

BADANIE EFEKTU HALLA

PODSTAWY FIZYCZNE

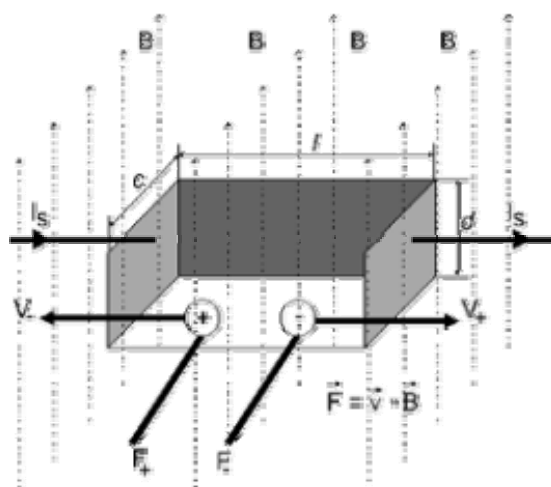
Na ładunek elektryczny q poruszający się z prędkością \vec{v} w polu magnetycznym o indukcji \vec{B} działa siła Lorentza \vec{F}_L

$$\vec{F}_L = q \cdot \vec{v} \times \vec{B} \quad (1)$$

Jest więc ona prostopadła do obu wektorów \vec{v} i \vec{B} (p. rys. 1).

Halotron jest to cienka (grubość $d \cong 0,1$ mm) warstwa półprzewodnika naparowana na nieprzewodzące podłoże i zaopatrzona w cztery elektrody. Prąd sterujący halotyonu przepływa wzdłuż naparowanej warstwy o długości l , a więc przez przekrój dc gdzie c - szerokość naparowanej warstwy.

Nośnikami prądu w halotronie mogą być dziury lub elektrony (rys.1). Działa na nie tak samo skierowana siła Lorentza: prostopadła do kierunku* przepływu prądu sterującego o natężeniu I_s i do indukcji magnetycznej \vec{B} . Zakłóca ona ruch nośników prądu wzdłuż linii sił pola elektrycznego przyłożonego do halotyonu (wywołującego przepływ prądu sterującego). Nośniki odchylają się w kierunku siły Lorentza i gromadzą na powierzchni bocznej przekroju warstwy tak długo dopóki działanie ich pola elektrycznego nie skompensuje siły Lorentza. Obecność zgromadzonych ładunków można wykryć mierząc różnicę potencjałów U_h , (zwaną dalej napięciem Halla), między bocznymi powierzchniami naparowanej warstwy halotyonu. Na jednej z tych powierzchni gromadzą się właśnie ładunki spychane tam siłą Lorentza.



Rys.1. Warstwa półprzewodnika w jednorodnym polu magnetycznym o indukcji \vec{B} . Na nośniki prądu - elektrony i dziury - działa tak samo skierowana siła \vec{F} . Prąd sterujący o natężeniu I_s płynie wzdłuż długości l i przez przekrój cd , pole magnetyczne jest prostopadłe do warstwy o grubości d i szerokości c .

Zgromadzone ładunki wytwarzają pole elektryczne (zakładamy, że jednorodne) o natężeniu U_h/c , które działa na ładunki nośników prądu sterującego q siłą $F=q U_h/c$. W warunkach równowagi $F=FL$, a więc $q U_h/c = q v B$, gdy kierunek prądu sterującego jest prostopadły do wektora indukcji B . Stąd otrzymujemy

