Fizyka ćwiczenia laboratoryjne

JOLANTA RUTKOWSKA, TOMASZ KOSTRZYŃSKI, KONRAD ZUBKO

SKRYPT WAT, WARSZAWA 2008

www.wtc.wat.edu.pl

Teoria zjawisk fizycznych została pogrupowana w następujące działy (numery ćwiczeń):

- Mechanika (2, 3, 4, 5, 33, 36, 39, 40, 41, 42)
- Drgania i Fale (4, 5, 6, 16, 21, 24, 30, 37)
- Elektryczność i magnetyzm (13, 14, 15, 16, 21, 22, 24, 26, 27, 37, 38, 39)
- Optyka (27, 28, 29, 31, 32, *43, 44*)
- Jądro, atom, ciało stałe (17, 18, 19, 20, 23, 25, 28, 31, 32, 34, 35)
- Ciecze i gazy (2, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 30)

Informacje przydatne w danym ćwiczeniu mogą znajdować się w różnych działach.

ELEKTRYCZNOŚĆ I MAGNETYZM

Spis treści

1. Pomiar za pomocą mostka prądu stałego

Opis użyteczny do zrozumienia ćwiczenia nr 13 oraz innych.

Za najdokładniejsze metody porównania bezpośredniego są uważane metody zerowe. Porównanie wartości mierzonej z wartością wzorcową odbywa się w nich za pomocą układu pomiarowego, w którym przez zmianę parametrów układu pomiarowego doprowadza się do zaniku napięcia lub prądu w kontrolowanej gałęzi obwodu. Wskaźnik służący do zaobserwowania tego stanu (np. galwanometr) nazywamy wskaźnikiem równowagi. Duża dokładność pomiarów metodami zerowymi wynika z dużej precyzji wykonania wzorców oraz z wysokiej czułości wskaźników równowagi. Przy metodzie zerowej można w związku z tym jako pomijalnie małe odrzucić błędy systematyczne. Pozostają jedynie błędy przypadkowe. Można wyróżnić metody zerowe mostkowe oraz kompensacyjne. Przy pomiarach rezystancji R (opór czynny) oraz reaktancji X ($X_C = 1/\omega C$; $X_L = \omega L$ - opór bierny) obwodów elektrycznych zarówno przy prądzie stałym jak i zmiennym najczęściej stosuje się układy zwane mostkowymi.

Mostek stałoprądowy w układzie czteroramiennym nazywa się mostkiem Wheatstone'a i jest najbardziej rozpowszechniony przy pomiarach rezystancji. W jego skład wchodzą cztery ramiona oporowe R_1, R_2, R_3, R_4, wskaźnik równowagi - galwanometr o rezystancji R_5 oraz źródło o sile elektromotorycznej E i rezystancji wewnętrznej R_6.

Aby wyznaczyć zależność pozwalającą wyznaczyć nieznaną rezystancję korzystamy z podstawowych praw zachowania ładunku i energii, które dla przypadku obwodów elektrycznych przyjmują postać pierwszego i drugiego prawa Kirchhoffa. Pierwsze prawo Kirchhoffa mówi, że suma prądów wpływających równa się sumie prądów wypływających z węzła. Oznaczając jako dodatnie prądy wpływające, a jako ujemne wypływające pierwsze prawo Kirchhoffa zapisujemy w postaci:

$$\sum_{k=1}^{n} I_k = 0 \tag{1.1}$$

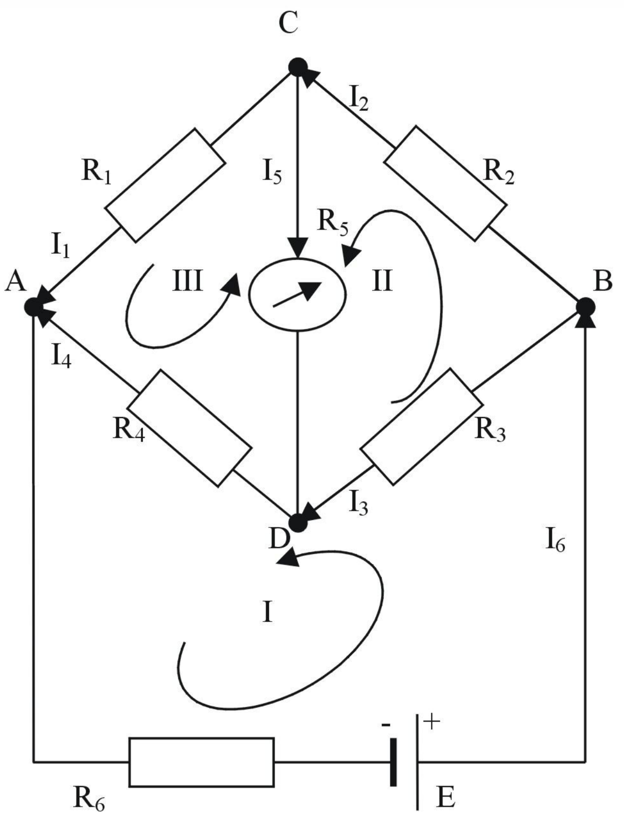
gdzie: n – liczba gałęzi zbiegających się w węźle,
I_k – prąd płynący w k-tej gałęzi.

Drugie prawo, zwane również twierdzeniem o oczkach sieci elektrycznej, mówi, że suma zmian potencjału napotykanych przy dokonywaniu obiegu wokół dowolnego obwodu (oczka) jest równa zeru. Zmiana potencjału może być spowodowana zarówno spadkiem napięcia na rezystancji, jak i obecnością w oczku źródła siły elektromotorycznej. Dla schematu z rys. 1.1 otrzymujemy trzy równania opisujące spadki napięć w oczkach:

- I oczko $E = R_6 I_6 + R_3 I_3 + R_4 I_4$
- II oczko $0 = R_2 I_2 + R_5 I_5 - R_3 I_3$ (1.2)
- III oczko $0 = R_1 I_1 - R_4 I_4 - R_5 I_5$

oraz trzy równania na sumy prądów w węzłach:

- węzeł A $I_1 - I_6 + I_4 = 0$
- węzeł B $I_6 - I_3 - I_2 = 0$ (1.3)
- węzeł C $I_2 - I_5 - I_1 = 0$



Rys. 1.1. Metoda równoważenia mostka Wheatstone'a.

Jest to układ sześciu równań z sześcioma niewiadomymi prądami. Korzystając z metody podstawiania lub macierzowej wyznaczymy prąd I_5:

$$I_5 = E \cdot \frac{R_1R_3 - R_2R_4}{M} \tag{1.4}$$

gdzie:

$$\begin{aligned} M &= R_5R_6(R_1 + R_2 + R_3 + R_4) + R_5(R_1 + R_2)(R_3 + R_4) + R_6(R_1 + R_4)(R_2 + R_3) + \\ &+ R_1R_2(R_3 + R_4) + R_3R_4(R_1 + R_2) \end{aligned} \tag{1.4a}$$

W warunkach równowagi mostka (prąd $I_5 = 0$) otrzymujemy:

$$R_1 = R_X = \frac{R_2}{R_3}R_4 \tag{1.5}$$

W celu uzyskania równowagi mostka należy regulować wzorcowy opornik R_4 przy stałym stosunku R_2/R_3 lub stosunek rezystancji R_2/R_3 utrzymując niezmienną wartość rezystancji wzorcowej R_4 (rys. 1.1).

W przypadku, gdy oporniki R_2, R_3 zostały zastąpione drutem ślizgowym, warunek równowagi mostka ma postać:

$$R_X = R_4\frac{l_2}{l_3} = R_4\frac{l_2}{l - l_2} \tag{1.6}$$

gdyż: $R_2 = \rho \cdot \dfrac{l_2}{S}$ i $R_3 = \rho \cdot \dfrac{l_3}{S}$. (1.6a)

gdzie: $l = l_2 + l_3$ – całkowita długość drutu,
ρ – opór właściwy drutu,
S – powierzchnia przekroju drutu.

Rozpatrzmy zależność (1.6), z której metodą pośrednią określamy wartość nieznanej rezystancji R_X. Mierzymy l_2 z niepewnością maksymalną Δl_2. Wartość l oraz R_4 zostały zmierzone ze znacznie większą precyzją. Załóżmy, że ich niepewności maksymalne wynoszą odpowiednio Δl oraz ΔR_4. Wówczas niepewność złożona bezwzględna wyznaczanej rezystancji wyniesie:

$$u_c(R_X) = \frac{1}{\sqrt{3}} \sqrt{\left|\frac{\partial R_X}{\partial l_2} \Delta l_2\right|^2 + \left|\frac{\partial R_X}{\partial l} \Delta l\right|^2 + \left|\frac{\partial R_X}{\partial R_4} \Delta R_4\right|^2} \tag{1.7}$$

Przy pominięciu wkładów od błędu Δl oraz ΔR_4 jako znacznie mniejsze od wkładu pochodzącego od Δl_2 powyższy wzór przyjmuje postać:

$$u_c(R_X) = \frac{1}{\sqrt{3}} R_4 \frac{l \cdot \Delta l_2}{(l - l_2)^2} \tag{1.8}$$

a niepewność względna:

$$u_{c,r}(R_X) = \frac{u_c(R_X)}{R_X} = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{l \cdot \Delta l_2}{l_2 (l - l_2)} \tag{1.9}$$

