest złożony obraz przedstawiający dwa impulsy: pierwszy, który pojawia się niemal równocześnie z sygnałem obserwowanym w kanale pierwszym w wyniku propagacji pola elektrycznego z prędkością światła w próbce oraz drugi, wywołany przez dziury dryfujące w polu elektrycznym wzdłuż próbki.

W skład zestawu urządzeń pomiarowych wchodzi:

1. próbka – monokryształ krzemu typu n o oporze właściwym $\rho = 2 - 3 \Omega cm$,
2. stolik montażowy z próbką, ostrzami i elementami elektronicznymi pokazanymi na Rys. 6.
3. generator krótkich impulsów PGP-6,
4. oscyloskop dwukanałowy DT – 516A,
5. wysokooporowa sonda oscyloskopu 1:10,
6. akumulator 12 V,
7. wysokooporowy woltomierz,
8. lupa stereoskopowa z podziałką pomiarową,
9. kable.



Rys. 6. Fotografia próbki Si na stoliku montażowym (wersja doświadczenia z jednym kolektorem – S_2).

Generator impulsów

Fotografię generatora przedstawia Rysunek 7.



Rys. 7. Widok generatora PGP6 z przodu.

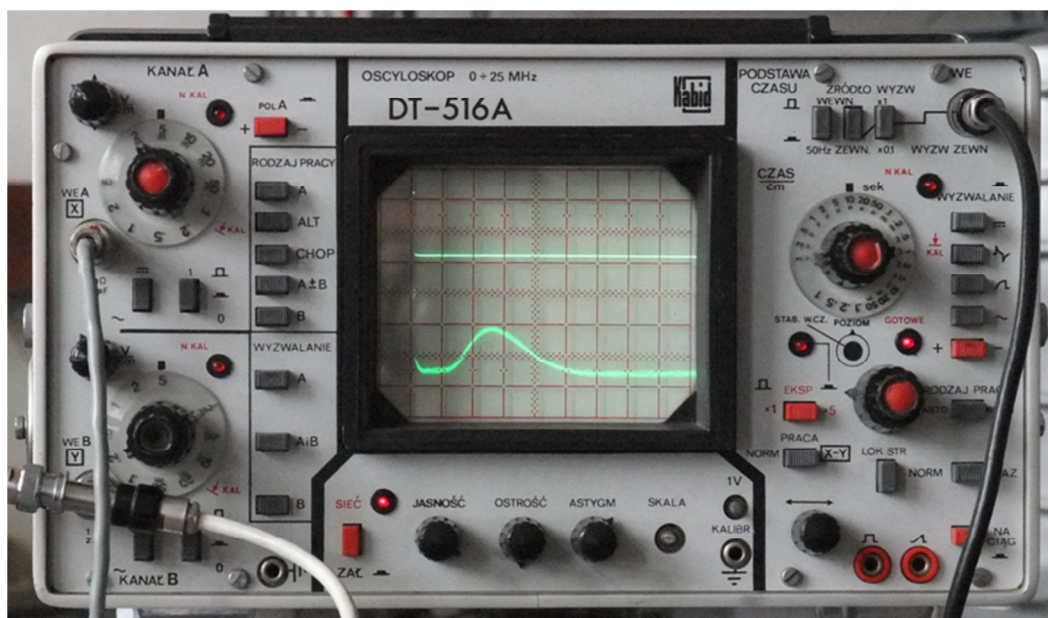
Ustawienie generatora impulsów PGP-6

Nastawy generatora, patrząc kolejno od lewej strony, powinny być następujące:

1. wciśnięty klawisz „wewn.”, co oznacza pracę z wyzwaniem wewnętrznym,
2. wciśnięty klawisz „okres [s], 50 μ s-500 μ s” a potencjometrem, za pomocą oscyloskopu, ustawiony okres około 160 μ s,
3. wciśnięty klawisz „szerokość 500n - 5 μ ” a potencjometrem, za pomocą oscyloskopu, ustawiona szerokość impulsu na 1 μ s,
4. „opóźnienie” - ustawienie dowolne,
5. wciśnięty klawisz „norm.”,
6. wciśnięty klawisz „pojed.”,
7. „poziom odniesienia” - „wyt.”
8. „amplituda” – ustawione klawisz i potencjometr na wartość maksymalną: 5V,
9. kable BNC, poprzez dwa trójniki, podłączone do wyjścia „a”.