$$U_h = cvB \quad (2)$$

PRĘDKOŚĆ DRYFTOWA. Prędkość v nośników prądu w kierunku wytworzonego w próbce pola elektrycznego nazywa się prędkością dryftową. W temperaturach pokojowych nośniki prądu tzn. elektrony i dziury swobodne, a więc biorące udział w przewodzeniu prądu, mają prędkości dużo większe od prędkości dryftowej; są one chaotycznie skierowane i są związane z termicznymi drganiami sieci krystalicznej. Po przyłożeniu napięcia do próbki na ten chaotyczny ruch nakłada się powolny ruch w kierunku zewnętrznego pola elektrycznego. Nośniki są przyspieszane przez pole w okresie od zderzenia do zderzenia z jonami sieci krystalicznej. Czas między zderzeniami praktycznie nie zależy od wielkości pola, gdyż równy jest w przybliżeniu ilorazowi średniej drogi swobodnej nośnika przez dużą prędkość termiczną zmienianą tylko minimalnie przez zewnętrzne pole elektryczne. Okres przyspieszania jest więc stały a wielkość przyspieszenia proporcjonalna do natężenia pola elektrycznego. Przyspieszane i hamowane nośniki poruszają się więc ze średnią prędkością w kierunku pola z tzw. prędkością dryftową \vec{v} równą połowie przyrostu prędkości uzyskanej między zderzeniami. Prędkość dryftowa \vec{v} jest w tym przybliżeniu wprost proporcjonalna do natężenia pola elektrycznego \vec{E} w próbce, co jest treścią prawa Ohma: $\vec{v} = \mu \cdot \vec{E}$. Współczynnik proporcjonalności nazywa się ruchliwością. Prędkość v mierzymy w [m/s], natężenie pola \vec{E} w [V/m.], a zatem ruchliwość μ w [m²/Vs].

Prędkość nośników prądu jest tym większa im większe jest natężenie prądu sterującego I_s , płynącego przez halotron i im mniejsza jest koncentracja n nośników prądu w półprzewodniku. Z definicji natężenia prądu jako strumienia ładunków mamy

$$I_s = n \cdot e \cdot v \cdot c \cdot d \quad (3)$$

gdzie e - ładunek elementarny (ładunek nośnika prądu). Podstawiając v z (3) do (2) mamy:

$$U_h = \frac{1}{n \cdot e} \cdot \frac{B \cdot I_s}{d} \quad (4)$$

Pomiar napięcia Halla pozwala wyznaczyć koncentrację nośników w próbce pod warunkiem, że poruszają się w niej tylko nośniki jednego znaku. W dalszych rozważaniach przyjmujemy, że

w naszym halotronie dominują nośniki jednego znaku tak silnie, że możemy pominąć wpływ pozostałych na wartość napięcia Halla i na rezystancję R_h próbki.

Z prawa Ohma i z definicji natężenia prądu (3) mamy

$$I = n \cdot e \cdot \left(\mu \cdot \frac{U}{l} \right) \cdot d \cdot c \quad (5)$$

gdzie μ - ruchliwość nośników prądu, U - spadek napięcia wzdłuż halotronu.

$\frac{U}{l}$ jest to natężenie pola elektrycznego w warstwie w kierunku prądu sterującego, a $\mu \frac{U}{l}$ to średnia prędkość ruchu nośników tego prądu w kierunku pola.

Ze wzorów (4) i (5) możemy wyznaczyć koncentrację n i ruchliwość μ przez łatwo mierzalne wielkości; wzory te przyjmują następującą postać:

$$n = \frac{1}{e \cdot d} \cdot \frac{I_s \cdot B}{U_h}, \quad \mu = \frac{U_h \cdot l}{U \cdot c \cdot B} \quad (6)$$

Zatem ze wzorów (6) wynika, że napięcie Halla U_h jest wprost proporcjonalna do iloczynu natężenia prądu sterującego I_s lub napięcia U przyłożonego do warstwy i indukcji magnetycznej B .

Ze wzorów (6) wynika także, że iloczyn koncentracji n i ruchliwości μ jest odwrotnie proporcjonalny do rezystancji warstwy R_h . Podstawiając bowiem $U = R_h I_s$ (z prawa Ohma) do wzoru (6) na ruchliwość μ otrzymujemy

$$R_h = \frac{1}{n \cdot e \cdot \mu} \cdot \frac{1}{c \cdot d} \quad (7)$$

gdzie iloczyn $n \cdot e \cdot \mu$ nazywamy przewodnictwem właściwym warstwy, a iloraz $\frac{1}{n \cdot e}$ - stałą Halla (p. także równanie (4)).