Niepewność względna osiąga minimum dla takiej wartości l_2, przy której mianownik powyższego wyrażenia osiąga maksimum. Łatwo zauważyć, że warunek ten ma miejsce dla $l_2 = l/2$, czyli w sytuacji, gdy $l_2 = l_3$ (tzn. $R_2 = R_3$). Wówczas spełniony jest warunek $R_X = R_4$. Dla tej szczególnej sytuacji niepewność względną wyznaczanej rezystancji możemy wyrazić niepewnością względną zmierzenia długości l_2:

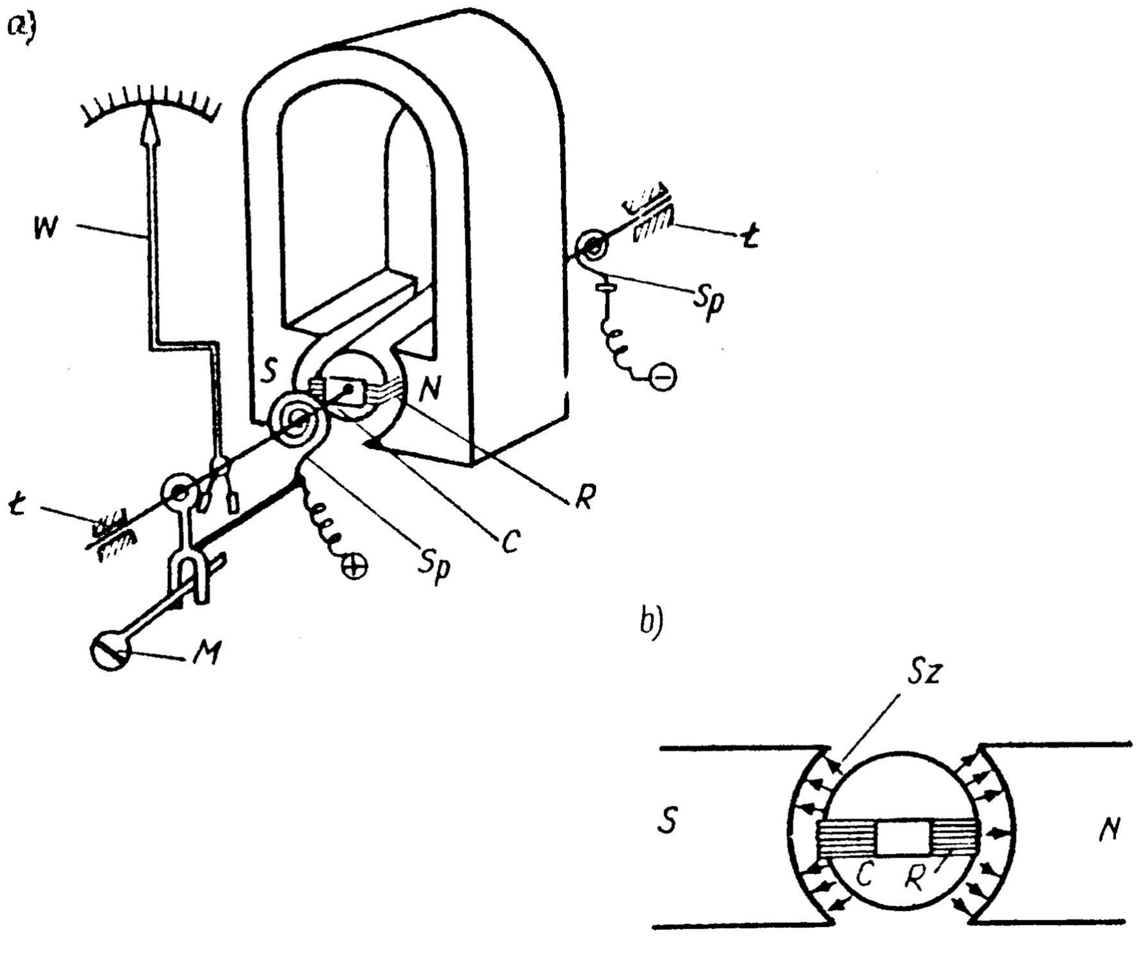
$$u_{c,r}(R_X) = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\Delta l_2}{l_2} \tag{1.10}$$

Wzór powyższy możemy stosować, gdy R_X mało różni się od R_4, czyli gdy l_2 jest bliskie $\frac{l}{2}$.

2. Elektryczne przyrządy pomiarowe: amperomierze i woltomierze

Opis użyteczny do zrozumienia ćwiczeń nr 14, 16, 37 oraz innych.

Do elektrycznych przyrządów pomiarowych należą amperomierze i woltomierze. Zasada ich działania oparta jest na jednym z trzech typów zjawisk towarzyszących przepływowi prądu. Są to zjawiska cieplne (ciepło Joule'a-Lenza), zjawiska chemiczne (elektroliza) i magnetyczne (powstawanie pola magnetycznego wokół przewodu z prądem). Najpopularniejsze są przyrządy pomiarowe wykorzystujące oddziaływanie między przewodnikiem z prądem a polem magnetycznym. Są to mierniki magnetoelektryczne i elektrodynamiczne.



Rys. 2.1. Miernik magnetoelektryczny.

Podstawową częścią miernika (rys. 2.1) jest ramka R składająca się z N zwojów cienkiego drutu miedzianego oraz magnes stały NS. Ramka jest osadzona na łożyskach ŁŁ i może obracać się w szczelinie Sz. Dla zwiększenia indukcji magnetycznej wnętrze ramki wypełniono nieruchomym rdzeniem C. Rdzeń skupiający linie sił pola jest tak wyprofilowany, że pole magnetyczne w szczelinie jest w przybliżeniu radialne (rys. 2.2b). Mierzony prąd dopływa od ramki poprzez sprężynki Sp. W sprężynkach na skutek skręcenia ramki o kąt φ wytwarza się moment siły równy:

$$M_1 = -k\,\varphi \qquad (2.1)$$

Na ramkę z prądem, umieszczoną w polu magnetycznym o indukcji B, działa moment skręcający:

$$M_2 = I\,n\,S\,B \tag{2.2}$$

gdzie: I – prąd płynący przez ramkę o powierzchni S.
n – ilość zwoi w ramce.

Momenty M_1 i M_2 działają przeciwnie. W warunkach równowagi ustali się takie położenie ramki φ, dla którego $M_1 = M_2$, a więc:

$$I = C\,\varphi \tag{2.3}$$

gdzie: $C = \dfrac{k}{n\,S\,B}$ jest czułością miernika.

Do odczytu prądu służy wskazówka W. Zgodnie z (2.3) podziałka miernika jest liniowa. Mechanizm mimośrodowy M pozwala korygować zerowe położenie wskazówki. Ponieważ kierunek obrotu cewki zależy od kierunku przepływu prądu, mierniki magnetoelektryczne mogą mierzyć tylko prąd stały. W połączeniu z prostownikiem mogą również służyć do pomiaru prądu zmiennego.

Mierniki elektrodynamiczne różnią się od magnetoelektrycznych tym, że magnes stały jest zastąpiony elektromagnesem. Jego uzwojenie nieruchome i uzwojenie ruchome połączone szeregowo. Przez oba uzwojenia płynie ten sam prąd. W związku z tym oddziaływania między uzwojeniami nie zależą od kierunku prądu. Związek pomiędzy prądem a wychyleniem w tych miernikach wyraża się wzorem:

$$I = D\,\sqrt{\varphi} \tag{2.4}$$

gdzie D jest stałą.

Miernikiem natężenia prądu może być każdy z wymienionych wyżej mierników. Ze względu na zakres, mierniki prądu dzielimy na:
amperomierze, miliamperomierze, mikroamperomierze i galwanometry (pomiar bardzo małych natężeń prądów rzędu 10^{-6}-10^{-12} A).
Mierniki prądu podłącza się zawsze szeregowo z elementami obwodu, w którym natężenie jest mierzone. Muszą one spełnić określone wymagania, co do wartości rezystancji wewnętrznej tych przyrządów, ponieważ ich włączenie do obwodu powoduje zmiany w rozkładzie natężeń prądów. Zmiany te powinny być nieznaczne, dlatego amperomierze powinny mieć bardzo małe rezystancje w porównaniu z rezystancją obwodu.

Każdy miernik natężenia prądu (np. galwanometr) może służyć do pomiaru napięcia, jeżeli w szereg z nim włączony jest rezystor o dużej rezystancji. W przeciwieństwie do mierników prądu, mierniki napięcia są tym lepsze, im większa jest ich rezystancja wewnętrzna. Ze względu na zakres mierzonych napięć, wśród woltomierzy wyróżniamy: kilowoltomierze, miliwoltomierze i mikrowoltomierze. Woltomierz podłączamy zawsze równolegle do zacisków elementu, na którym chcemy zmierzyć napięcie. Należy zaznaczyć, że obecnie coraz powszechniej stosowane są woltomierze cyfrowe o rezystancji wewnętrznej ok. $10^{10}\,\Omega$. Pomiary tego typu woltomierzem są o wiele dokładniejsze od pomiarów napięcia konwencjonalnym woltomierzem wskazówkowym.