Oscyloskop.

Fotografię oscyloskopu przedstawia Rysunek 8.



Rysunek 8. Widok oscyloskopu DT-516A z przodu . Na ekranie widoczne są dwa przebiegi: u góry sygnał z generatora i u dołu sygnał z kolektora podczas pomiaru ruchliwości.

Najważniejsze nastawy oscyloskopu.

„KANAL A”:

1. do wejścia „X” podłączona jest sonda pomiarowa,
2. „V/cm” – od 2 do 20 mV, w zależności od amplitudy sygnału,
3. wciśnięty jest klawisz pomiaru napięć AC,
4. „pol.A” – „+”,

„KANAL B”:

1. do wejścia „Y” podłączony jest sygnał z generatora,
2. „V/cm” – 5 V,
3. ustawiony do pomiaru napięć DC,
4. „pol.B” – „+”.

„RODZAJ PRACY” – „ALT”,

„WYZWALANIE” – „B”

Wejścia „KANAL A” i „KANAL B” są równoważne i można je zamieniać.

„PODSTAWA CZASU”:

1. do „WE” podłączony sygnał z wyjścia generatora,
2. wciśnięty klawisz „ZEWN”,
3. „CZAS/cm” – od 5 μ s do 20 μ s, w zależności od potrzeby. Należy zwrócić uwagę, aby pokrętko nastawy płynnej było w pozycji kalibrowanych czasów.
4. „WYZWALANIE” – wciśnięty drugi klawisz od góry,
5. Pokrętki „STAB. W.CZ” i „POZIOM” ustawić tak, aby na ekranie otrzymać stabilny obraz sygnału z generatora.

Uwaga! W przypadku dostępności cyfrowego oscyloskopu należy obraz zapamiętać a następnie wydrukować.

W dalszej części podany będzie opis przebiegu pomiarów w wersji z trzema stałymi kolektorami S_2 , S_3 i S_4 . Wersja doświadczenia z jednym kolektorem S_2 , z powodu zmiany położenia sondy, nie pozwala na wykonanie wszystkich pomiarów z należytą dokładnością.

Pomiary do wyznaczenia ruchliwości unoszenia dziur μ_p .

Pomiary do wyznaczenia ruchliwości należy przeprowadzić w sposób następujący:

1. zmierzyć długość próbki za pomocą mikroskopu stereoskopowego z podziałką,
2. zmierzyć odległości x pomiędzy emiterym i a kolektorami za pomocą mikroskopu stereoskopowego
3. ustawić prąd podłużny wzdłuż próbki tak, aby pole elektryczne było równe 8V/cm.
4. ustawić napięcie polaryzacji kolektora S_3 tak, aby było około 1 V wyższe niż potencjał próbki w jego miejscu,
5. zmierzyć na ekranie oscyloskopu różnicę czasu odpowiadającą położeniom środków wierzchołków impulsów emitera i kolektora S_3 ,
6. zmierzyć różnice czasów dla pozostałych kolektorów,
7. wykonać serie pomiarów z polem podłużnym równym 8V/cm, 7V/cm, 6V/cm, 5V/cm i 4V/cm oraz dla kolektorów S_2 i S_1

Pomiary do wyznaczenia współczynnika dyfuzji

Przebieg pomiarów do wyznaczenia współczynnika dyfuzji jest identyczny z pomiarami podczas wyznaczenia ruchliwości, z następującym uzupełnieniem:

- zmierzyć różnicę czasu $\Delta t_{1/2}$ odpowiadającą połowie wysokości wierzchołków.