Celem ćwiczenia będzie także wyjaśnienie na drodze eksperymentalnej czy szybki spadek rezystancji półprzewodnika przy jego podgrzewaniu wiąże się ze wzrostem koncentracji, czy wzrostem ruchliwości nośników prądu.

ZASTOSOWANIE HALOTRONÓW. Szerokie zastosowanie halotronów w technice rozpoczęło się w latach 60-tych po opracowaniu technologii wytwarzania materiałów półprzewodnikowych o dużej ruchliwości nośników ładunków takich jak antymonek indu, arsenek indu czy arsenofosforek indu. Obecnie producenci proponują wiele typów zarówno samych halotronów, jak i urządzeń oraz podzespołów halotronowych. A więc nie tylko mierniki indukcji magnetycznej (teslomierze halotronowe) lecz także specjalne silniki elektryczne z komutatorami halotronowymi przeznaczone do urządzeń informatyki, przetworniki przesunięć liniowych i kątowych, czy

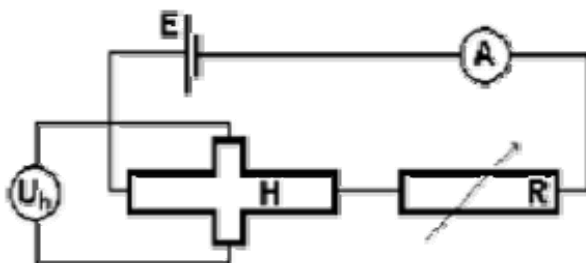
wreszcie przetworniki do pomiaru wielkości elektrycznych (natężenia prądu, mocy i energii). Produkowane podzespoły to np. bezstykowe przełączniki sygnałów elektrycznych, szerokopasmowe głowice odczytujące zapis magnetyczny oraz wyspecjalizowane sondy halotronowe. Powstało także wiele unikatowych zastosowań w różnych dziedzinach nauki i techniki, szczególnie w pomiarach, diagnostyce oraz kontroli i sterowaniu.

WYKONANIE ĆWICZENIA

(zakres badań i ich kolejność ustalane są przez asystenta)

Budujemy obwód elektryczny

według schematu przedstawionego na rys. 2. Opornica R służy do zmieniania natężenia prądu sterującego I_s .



Rys. 2. Schemat obwodu do pomiaru napięcia Halla. E - źródło napięcia stałego, A - amperomierz, V_h - woltomierz, H - halotron, R - opornica dekadowa ($R_{min} = 0,1\Omega$).

Badanie asymetrii halotronu.

Po zamknięciu obwodu woltomierz V_h wskazuje napięcie U_h zależne od wielkości natężenia prądu sterowania I_s także wówczas, gdy halotron nie jest umieszczony w polu magnetycznym elektromagnesu. Napięcie U_h nie jest także wywołane ziemskim polem magnetycznym. Możemy się o tym przekonać obracając halotron dookoła osi leżącej w płaszczyźnie warstwy; po takim obrocie o kąt półpełny siła Lorentza zmienia zwrot, a więc powinien zmienić się znak mierzonego napięcia U_h . Przy dużym prądzie sterującym możemy zaobserwować przy takim obrocie niewielką zmianę napięcia U_h wywołaną ziemskim polem magnetycznym (ale nie zmianę znaku bez zmiany wartości). Napięcie U_h wynika przede wszystkim z asymetrii umieszczenia hallowskich elektrod lub niejednorodności naparowanej warstwy półprzewodnika; elektrody nie leżą na tej samej powierzchni ekwipotencjalnej pola powstającego w warstwie po przyłożeniu do niej napięcia (linie ekwipotencjalne nie są prostopadłe do długości warstwy l).