Zakres każdego miernika natężenia prądu (np. galwanometru) możemy rozszerzyć w kierunku większych zakresów poprzez zastosowanie rezystora połączonego równolegle, czyli tzw. bocznika. Jeżeli bowiem chcemy mierzyć amperomierzem prąd o natężeniu I, gdy wiadomo, że przez przyrząd t może płynąć prąd o maksymalnym natężeniu I_m, to zgodnie z II prawem Kirchhoffa (rys.2.2a) możemy napisać:

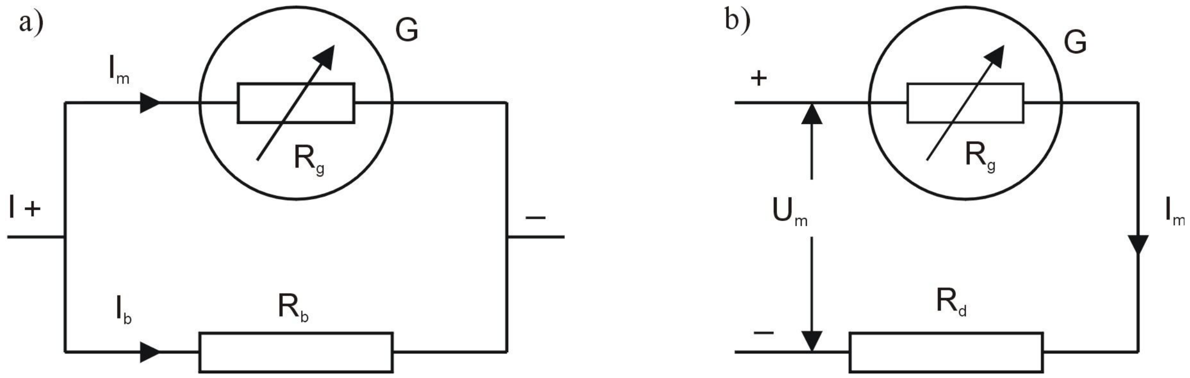
$$\frac{R_b}{R_g} = \frac{I_m}{I - I_m} \tag{2.5}$$

skąd wymagana rezystancja bocznika

$$R_b = R_g \frac{I_m}{I - I_m} \tag{2.6}$$

gdzie: R_b – rezystancja bocznika,

Rg – rezystancja wewnętrzna amperomierza.



Rys. 2.2. Sposób zwiększania zakresu miernika natężenia prądu (a)
oraz przebudowy miernika prądu na miernik napięcia (b).

Zmieniając z kolei miernik prądu (np. galwanometru) o zakresie I_m na woltomierz o zakresie U_m (np. w miernikach uniwersalnych), włączamy w szereg z nim rezystor o rezystancji R_d (rys 2.2b). Wtedy zgodnie z prawem Ohma mamy:

$$U_m = I_m \left(R_g + R_d\right)$$

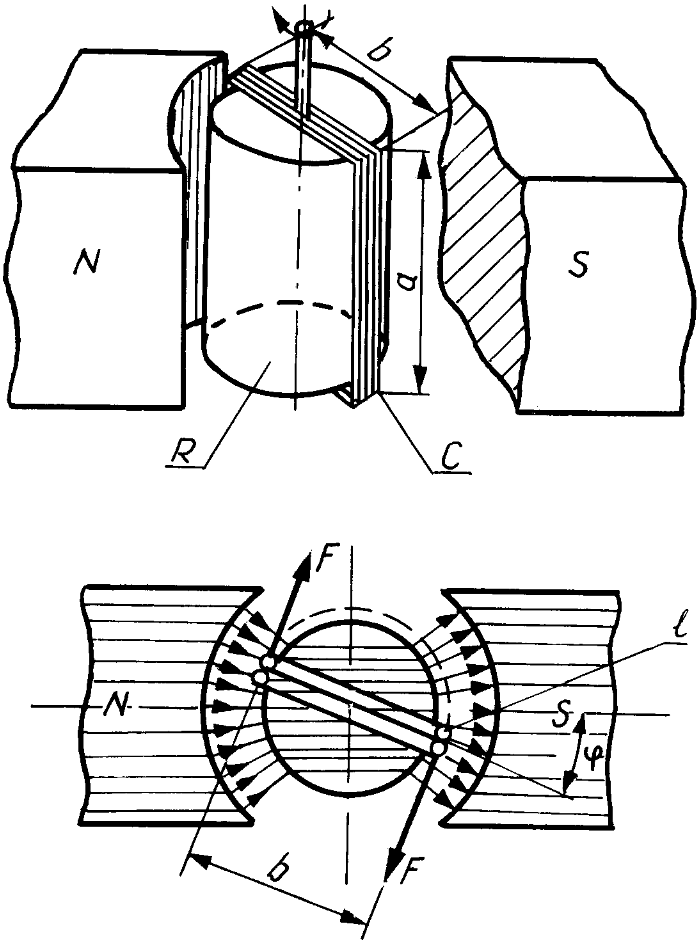
i stąd wartość dodatkowej rezystancji:

$$R_d = \frac{U_m}{I_m} - R_g \tag{2.7}$$

3. Galwanometry zwierciadłowe

Opis użyteczny do zrozumienia ćwiczeń nr 14, 15, 16, 37 oraz innych.

W praktyce laboratoryjnej są używane prawie wyłącznie galwanometry z ruchomą cewką w polu nieruchomego magnesu (rys. 3.1). W galwanometrach tego typu cewka C w kształcie ramki może obracać się w szczelinie między nadbiegunnikami magnesu NS i cylindrycznym rdzeniem R wykonanym z magnetycznie miękkiego żelaza. Dzięki rdzeniowi pole magnetyczne w szczelinie jest radialne i w przybliżeniu ma prawie wszędzie jednakowe natężenie. Takie ukształtowanie pola w szczelinie sprawia, że siła F, z jaką pole magnetyczne działa podczas przepływu prądu przez cewkę na pionowe boki ramki i powoduje jej obrót, jest w każdym położeniu ramki stała i prostopadła do płaszczyzny ramki. Dzięki temu występuje liniowa zależność kąta skręcenia ramki do natężenia przepływającego prądu.



Rys. 3.1. Schemat budowy systemu ruchomego miernika magnetoelektrycznego.

Siła F wyraża się wzorem:

$$F = n \cdot I \cdot l \cdot B \tag{3.1}$$

gdzie: n – liczba zwojów cewki,
I – natężenie prądu w cewce,
l – wysokość ramki,
B – indukcja magnetyczna.

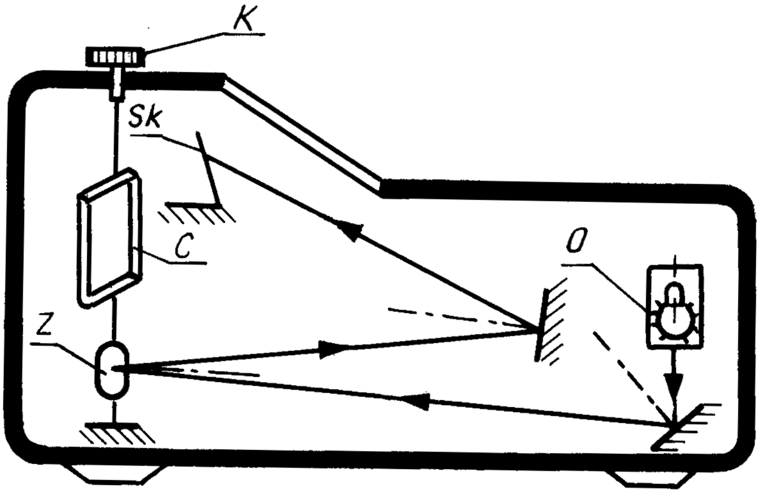
Moment elektrodynamiczny M ma wartość stałą niezależną od kąta obrotu φ (zakładając stałość B w szczelinie) i wynosi:

$$M = b \cdot F = b \cdot n \cdot I \cdot l \cdot B = n \cdot I \cdot A \cdot B \tag{3.2}$$

gdzie: b – szerokość ramki,

A – jej powierzchnia.

W galwanometrach wskaźnikowych wskazówka jest sztywno przymocowana do cewki. W takich konstrukcjach oś ramki na ogół znajduje się w odpowiednich łożyskach. Znacznie czulszymi są tzw. galwanometry zwierciadłowe. Dużą czułość galwanometrów zwierciadłowych uzyskuje się przez podwieszenie cewki na sprężystej nici lub tasiemce z fosforobrązu, co likwiduje moment siły tarcia w łożyskach oraz przez zastosowanie wskaźnika świetlnego, który pozwala na odczyt wychylenia nawet przy małych skręceniach ramki.



Rys. 3.2. Schemat budowy galwanometru zwierciadłowego przenośnego.

Na rysunku 3.2 pokazany jest przenośny galwanometr zwierciadłowy ze wskaźnikiem świetlnym i skalą, wmontowanymi we wspólną obudowę. Promień oświetlacza O odbija się od zwierciadła Z obracającego się sztywno z cewkę galwanometru i pada na skalę Sk, najczęściej z podziałką milimetrową. Ze względu na ograniczoną w takich galwanometrach odległość lusterka od skali, często zwiększa się drogę promienia świetlnego przez wielokrotne jego odbicie.