Pomiary do wyznaczenia czasu życia nośników mniejszościowych

Przebieg pomiarów do wyznaczenia czasu życia nośników mniejszościowych jest identyczny z pomiarami podczas wyznaczenia ruchliwości, z następującym uzupełnieniem:

- zmierzyć różnicę czasu Δt_T odpowiadającą wielkości podstawy trójkąta wpisanego w krzywą rozkładu, oraz wysokość tego trójkąta V_{max} , albo numerycznie wyliczyć całkę.

Opracowanie wyników

Wyznaczenie ruchliwości unoszenia dziur μ_p .

W celu wyznaczenia ruchliwości unoszenia należy obliczyć dla każdej odległości x sondy pomiarowej szybkość dziur v i umieścić je w tabeli oraz na wykresie, w funkcji pola elektrycznego. Następnie, metodą najmniejszych kwadratów, należy dopasować prostą i z jej nachylenia obliczyć ruchliwość.

Wyznaczenie współczynnika dyfuzji

W celu wyznaczenia współczynnika dyfuzji należy skorzystać z równania (24). W tabelach i na wykresie należy przedstawić $\Delta t_{1/2}^2$ w funkcji $16(t^3 + t_g t^2) \ln 2 / x^2$, dopasować metodą najmniejszych kwadratów prostą i z jej nachylenia obliczyć D_p .

Wyznaczenie czasu życia nośników mniejszościowych

Wykładniczy charakter zaniku koncentracji dziur w czasie, podany równaniem (22), pozwala z nachylenia logarytmu pola powierzchni pod krzywą sygnału z sondy w funkcji czasu dryfu nośników, wyznaczyć czas życia dziur τ_p .

Wykonanie sprawozdania

1. W opracowaniu ćwiczenia należy przedstawić wyprowadzenia wzorów użytych do wyznaczenia ruchliwości unoszenia nośników mniejszościowych i przedstawić ich interpretację fizyczną.
2. Wszystkie używane symbole wielkości fizycznych powinny być objaśnione w tekście.
3. Należy opisać sposób przeprowadzenia eksperymentu, podać jego warunki, narysować i omówić schematy obwodów oraz podać zasadnicze parametry aparatury.
4. Wyniki pomiarów powinny być zebrane w tabelach i przedstawione w postaci wykresów wykonanych z wykorzystaniem oprogramowania **Matlab** lub innego podobnego.
5. Dopasowanie prostych do i towarzyszące im błędy można obliczyć korzystając z programu **Matlab**, z funkcjami **polyfit** i **polyval** [Matlab polyfit].
6. Wyznaczone z pomiarów ruchliwość unoszenia, stała dyfuzji i czas życia nośników mniejszościowych należy porównać do opublikowanych w literaturze naukowej.

7. W tekście opracowania należy umieszczać odnośniki do literatury.
8. Na końcu opracowania należy zamieścić spis cytowanych pozycji, także adresów internetowych, jeśli były wykorzystywane.

Literatura

1. J. Bardeen and W. H. Brattain, *Phys. Rev.* **74**, 230 (1948).
2. W. H. Brattain and J. Bardeen, *Phys. Rev.* **74**, 231 (1948).
3. J.R. Haynes, W. Shockley, *Phys. Rev.* **81**, 835 (1951).
4. G. Ottaviani, L. Reggiani, C. Canali, F. Nava, A. Alberigi-Quaranta, *Phys. Rev.* **B12**, 3318 (1975)
5. <http://www.mathworks.com/help/techdoc/ref/polyfit.html>
6. Aldert van der Ziel, *Podstawy fizyczne elektroniki ciała stałego*, PWN, Warszawa 1980.
7. *Metody doświadczalne w fizyce ciała stałego*, skrypt pod redakcją Mieczysława Subotowicza, UMCS, Lublin 1976.
8. W. Shockley, *Electron and holes in semiconductors*, New York 1950.
9. http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1956/shockley-lecture.html
10. Jan Hennel, *Podstawy elektroniki półprzewodnikowej*, wydanie trzecie, WNT, Warszawa 2003.
11. Nick Holonyak Jr, *Physics Today*, p. 36, April 1992. Dostępna także pod adresem: http://vanha.physics.utu.fi/opiskelu/kursit/UFYS3008/papers/PHYSICSTODAY_45_36.pdf