Zatem napięcia U_h pojawiające się w nieobecności pola magnetycznego są poprawkami, które należy odjąć od mierzonego napięcia Halla. Aby wyznaczyć te poprawki mierzymy zależność napięcia U_h od natężenia prądu sterującego I_s przy halotronie wyjętym z pola magnetycznego

elektromagnesu. Jeżeli główną przyczyną tak pojawiającego się napięcia U_h jest asymetria, to będzie ono wprost proporcjonalne do natężenia prądu sterującego.

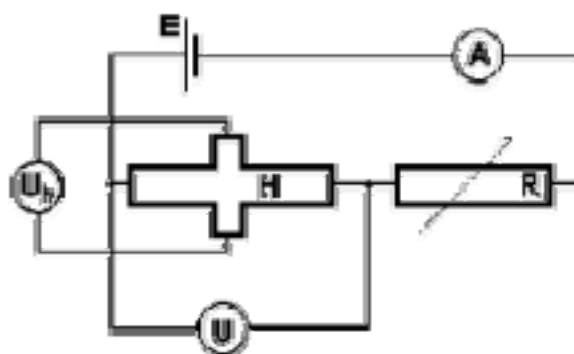
Pomiar zmiany napięcia U_h w czasie obrotu halotronu w ziemskim polu magnetycznym pozwala wyznaczyć składową indukcji B_z tego pola, prostopadłą do warstwy w czasie obrotu. Przy obrocie o kąt półpełny napięcie Halla wywołane składową B_z dodaje się do napięcia asymetrii w jednym skrajnym położeniu a odejmuje w przeciwnym. Wartość tej składowej indukcji B_z można obliczyć ze wzoru (4) po uprzednim wyznaczeniu koncentracji nośników n .

Wyznaczenie znaku większościowego nośnika prądu.

Nośniki prądu spychane są do niezakreskowanej na rys.1 powierzchni bocznej warstwy. Kierunek pola magnetycznego określamy za pomocą igły magnetycznej umieszczonej w pobliżu halotronu. Prąd sterujący wpływa do warstwy przez przewód połączony z dodatnim biegunem źródła zasilania. Sposób zamocowania halotronu i rysunek pomocniczy pozwala jednoznacznie określić kierunek przepływu prądu sterującego przez warstwę oraz położenie bocznej powierzchni halotronu połączonej z "gorącym"- oznaczonym HI - zaciskiem woltomierza U_h . Jeżeli "gorący" zacisk połączony jest z powierzchnią boczną wskazywaną przez zwrot siły Lorentza, to woltomierz wskazuje znak nośnika.

Badanie proporcjonalności napięcia Halla U_h do natężenia prądu sterującego I_s i spadku napięcia U na halotronie. Wyznaczenie koncentracji nośników n i ich ruchliwości μ .

Budujemy obwód według schematu przedstawionego na rys. 3



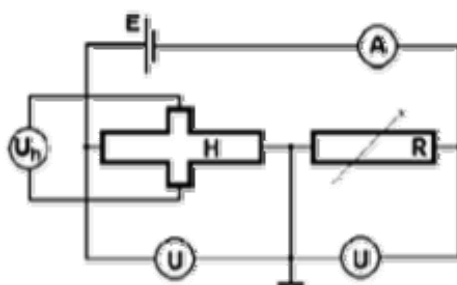
Rys.3. Schemat obwodu do pomiaru koncentracji (poprzez pomiar napięcia Halla U_h) oraz ruchliwości (poprzez pomiar spadku napięcia U na halotronie). E - źródło napięcia stałego, A - amperomierz, V_h - woltomierz, H - halotron, R - opornica dekadowa ($R_{min} = 0,1\Omega$), V - woltomierz.