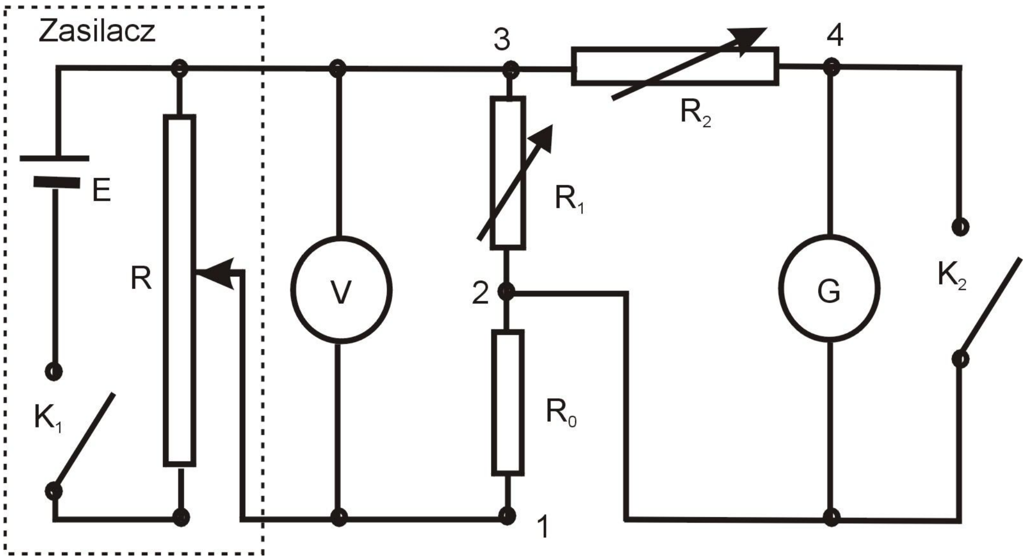
Aby uchronić zawieszenie ramki galwanometru przed zerwaniem pod wpływem przypadkowych wstrząsów, galwanometr powinien być przed i po pomiarach zaaretowany. Uzyskuje się to przez przekręcenie w galwanometrze specjalnego pokrętła. Innym pokrętłem K (rys. 3.2) możemy zmienić w pewnych granicach zerowe położenie równowagi cewki. Zakres pomiarowy galwanometrów zwierciadłowych wynosi od 10^{-5} do 10^{-11} A.

Najważniejszym parametrem galwanometru jest jego czułość prądowa C zdefiniowana dla galwanometru zwierciadłowego jako stosunek kąta wychylenia φ zwierciadła do natężenia I prądu płynącego przez ramkę:

$$C = \frac{\varphi}{I} \tag{3.3}$$

Przy stałej długości drogi promienia świetlnego l (a tak właśnie jest w używanym do ćwiczenia galwanometrze) $\varphi = \frac{a}{l}$, gdzie a jest wielkością wychylenia plamki. W takim przypadku czułość galwanometru definiujemy jako:

$$C = \frac{a}{I} \tag{3.4}$$



Rys. 3.3. Schemat układu do badania czułości i rezystancji wewnętrznej galwanometru.

Dla określenia czułości galwanometru używany jest zestaw, którego schemat przedstawiony jest na rys. 3.3. Aby określić tę czułość, potrzebna jest znajomość wartości natężenia prądu przepływającego przez ramkę. Korzystając z praw Kirchhoffa można wykazać, że natężenie prądu płynącego w obwodzie galwanometru wyraża się następującym wzorem:

$$I_g = \frac{U\dfrac{R_1}{R_0}}{R_1 + \left(R_2 + R_g\right)\left[\dfrac{R_1}{R_0} + 1\right]} \tag{3.5}$$

gdzie przez U oznaczone jest napięcie przyłożone (np. z zasilacza) do dzielnika napięcia zbudowanego na rezystorach R_o i R_1**,** mierzone za pomocą woltomierza, a przez R_g rezystancja wewnętrzna galwanometru. Wartości rezystancji są tak dobrane, że zachodzą relacje:

$$R_o \rangle\rangle R_1 \quad oraz \qquad R_2 \rangle\rangle R_1$$

uwzględniając te warunki wzór (3.5) przyjmuje postać:

$$I_g = \frac{U\dfrac{R_1}{R_0}}{\left(R_2 + R_g\right)} \tag{3.6}$$

W równaniu (3.6) interesują nas dwie niewiadome I_g oraz R_g. Można je wyznaczyć wykonując pomiary dla dwóch kombinacji wartości napięcia U i wartości R_2 (za pierwszym razem U^1, R_2^1 a za drugim U^2, R_2^2) przy zachowaniu niezmienionego stosunku R_1/R_o. Przed przystąpieniem do pomiarów nie wiemy, czy czułość nie jest zależna od wychylenia i dlatego pomiary musimy wykonać dla tak dobranych wartości napięć i rezystancji, aby wychylenia galwanometru były równe w obydwu przypadkach. Oznacza to, że za każdym razem przez galwanometr popłynie ten sam prąd $I_g^1 = I_g^2$. Korzystając wówczas ze związku (3.6) otrzymamy:

$$\frac{U^1 \dfrac{R_1}{R_0}}{\left(R_2^1 + R_g\right)} = \frac{U^2 \dfrac{R_1}{R_0}}{\left(R_2^2 + R_g\right)} \tag{3.7}$$

Rozwiązując to równanie względem R_g można otrzymać wyrażenie:

$$\mathrm{R_g} = \frac{\mathrm{U^2\ R_2^1 - U^1\ R_2^2}}{\mathrm{U^1 - U^2}} \tag{3.8}$$

Obok czułości galwanometru jest to drugi istotny parametr opisujący ten przyrząd pomiarowy. Po obliczeniu wartości R_g i po podstawieniu jej do wzoru (3.6) łatwo już można wyznaczyć natężenie prądu płynącego przez galwanometr, a co za tym idzie i czułość galwanometru.

4. Siła elektromotoryczna ogniwa i charakterystyka jego pracy

Opis użyteczny do zrozumienia ćwiczenia nr 15 oraz innych.

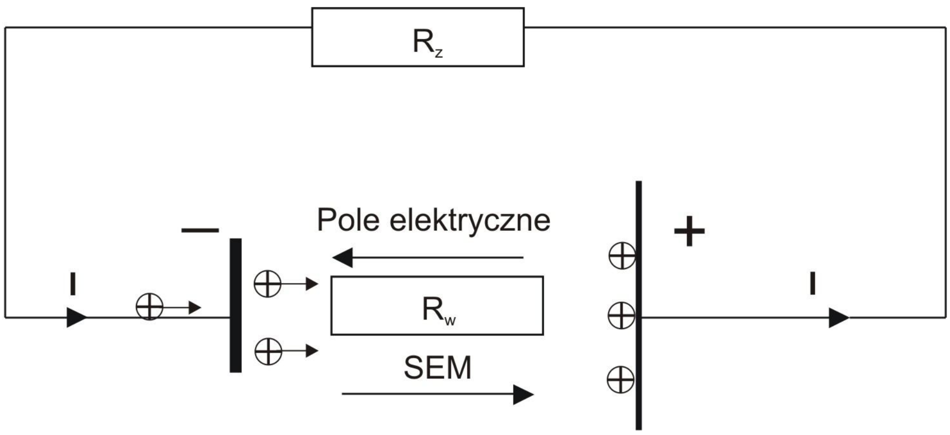
W celu zbudowania obwodu prądu stałego należy posiadać źródło napięcia stałego (np. ogniwo, akumulator). Wewnątrz tych źródeł zachodzą procesy rozdzielające ładunki przeciwnych znaków i dzięki temu na wyjściach źródła pojawia się napięcie. Procesy te mogą mieć różne natury:

- chemiczne – w ogniwach i akumulatorach;
- elektromagnetyczne – w prądnicach prądu stałego i zmiennego;
- termoelektryczne – w termoogniwach lub termoparach;
- fotoelektryczne – w fotoogniwach.

Urządzenia te nazywamy źródłami siły elektromotorycznej (symbol E, lub SEM). Źródło SEM musi być zdolne do wykonania pracy na przesunięcie ładunków, które do niego docierają. W obwodzie przedstawionym na rys. 4.1 źródło powoduje ruch dodatnich ładunków od punktu o niższym potencjale (biegun ujemny) poprzez źródło do punktu o wyższym potencjale (biegun dodatni) – w kierunku przeciwnym do wewnętrznego pola elektrycznego. Siły umożliwiające powstanie napięcia na źródle wykonują pracę dW nad dodatnim ładunkiem dq zmuszając go do ruchu w stronę o wyższym potencjale. Siłę elektromotoryczną źródła E zdefiniowana jest następująco:

$$E = \frac{dW}{dq} \tag{4.1}$$

Jednostką SEM jest J/C, albo zazwyczaj wolt (V). Siła elektromotoryczna nie jest w rzeczywistości siłą, lecz największym napięciem, jakie może pojawić się na źródle. Ma to miejsce w sytuacji, w której przez źródło nie płynie prąd (np. na rozwartym źródle).



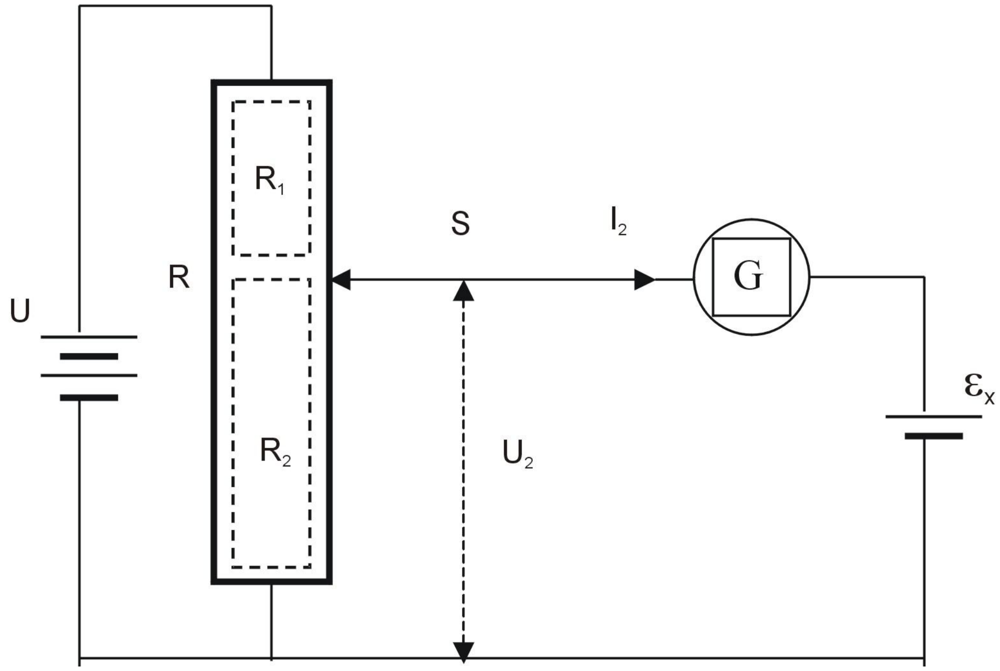
Rys. 4.1. Obwód całkowity źródła prądu stałego.