(tzn. wystarczy dołączyć woltomierz V do poprzedniego obwodu). Halotron umieszczamy między nabiegunnikami elektromagnesu zasilanego prądem o wybranym natężeniu I_E (nie przekraczając podanej wartości maksymalnej i nie wyłączając nigdy tego prądu gwałtownie, np. wyłącznikiem). Natężenie prądu sterującego I_s zmieniamy jak poprzednio opornicę R nie przekraczając podanego

prądu maksymalnego. Zmieniające się wraz z I_s napięcia U_h i U przedstawiamy na wykresach U_h od I_s oraz U_h od U . Punkty powinny układać się na prostych, a wyznaczenie ich współczynników kierunkowych pozwala obliczyć koncentrację n - z pierwszego ze wzorów (6) - oraz ruchliwość μ z drugiego ze wzorów (6). Pomiar wykonujemy dla dwóch różnych wybranych wartości indukcji magnetycznej B (tzn. dla dwóch różnych wartości natężenia prądu elektromagnesu I_E).

Pomiar rezystancji halotronu.

Budujemy obwód według schematu przedstawionego na rysunku 4 (tzn. wystarczy dołączyć kolejny woltomierz V do poprzedniego obwodu tak aby ich gniazda pomiarowe połączone z masą, np. oznaczone LO, były połączone ze sobą).



Rys.4. Schemat obwodu do pomiaru koncentracji nośników (poprzez pomiar napięcia Halla U_h), ruchliwości (poprzez pomiar napięcia na halotronie) oraz rezystancji halotronu (poprzez odczytanie R gdy napięcia V są równe). E - źródło napięcia stałego, A - amperomierz, V_h - woltomierz, H - halotron, R - opornica dekadowa ($R_{min} = 0,1 \Omega$), V - woltomierze (identyczne).

Powstał w ten sposób dzielnik napięć utworzony przez halotron H i opornicę R . Napięcia na tych elementach dzielnika mierzone są przez dwa identyczne woltomierze V . Dobieramy rezystancję opornicy R (około 250Ω) tak by oba woltomierze V wskazywały to samo napięcie. Wówczas rezystancja opornicy równa jest rezystancji halotronu.

Sprawdzamy czy tak zmierzona rezystancja halotronu równa jest obliczonej ze wzoru (7).

Opisana wyżej metoda pomiaru wymaga aby oba woltomierze były jednakowo wycechowane (wskazywały to samo przy takich samych przyłożonych napięciach). Połącz w obwodzie pomiarowym oba woltomierze równolegle i sprawdź jak dokładnie spełniają ten warunek użyte przyrządy dla różnych wartości natężenia prądu sterującego. Oceń jaka jest niepewność pomiaru rezystancji.

TEMPERATUROWA ZALEŻNOŚĆ REZYSTANCJI PÓŁPRZEWODNIKA.

W temperaturze zera bezwzględnego elektrony zajmują wszystkie dozwolone poziomy energetyczne w paśmie walencyjnym, a pasmo przewodnictwa jest puste. Przeniesienie elektronu do pasma przewodnictwa z równoczesnym wytworzeniem dziury w paśmie walencyjnym możliwe jest np. w wyniku oświetlenia półprzewodnika; foton światła dostarcza wówczas energii nie

mniej niż wartość przerwy energetycznej między pasmami i elektron przechodzi do pasma przewodnictwa. Po umieszczeniu półprzewodnika w polu elektrycznym elektron i dziura uzyskują dodatkową energię (rozpędzają się po przyłożeniu napięcia) tzn. przechodzą na wolne wyższe poziomy energetyczne w pustym (lub nie zapełnionym całkowicie) paśmie przewodnictwa (elektron) i w paśmie walencyjnym (dziura). Oświetlenie zwiększa więc przewodnictwo (zjawisko fotoelektryczne wewnętrzne).

Także ogrzanie półprzewodnika do temperatury wyższej od zera bezwzględnego wywołuje przeniesienie części elektronów do pasma przewodnictwa i wytworzenie dziur w paśmie walencyjnym kosztem energii drgań termicznych. Prawdopodobieństwo takiego przejścia opisane jest statystyką kwantową (statystyką Fermiego - Diraca, bo elektrony są fermionami, tzn. cząstkami o spinie połówkowym). Gdy średnia energia cieplna kT jest dużo mniejsza od przerwy energetycznej między pasmami ΔE , prawdopodobieństwo przejścia do pasma przewodnictwa jest proporcjonalne do $\exp(-\Delta E/2kT)$. Zatem koncentracja elektronów n i dziur jest wówczas także proporcjonalna do $\exp(-\Delta E/2kT)$, a przewodnictwo półprzewodnika nazywa się wówczas przewodnictwem samoistnym.