Natomiast, gdy ze źródła pobieramy prąd, to również przez źródło płynie prąd i napięcie U mierzone na nim jest pomniejszone o spadek napięcia $I\,R_w$ na oporze wewnętrznym źródła R_w:

$$U = \mathrm{E} - I \cdot R \tag{4.2}$$

Z równania (4.2) wynika, że przy obciążeniu źródła (tzn. przy poborze prądu) napięcie na rezystancji wewnętrznej rośnie, natomiast napięcie na jego biegunach staje się mniejsze od siły elektromotorycznej E i to tym bardziej, im silniej obciążone jest źródło prądu. To zmniejszanie się napięcia na biegunach źródła wskutek obciążenia tego źródła coraz silniejszym prądem nazywamy charakterystyką pracy źródła. Przebieg tej charakterystyki zależy od rezystancji wewnętrznej źródła

R_w. Jedną z najprostszych metod określenia siły elektromotorycznej jest metoda kompensacyjna (rys. 4.2).



Rys. 4.2. Zasada pomiaru napięcia na źródle metodą kompensacyjną.

Siła elektromotoryczna źródła E_x jest zrównoważona (skompensowana) przez napięcie U_2 uzyskane z dzielnika napięcia $R = R_1 + R_2$. Źródło zasilające mostek o sile elektromotorycznej U musi być większe od E_x i włączone przeciwstawnie do niego (tzn. + do + i - do -). Regulując suwakiem S dobieramy napięcie U_2 takie, aby galwanometr G nie wskazywał przepływu prądu ($I_2 = 0$), wówczas:

$$E_x = U_2 = U \frac{R_2}{R} \qquad (4.3)$$

Jak widzimy w tej sytuacji przez mierzoną baterię nie przepływa prąd, a więc rzeczywiście dokonujemy pomiaru siły elektromotorycznej E_x. Jest to metoda bezpośrednia, ale wymaga ona dokładnej znajomości wartości napięcia U zasilającego dzielnik napięcia.

Bardziej dokładną metodą jest tzw. metoda kompensacyjno - porównawcza pomiaru napięcia nie wymagająca znajomości wartości napięcia U zasilającego kompensator. Porównuje się tu siłę elektromotoryczną badanego ogniwa E_x z siłą elektromotoryczną ogniwa wzorcowego (np. ogniwa Westona) o znanej wartości E_w. Schemat układu przedstawiony jest na rysunku 4.3, a zasada pomiaru jest następująca:

- przeprowadzamy kompensację układu z wzorcową siłą elektromotoryczną E_w i otrzymujemy wynik analogiczny jak w poprzednim przykładzie:

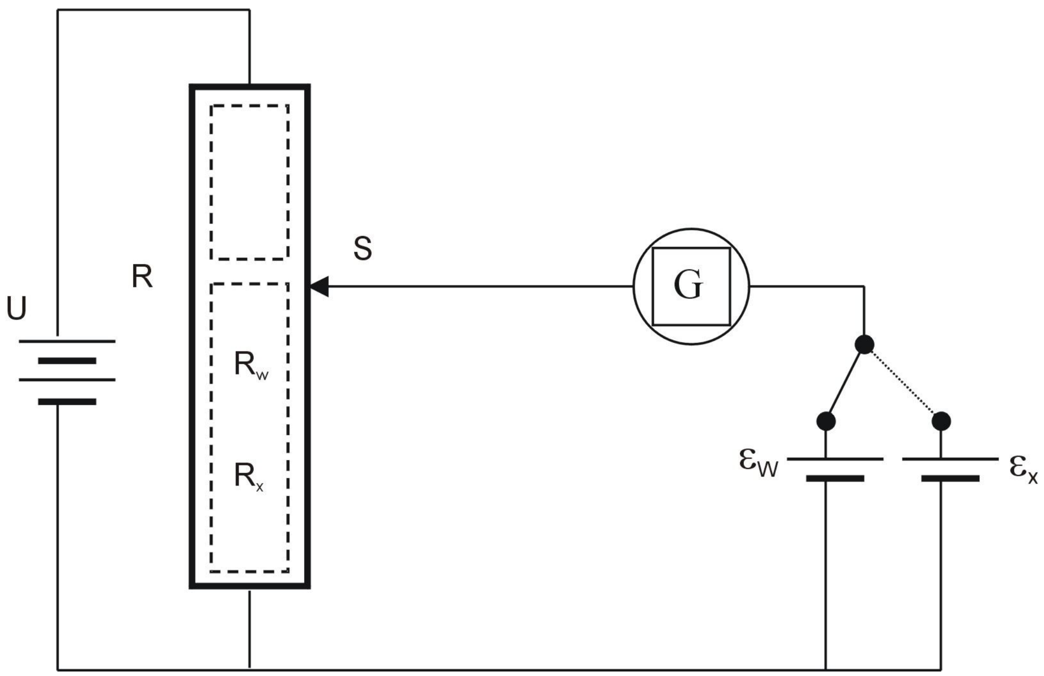
$$E_w = U \cdot \frac{R_w}{R} \qquad (4.4)$$

- przeprowadzamy kompensację układu z badaną siłą elektromotoryczną E_x i stąd mamy:

$$E_x = U \cdot \frac{R_x}{R} \tag{4.5}$$

- dzieląc stronami równania (4.3) i (4.4) otrzymujemy:

$$\mathrm{E}_x = \mathrm{E}_w \cdot \frac{R_x}{R_w} \tag{4.6}$$



Rys. 4.3. Ilustracja metody kompensacyjno - porównawczej pomiaru napięcia.

Z omówionych dwóch układów wynika, że podstawową rolę w kompensatorze odgrywa dzielnik napięcia. Od precyzji jego wykonania zależy dokładność pomiaru. Jako wskaźnik równowagi (braki przepływu prądu w gałęzi obwodu) musi wystąpić czuły miernik prądu czyli galwanometr.

5. Indukcja elektromagnetyczna

Opis użyteczny do zrozumienia ćwiczenia nr 22, 26, 27 oraz innych.

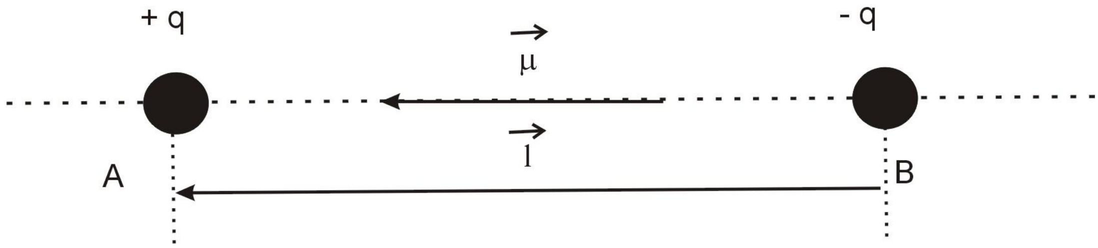
Indukcja (z łaciny *inductio*) to wprowadzenie w jakiś stan, wzbudzenie jakiegoś zjawiska. W nauce funkcjonuje wiele zjawisk określanych tym mianem. Termin indukcja występuje w biologii, psychologii, logice, matematyce oraz w fizyce. W dziale fizyki zwanym elektromagnetyzmem rozróżniamy trzy zjawiska indukcyjne:

- Zjawisko indukcji elektrostatycznej to elektryzowanie się ciał w polu elektrycznym wytworzonym przez ciała elektrycznie naładowane (elektryzowanie na odległość). Dla **przewodników** polega ono na przemieszczeniu się swobodnych ładunków aż do stanu, w którym pole wytworzone przez te ładunki całkowicie skompensuje zewnętrzne pole wewnątrz danego ciała. Następuje rozseparowanie ładunków dodatnich od ujemnych i tworzy się dipol elektryczny. Przeciwstawne końce przewodnika ładują się przeciwnymi znakami, ale całość pozostaje obojętna elektrycznie.
  Dla **dielektryków** indukcja elektrostatyczna polega na częściowym rozsunięciu się ładunków ujemnych od dodatnich w cząsteczkach, z których jest zbudowane dane ciało fizyczne. Mogą wówczas zachodzić trzy mechanizmy indukowania momentu dipolowego w wybranej objętości dielektryka: skierowany, elektronowy lub jonowy.
- Zjawisko indukcji magnetostatycznej to zjawisko magnetyzowania się ciał w polu magnetycznym. Jest to zjawisko powstania polaryzacji magnetycznej ciała tj. wypadkowego momentu magnetycznego spowodowanego oddziaływaniem momentów magnetycznych elektronów (orbitalnych i spinowych) z zewnętrznym polem magnetycznym**.**
- Zjawisko indukcji elektromagnetycznej Faradaya to powstawanie napięcia na końcach przewodnika umieszczonego w zmiennym polu magnetycznym. Szczególnymi odmianami tego zjawiska są zjawiska: indukcji wzajemnej i indukcji własnej.