Temperaturowa zależność koncentracji może być inna gdy źródłem nośników prądu w półprzewodniku są także domieszki. Gdy poziom energetyczny atomu domieszki leży w przerwie energetycznej w małej odległości energetycznej E od pasma przewodnictwa (poziom donorowy) lub od pasma walencyjnego (poziom akceptorowy), to już w niskich temperaturach istnieje duże prawdopodobieństwo zjonizowania tego poziomu, tzn. przejścia elektronu z poziomu donorowego do pasma przewodnictwa lub elektronu z pasma walencyjnego do poziomu akceptorowego z wytworzeniem w tym przypadku dziury w paśmie walencyjnym. W odpowiednio niskich temperaturach liczba nośników prądu pochodzących od domieszek może być znacznie większa od liczby nośników samoistnych, tzn. obecnych w wyniku przejść elektronów z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa ($\Delta E \gg E$) i koncentracja nośników jest wówczas proporcjonalna do $\exp(-E/kT)$ lub $\exp(-E/2kT)$, gdzie E jest odległością energetyczną poziomu donorowego od pasma przewodnictwa lub poziomu akceptorowego od pasma walencyjnego. Istnieje zazwyczaj także taki przedział temperatur, w których wszystkie (płytkie) poziomy domieszkowe są zjonizowane i ich koncentracja jest tak duża, że można zaniedbać przejścia elektronów między pasmami. Koncentracja nośników prądu nie zależy wówczas od temperatury. Jest to tzw. obszar nasycenia. Przewodnictwo jest wprost proporcjonalne do iloczynu koncentracji n i ruchliwości u , lecz w półprzewodniku poza obszarem nasycenia ruchliwość znacznie wolniej zmienia się z temperaturą (patrz niżej) niż koncentracja. Już w niezbyt wysokich temperaturach w dobrym przybliżeniu rezystancja zmienia się z temperaturą jak odwrotność koncentracji, tzn. rezystancja jest proporcjonalna do $\exp(\Delta E/2kT)$.

TEMPERATUROWA ZALEŻNOŚĆ RUCHLIWOŚCI. Czas swobodnego ruchu nośnika prądu między zderzeniami (między aktami rozproszenia) τ zależy od temperatury T . W idealnie periodycznej sieci krystalicznej poruszające się nośniki prądu nie ulegają żadnemu rozproszeniu. Termiczne drgania sieci naruszają jej idealność i wywołują jej rozproszenie i temperaturową zależność ruchliwości. Funkcyjna zależność ruchliwości μ od temperatury zależy od typu drgań sieci krystalicznej, typu domieszek i defektów sieci. W większości przypadków można ją przedstawić w postaci zależności $\mu = a T^m$ gdzie a - współczynnik zależny od np. energii nośnika lub koncentracji domieszek lub defektów, a m - wykładnik potęgi zależny od mechanizmu rozproszenia. I tak dla rozpraszania. I tak dla rozpraszania na akustycznych drganiach sieci, gdy sąsiednie atomy drgają niemal w równych fazach, $m = -3/2$. Przy dominacji rozpraszania na naładowanych domieszkach $m = 3/2$. W obu tych przypadkach zależność będzie jednak inna, jeżeli sieć krystaliczna nie ma odpowiednio prostej symetrii. Dominacja rozpraszania na cylindrycznych dyslokacjach prowadzi do wartości $m = 1/2$. W wysokich temperaturach istotne są optyczne drgania sieci (sąsiednie atomy drgają w różnych fazach), przy dużych koncentracjach nośników występuje rozpraszanie na elektronach lub dziurach, a gdy pasmo energetyczne ma kilka minimów dodatkowe rozpraszanie związane jest z przerzucaniem elektronów (dziur) między tymi minimami. Wykładnik m nie jest stały gdy dominują takie mechanizmy rozpraszania.