6. Indukcja elektrostatyczna, polaryzowalność cząsteczki wody

Opis użyteczny do zrozumienia ćwiczenia nr 27 oraz innych.

Zjawisko polaryzacji dielektryków wymaga zdefiniowania pojęcia dipola elektrycznego. Dipolem elektrycznym nazywamy układ dwóch jednakowych ładunków elektrycznych o przeciwnych znakach umieszczonych w pewnej odległości od siebie. Rozpatrzmy przypadek dwóch punktowych różnoimiennych ładunków elektrycznych o jednakowej wielkości ładunku $+q$ i $-q$ umieszczonych względem siebie w odległości l (rys.6.1). Punkt A, w którym skupiony jest ładunek dodatni dipola nazywamy biegunem dodatnim, a punkt B, w którym skupiony jest ładunek ujemny – biegunem ujemnym. Prostą łączącą bieguny dipola, nazywamy osią dipola.



Rys. 6.1. Dipol elektryczny.

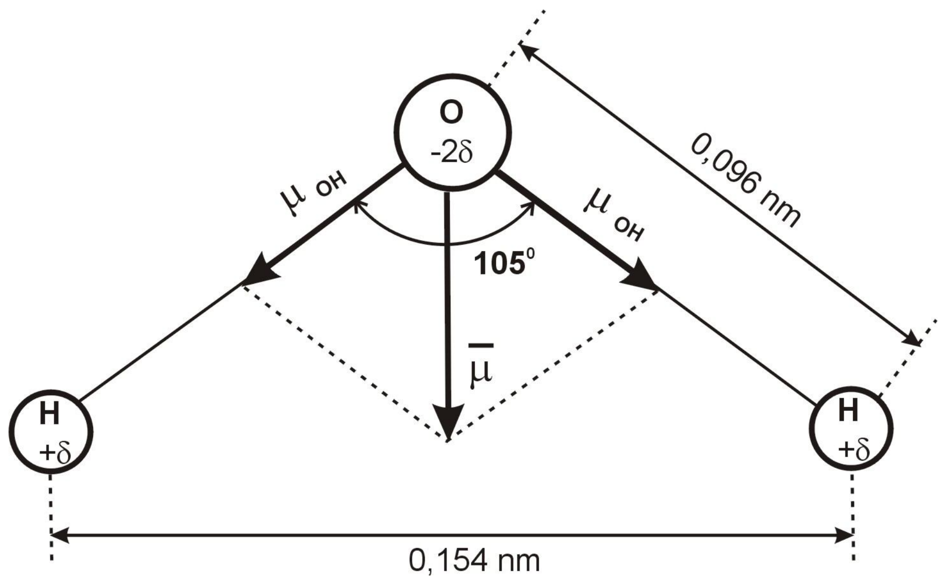
Podstawową wielkością charakteryzującą dipol elektryczny jest moment dipolowy $\vec{\mu}$ wyrażony zależnością:

$$\vec{\mu} = q \cdot \vec{l} \tag{6.1}$$

Jest to wielkość wektorowa o kierunku wzdłuż osi dipola i zwrocie umownie przyjętym od ładunku ujemnego do dodatniego. W układzie SI wprowadzono jednostkę momentu dipolowego kulombometr (Cm), ale zwyczajową jednostką jest debay (D). Pomiędzy jednostkami zachodzi następujący związek: 1 D=$3{,}334 \cdot 10^{-30}$ Cm.

Pojęcie dipola znajduje zastosowanie także do układów złożonych z więcej niż dwóch ładunków, wówczas gdy suma algebraiczna wszystkich ładunków układu równa się zeru i środki rozkładu gęstości ładunków obu znaków nie pokrywają się. W tym przypadku środek rozkładu gęstości ładunków danego znaku przyjmowany jest za odpowiedni biegun dipola, a suma ładunków danego znaku za ładunek tego bieguna. Takimi złożonymi układami są cząsteczki chemiczne w stanie obojętnym, czyli niezjonizowane. Jeśli środek ciężkości ładunków jąder atomowych nie pokrywa się ze środkiem ciężkości ładunków powłok elektronowych, wówczas cząsteczka jest dipolem elektrycznym. Moment dipolowy cząsteczki chemicznej zależy od wielkości spolaryzowania poszczególnych jej wiązań oraz od wzajemnego przestrzennego rozmieszczenia poszczególnych wiązań, czyli przestrzennej struktury cząsteczki.

Cząsteczki niektórych dielektryków nie posiadają momentu dipolowego. Nazywamy je niespolaryzowanymi. Cząsteczka wody jest dipolem, ponieważ nie ma struktury liniowej, lecz kątową (rys. 6.2).



Rys. 6.2. Struktura cząsteczki wody. Moment dipolowy cząsteczki jest sumą geometryczną momentów dipolowych poszczególnych par atomów O – H.

Aby zaobserwować zjawisko polaryzacji dielektryka należy go wprowadzić w obręb pola elektrycznego np. między okładki naładowanego kondensatora. W ogólnym przypadku mogą wówczas zachodzić trzy mechanizmy indukowania momentu dipolowego w wybranej objętości dielektryka: skierowany, elektronowy lub jonowy.

Jeżeli dielektryk o cząsteczkach spolaryzowanych nie znajduje się w zewnętrznym polu elektrycznym, to w wyniku nieuporządkowanego ruchu cieplnego cząsteczek wektory momentów dipolowych wykazują chaotyczną orientację i suma wektorowa momentów dipolowych wszystkich cząsteczek zawartych w dowolnej objętości dielektryka równa się zeru. Natomiast w obecności zewnętrznego pola elektrycznego na bieguny dipola elektrycznego cząsteczek działa para sił, która obraca je do położenia, w którym wektory momentów dipolowych $\vec{\mu}$ są zgodne z kierunkiem wektora natężenia pola $\vec{E}$ tj. do pozycji charakteryzującej się minimum energii potencjalnej. Zjawisko to nazywamy polaryzacją skierowaną.

Ruch cieplny cząsteczek przeszkadza w pełnym uporządkowaniu ich położeń. Jako miarę uporządkowania położeń cząsteczek można przyjąć średnią wartość rzutu momentu dipolowego jednej cząsteczki na kierunek natężenia pola ($\overline{\mu}$). Ujęcie ilościowe polaryzacji skierowanej podaje teoria Deby'a i zgodnie z nią słuszny jest związek:

$$\overline{\mu} = \frac{\mu^2 \ E}{3 \ k \ T} = \alpha_{sk} E \tag{6.2}$$

gdzie: k – stała Boltzmanna,
T – temperatura w skali bezwzględnej,
E – natężenie pola elektrycznego,
μ – moment dipolowy,
α_{sk} – współczynnik proporcjonalności (tzw. polaryzowalność skierowana).

Zewnętrzne pole elektryczne działające na atomy powoduje deformację ich powłok elektronowych. Działanie pola elektrycznego powoduje deformację kształtu ujemnie naładowanej powłoki elektronowej w ten sposób, że środek gęstości rozkładu ładunku ujemnego powłoki przesuwa się w kierunku przeciwnym do zwrotu wektora natężenia zewnętrznego pola elektrycznego. Towarzyszy temu przesunięcie jądra zgodnie ze zwrotem wektora natężenia pola. Zjawisko to nosi nazwę polaryzacji elektronowej (rys. 27.3.b). Rozsunięcie środków gęstości rozkładu ładunków przeciwnych znaków wytwarza w każdej cząsteczce dipol. Jest on wzbudzany zawsze w kierunku linii sił zewnętrznego pola elektrycznego bez względu na temperaturę dielektryka i związany z nią ruch cieplny. Po usunięciu zewnętrznego pola deformacja znika, takie dipole istniejące tylko w zewnętrznym polu nazywamy indukowanymi.

Atomy lub grupy polarne cząsteczki pod wpływem zewnętrznego pola ulegają przesunięciu lub obrotowi. Zjawisko to nazywamy polaryzacją jonową. W dielektrykach krystalicznych odznaczających się jonową siatką krystaliczną np. $NaCl$, $CaCl_2$ wszystkie jony dodatnie przesuwają się wzdłuż linii sił pola w kierunku zgodnym z kierunkiem pola, natomiast wszystkie jony ujemne w kierunku przeciwnym (rys. 6.3c).