Badanie zależności koncentracji n i ruchliwości μ oraz rezystancji halotronu R_h od temperatury T .

Halotron umieszczony w polu magnetycznym elektromagnesu i ustalamy wielkość natężenia prądu elektromagnesu I_E ($B = \text{const}$).

Umieszczamy termoparę w górnym otworze miedzianej obudowy halotronu i łączymy z miernikiem temperatury T . Regulujemy miernik tak by wskazywał temperaturę pokojową. W dolnym otworze obudowy miedzianej umieszczamy grzałkę i łączymy ją z zasilaniem. Nastawiamy regulator temperatury na wybraną temperaturę i rozpoczynamy grzania.

Po ustaleniu się temperatury mierzymy rezystancję halotronu R_h jak w p.5, natężenie prądu sterującego I_s oraz napięcie U_h i spadek napięcia U na halotronie. Przedstawiamy zmierzone wartości R_h i n obliczone z pierwszego ze wzorów (6) wartości μ w funkcji temperatury T przedstawiamy w logarytmicznym układzie współrzędnych.

Jeżeli punkty leżą na prostych to wyznaczamy ich współczynniki kierunkowe i obliczamy przerwę energetyczną ΔE półprzewodnika oraz wykładnik potęgi m opierając się na teoretycznych zależnościach:

$$R_h = R_0 \cdot \exp\left(\frac{\Delta E}{2kT}\right), \quad n = n_0 \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right), \quad \mu = A \cdot T^{\frac{3}{2}} \quad (8)$$

gdzie k - stała Boltzmanna.

UWAGA: Rezystancja półprzewodnika maleje z temperaturą co w czasie pomiaru temperaturowej zależności rezystancji może doprowadzić do wzrostu prądu sterowania aż do maksymalnej wartości dopuszczalnej. Aby kontynuować pomiary w wyższej temperaturze należy zmniejszyć napięcie zasilania lub włączyć dodatkowy rezystor (np. 50 Ω , 15 mA) między amperomierz i źródło napięcia.

Badanie zależności napięcia Halla U_h i spadku napięcia na halotronie U od natężenia prądu sterującego I_s w wybranej temperaturze.

Powtarzamy badania opisane w bp i 5 w temperaturze wyższej niż pokojowa (stałej) i przy wybranej indukcji \vec{B} (przy stałym, tym samym co poprzednio natężeniu prądu elektromagnesu I_E). Porównujemy otrzymane wartości n , μ i R_h z otrzymanymi w temperaturze pokojowej i w czasie badań temperaturowych.

MAGNETOOPÓR. W jednorodnym polu magnetycznym w próżni elektron porusza się po linii śrubowej o osi równoległej do kierunku indukcji magnetycznej \vec{B} oraz o promieniu proporcjonalnym do prędkości (ściśle do pędu) elektronu. W halotronie umieszczonym w polu magnetycznym siła Lorentza skompensowana jest przez siłę poprzecznego pola elektrycznego (o natężeniu U_h/c) ładunków elektrycznych zgromadzonych na jego bocznych powierzchniach. Dotyczy to tylko tych elektronów, które poruszają się z prędkościami równymi prędkości dryftowej, a więc średniej prędkości ruchu w strumieniu elektronów tworzących prąd sterujący. Takie elektrony nie zmieniają torów swoich ruchów po włączeniu pola magnetycznego. W półprzewodniku istnieje jednak rozkład prędkości elektronów. Te, które poruszają się wolniej lub szybciej odchylają się w polu magnetycznym i doznają większej liczby zderzeń z atomami siatki krystalicznej. Prowadzi to do wzrostu rezystancji w polu magnetycznym. Gdy taki mechanizm powstawania magnetooporu dominuje to można pokazać, że względna zmiana rezystancji $\Delta R/R$ próbki po wprowadzeniu jej do pola magnetycznego jest wprost proporcjonalna do kwadratu iloczynu ruchliwości μ i indukcji B .

$$\frac{\Delta R}{R} = A(\mu \cdot B)^2 \quad (9)$$

gdzie A - współczynnik proporcjonalności rzędu jedności, zależny od mechanizmu rozpraszania nośników prądu.

W półprzewodnikach zmiana rezystancji próbki po włączeniu pola magnetycznego, silnie zależy od koncentracji domieszek i mechanizmu rozpraszania nośników prądu. Gdy jeden z nośników dominuje, magnetoopór ΔR początkowo rośnie ze wzrostem indukcji pola magnetycznego B , lecz potem nasycy się przy dalszym wzroście indukcji B .

W kryształach, elektron porusza się nie tylko pod wpływem przyłożonego pola zewnętrznego lecz także w silnym polu elektrycznym sieci krystalicznej. Ruch elektronu zależy od szczegółów budowy tej sieci i nie można podać ogólnie obowiązującej zależności magnetooporu ΔR od indukcji B . Ruch elektronu może odbywać się po krzywych zamkniętych dla niektórych kierunków krystalograficznych; wówczas nie obserwujemy zależności ruchliwości od wielkości indukcji B i rezystancja kryształu nie zmienia się po włączeniu pola magnetycznego.

Badanie magnetooporu.

Mierzmy rezystancję R_h halotronu jak opisano to w p.5 wyłączając pole magnetyczne. Po włączeniu pola magnetycznego rezystancja halotronu rośnie, gdyż od zderzenia do zderzenia nośniki poruszają się teraz w polu magnetycznym, a więc niektóre z nich, np. po łukach okręgów.

Mierzmy zmianę rezystancji halotronu ΔR w zależności od indukcji magnetycznej \vec{B} przy stałym natężeniu prądu sterującego I_s .

Pomiary powtarzamy przy dwóch różnych wartościach natężenia prądu sterującego. Wyniki pomiarów przedstawiamy na wykresie: zmiana rezystancji $\Delta R/R$ od kwadratu iloczynu wartości indukcji magnetycznej B i ruchliwości μ . Jeżeli punkty leżą na prostej wyznaczamy współczynnik kierunkowy prostej A .

BADANIA DODATKOWE

1. Spróbuj wykryć pole magnetyczne amperomierza umieszczając halotron w różnych jego punktach.
2. Zmierz składową poziomą i pionową indukcji ziemskiego pola magnetycznego w laboratorium; porównaj zmierzone wartości z wartościami tablicowymi.
3. Sprawdź, czy zmiana kierunku przepływu prądu sterującego przez halotron lub zmiana kierunku pola magnetycznego wpływa na wartość mierzonego napięcia Halla. Czy obserwowane różnice wynikają z asymetrii warstwy?

4. Oblicz maksymalną prędkość $\frac{1}{v}$ nośników prądu w halotronie z którą poruszały się one w czasie wykonywania ćwiczenia. Czy elektrony, w przewodach doprowadzających prąd sterowania do halotronu, poruszały się wówczas szybciej?
5. Zmierz zależność napięcia Halla U_h i spadku napięcia na halotronie U od wartości indukcji $\frac{1}{B}$ przy wybranym natężeniu prądu sterującego I_s i w stałej temperaturze, np. pokojowej. Przedstaw wyniki na wykresach: U_h od B oraz U od B . Jeżeli otrzymałeś proste to wyznacz ich współczynniki kierunkowe i oblicz ze wzorów (6) koncentrację n i ruchliwość μ . Czy otrzymałeś takie same wyniki jak po wykonaniu programu badań przedstawionego w p.4?
6. Zastąp warstwę półprzewodnika (halotron) przez równie cienką warstwę naparowanego metalu. Czy otrzymałeś wyższe napięcie Halla?

LITERATURA

1. Jay Orear FIZYKA (WNT 1990) tom 1 rozdz. 17 i 28
2. A.W. Astachow, Ju.M. Szirokow KURS FIZYKI (WNT 1990) TOM 3 ROZDZ. 28.5