Na wielkość całkowitej polaryzacji ośrodka ma wpływ suma trzech omówionych procesów, przy czym zjawisko polaryzacji elektronowej i jonowej występuje w cząsteczkach wszystkich substancji, natomiast polaryzacji skierowanej tylko w substancjach polarnych, tj. takich, których cząsteczki są trwałymi dipolami elektrycznymi. We wszystkich zjawiskach polaryzacji dielektryka pod wpływem pola elektrycznego powstaje średni wypadkowy moment dipolowy $\overline{\mu} = \alpha \vec{E}$ w kierunku linii sił pola. Suma wektorowa tych elektrycznych momentów dipolowych cząsteczek zawartych w jednostce objętości nazywamy wektorem polaryzacji $\vec{P} = N\vec{\mu}$. Jest on proporcjonalny do natężenia pola $\vec{E}$ zgodnie z zależnością:

$$\vec{P} = N \cdot \alpha \cdot \vec{E} \tag{6.3}$$

Współczynnik proporcjonalności α jest nazywamy polaryzowalnością danej substancji, a N jest liczbą dipoli znajdujących się w jednostce objętości. Uwzględniając mechanizmy indukowania polaryzacji ośrodka całkowita polaryzowalność α substancji jest sumą trzech polaryzowalności: skierowanej α_{sk}, jonowej α_j i elektronowej α_e

$$\alpha = \alpha_{sk} + \alpha_j + \alpha_e \tag{6.4}$$

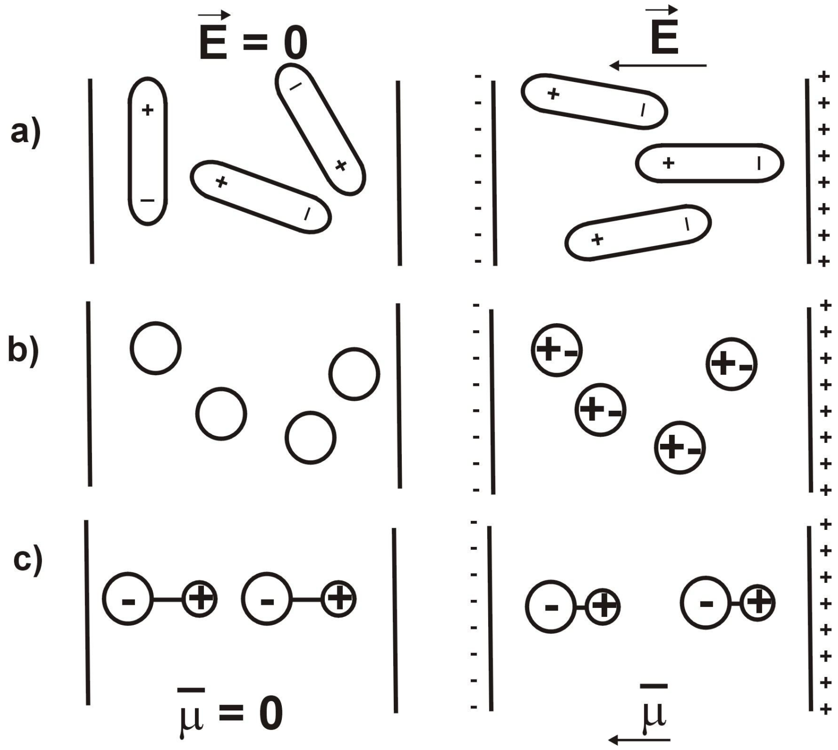
Jednostką polaryzowalności α w układzie SI jest [F·m^2]. Jednak, ze względów praktycznych stosuje się wielkość α' zdefiniowana jako:

$$\alpha' = k \cdot \alpha = \frac{1}{4\pi\varepsilon_o} \cdot \alpha \tag{6.5}$$

której jednostka jest [m^3].
Stąd równanie Clausiusa – Mosottiego określa związek pomiędzy polaryzowalnością α i stałą dielektryczną ε substancji ma postać:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{M}{\rho} = \frac{4}{3}\pi \cdot N_A \cdot \alpha \tag{6.6}$$

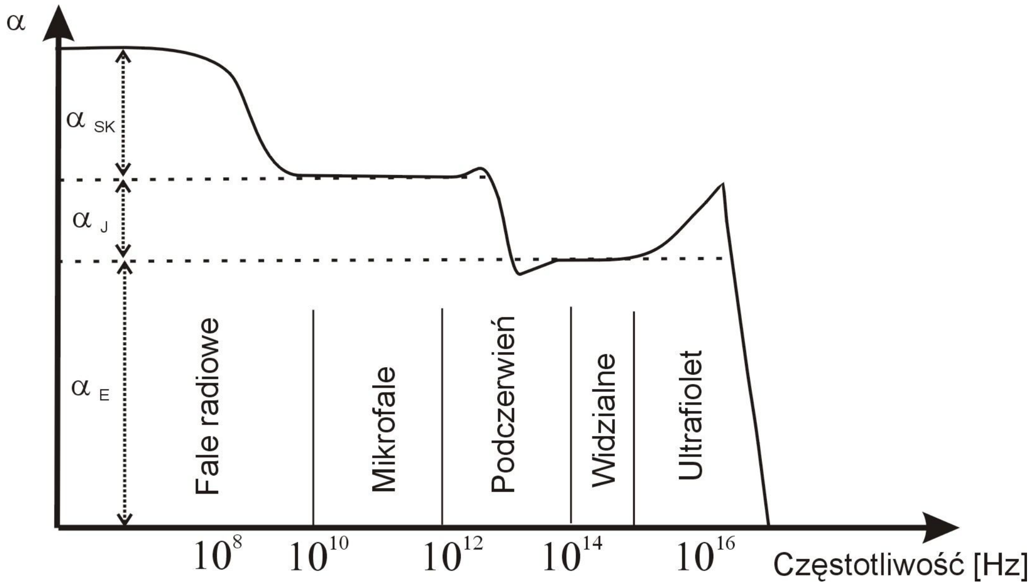
gdzie: M – masa cząsteczkowa substancji, ρ – gęstość substancji, N_A – liczba Avogadra.



Rys. 6.3. Zjawisko polaryzacji: a) skierowanej, b) elektronowej, c) jonowej.

Równanie Clausiusa – Mosottiego jest bardzo ważne, gdyż jest związkiem mikroskopowej wielkości fizycznej α z wielkością makroskopową ε. Wielkości fizyczne mikroskopowe opisujące mikroświat nie dają się bezpośrednio zmierzyć. Równanie Clausiusa – Mosottiego pozwala na podstawie pomiarów przenikalności dielektrycznej ε wyznaczyć polaryzowalność substancji α.

Metoda wyodrębnienia składowej elektronowej polaryzowalności wody od pozostałych składowych polega na zastosowaniu zmiennego pola elektrycznego i wykorzystanie zjawiska wygaszania polaryzacji skierowanej i jonowej przy dużych częstotliwościach (rys. 6.4). Cząsteczki dipolowe umieszczone w zmiennym polu elektrycznym muszą mieć czas na zmianę orientacji w przestrzeni po zmianie kierunku pola na przeciwny. Stopniowo zwiększając częstotliwość pola elektrycznego dochodzimy do częstotliwości, przy której cząsteczki nie zdążą zareagować na zmiany pola zewnętrznego. W ten sposób przy częstotliwościach mikrofalowych (10^{10} Hz – 10^{12} Hz) zjawisko polaryzacji skierowanej zostanie wyeliminowane. W tych warunkach cząsteczki badanej substancji wykazują tylko polaryzowalność jonową i elektronową. W analogiczny sposób można wyeliminować z polaryzowalności całkowitej udział składowej jonowej, gdyż ona również wiąże się z pewnym przesunięciem mas. Przy optycznej częstotliwości pola elektrycznego w cząsteczkach badanej substancji zachodzi już tylko polaryzacja elektronowa.



Rys. 6.4. Zależność polaryzowalności od częstotliwości zmiennego pola elektrycznego.

Z powyższych rozważań wynika następujący praktyczny wniosek. W celu wyznaczenia polaryzowalności elektronowej cząsteczek należy umieścić je w polu elektrycznym o optycznej częstotliwości rzędu 10^{14}Hz – k 10^{15}Hz, czyli wystarczy oświetlić je widzialną falą elektromagnetyczną.

Jeżeli ośrodek nie jest ferromagnetyczny (przenikalność magnetyczna jest bliska 1) jego współczynnik załamania n wyraża się wzorem wynikającym z teorii Maxwella:

$$n = \sqrt{\varepsilon} \tag{6.7}$$

Stosując równanie Clausiusa – Mosottiego tylko dla polaryzowalności elektronowej i uwzględniając wzór (6.7) otrzymujemy wzór Lorentza – Lorenza:

$$\alpha_e = \frac{3}{4\pi} \cdot \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{M}{\rho N_A} \tag{6.8}$$

Dokonując pomiaru współczynnika załamania substancji można wyznaczyć jej polaryzowalność elektronową jako jedyną niewiadomą w równaniu (6.8).

7. Indukcja magnetostatyczna

Opis użyteczny do zrozumienia ćwiczenia nr 22 oraz innych.

Pod wpływem zewnętrznego pola magnetycznego o natężeniu $\vec{H}$ istniejące w strukturze ciał stałych trwałe momenty magnetyczne ulegają uporządkowaniu. Zjawisko to nazywamy polaryzacją magnetyczną lub namagnesowaniem. W ośrodkach izotropowych namagnesowanie magnetyka w każdym jego punkcie jest wprost proporcjonalne do makroskopowego pola magnetycznego $\vec{H}$, jakie występuje w tym punkcie, zatem pole magnetyczne wewnątrz ciała stałego opisane przez wektor indukcji magnetycznej $\vec{B}$ jest proporcjonalne do $\vec{H}$:

$$\vec{B}=\mu_w \mu_o \vec{H} \tag{7.1}$$

gdzie: μ_o – bezwzględna przenikalność magnetyczna próżni (stała uniwersalna), μ_w – względna przenikalność magnetyczna materiału (bezwymiarowa).

Dla większości ciał występujących w przyrodzie współczynnik μ_w jest stałą materiałową o wartości zbliżonej do 1, a wykres funkcji $B = f(H)$ jest prostą przechodzącą przez początek układu współrzędnych. Dla tych ciał namagnesowanie w nieobecności pola magnetycznego jest zerowe.

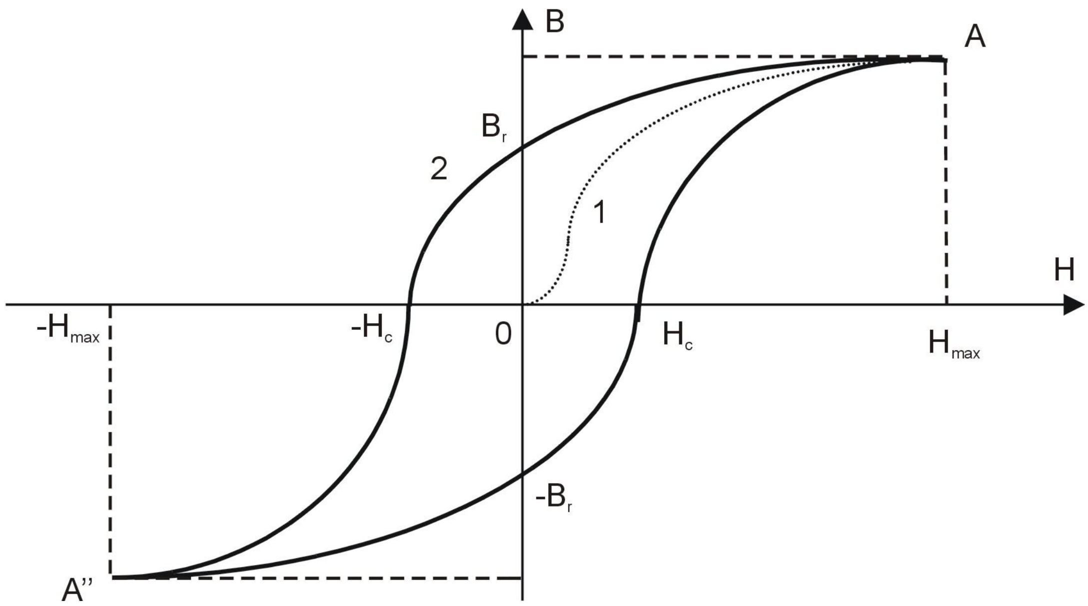
Szczególną klasę ciał stanowią tzw. ferromagnetyki, dla których μ_w osiąga duże wartości (rzędu 10^3 – 10^4) oraz silnie zależy od natężenia zewnętrznego pola magnetycznego $\vec{H}$. W ferromagnetyku momenty magnetyczne sąsiednich atomów, na skutek tzw. spontanicznego namagnesowania, ustawiają się równolegle wzdłuż jednego kierunku, tworząc obszar zwany domeną. W ciele stałym tworzy się wiele domen magnetycznych. W domenach uporządkowanie momentów magnetycznych jest praktycznie całkowite, natomiast domeny nie są uporządkowane. Wypadkowe momenty magnetyczny domen ustawione są w różnych kierunkach, ich konfiguracja w krysztale jest taka, że całkowita energia wewnętrzna osiąga minimum. Magnesowanie ferromagnetyka zewnętrznym polem magnetycznym powoduje zmiany w strukturze domenowej ciała.

Zachodzące procesy przesuwania granic i obrotu domen są mikroskopowe i jako takie są trudne do zbadania w prostych układach laboratoryjnych. Łatwiej dostępne pomiarowo są parametry makroskopowe, charakteryzujące właściwości techniczne materiałów magnetycznych. Rzeczywistą krzywą namagnesowania wyznacza się przez równoczesny pomiar indukcji magnetycznej $\vec{B}$ występującej wewnątrz ferromagnetyka oraz natężenia zewnętrznego pola $\vec{H}$ powodującego uporządkowanie domen.

Kształt krzywej namagnesowania zależy od szeregu czynników, m.in. od warunków początkowych i kierunku zmienności pola (zwiększenie lub zmniejszenie). Zwykle rozpoczyna się ono od stanu idealnego rozmagnesowania tj. takiego, w którym zerowej wartości natężenia pola magnetycznego H odpowiada zerowa wartość indukcji magnetycznej B. Krzywa rozpoczynająca się w początku układu, odpowiadająca monotonicznemu wzrostowi natężenia pola magnetycznego podczas pierwszego namagnesowania, nazywa się krzywą pierwotnego magnesowania (krzywa (1) na rysunku 7.1). Monotonicznemu maleniu H począwszy od dowolnej wartości $H_{\max}$ leżącej na krzywej pierwotnego magnesowania aż do zera, odpowiada krzywa (2).

Pełne przemagnesowanie, czyli zmiana natężenia od $H_{\max}$ do $-H_{\max}$ i z powrotem do $H_{\max}$, odbywa się wzdłuż krzywej zamkniętej, zwanej pętlą histerezy. Kolejne przemagnesowanie nie sprowadza ferromagnetyka do stanu początkowego, a pętla histerezy nie pokrywa się z krzywą pierwszego namagnesowania.

Kształt pętli histerezy zależy od wartości zastosowanego pola magnetycznego $H_{\max}$. Dla małych pól magnetycznych (obszar Rayleigha) pętla histerezy ma kształt soczewki, dla większych kształt pętli wyraźnie się zmienia. Dla odpowiednio dużych wartości pola magnetycznego (obszar nasycenia) histereza zachowuje swój kształt bez względu na dalszy wzrost pola. Taka pętla nazywana jest graniczną pętlą histerezy i jest charakterystyczna dla danego materiału.



Rys. 7.1. Pętla histerezy: 1 – krzywa pierwotnego namagnesowania, 2 – statyczne krzywe namagnesowania.

Współrzędne punktów przecięcia granicznej pętli histerezy z oznaczonymi na rysunku 7.1 osiami układu współrzędnych są punktami charakterystycznymi:

- dla $H = 0 \Rightarrow B = B_r$ – indukcja remanencji lub pozostałość magnetyczna,
- dla $B = 0 \Rightarrow H = H_c$ – natężenie koercji.

Wartość koercji jest podstawą podziału ferromagnetyków na materiały magnetyczne miękkie o małej koercji (zwykle poniżej 100 Am^{-1}) i materiały twarde o dużej koercji. Pole objęte krzywą magnesowania jest równe wydatkowi energii podczas pełnego, powolnego przemagnesowania jednostki objętości ferromagnetyka, które wynosi:

$$W_o = \oint \vec{B} \cdot d\vec{H} \tag{7.2}$$

Energia W_o wydziela się jako ciepło i charakteryzuje straty energii przy przemagnesowaniu.

8. Pomiar pętli histerezy magnetycznej

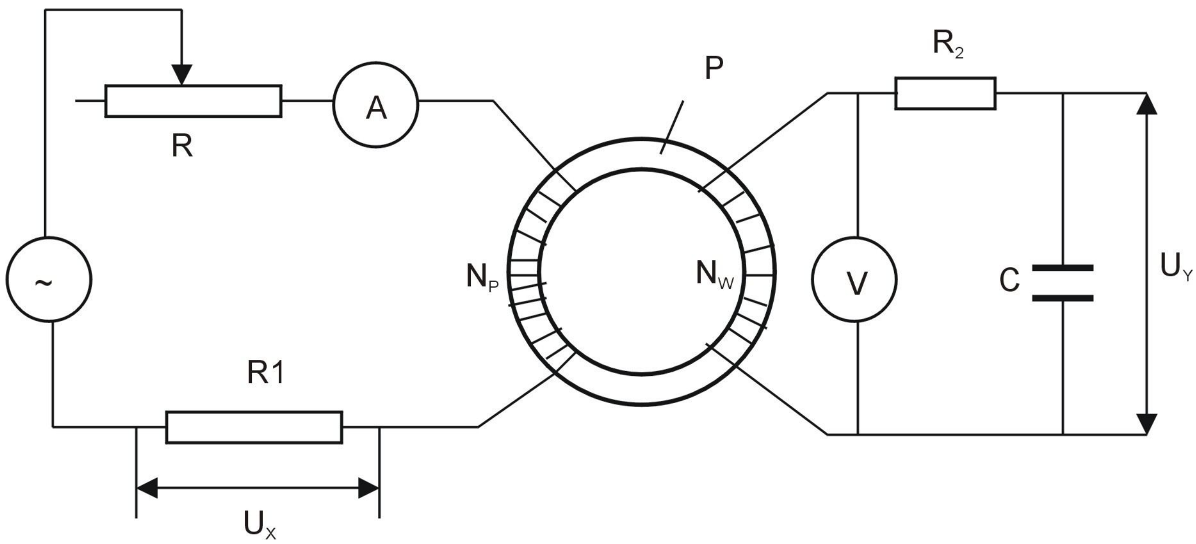
Opis użyteczny do zrozumienia ćwiczenia nr 22 oraz innych.

Przy pomiarach pętli histerezy podstawowym elementem układu pomiarowego jest uformowana w kształcie pierścienia (rys. 8.1) próbka materiału P. Zakładamy, że ma ona przekrój poprzeczny o polu S. Na tym pierścieniu nawinięte są dwie cewki tak, że prąd na dolnej i górnej powierzchni pierścienia płynie wzdłuż promieni, a na wewnętrznej i zewnętrznej powierzchni prostopadle do płaszczyzny, na której leży cewka. Przy tych założeniach dotyczących budowy cewki (tzw. toroidalnej) natężenie pola magnetycznego wewnątrz niej jest w każdym punkcie styczne do okręgów leżących w płaszczyźnie pierścienia i mających środki na osi pierścienia. Pierwsza z omawianych cewek ma N_P zwojów i tworzy uzwojenie pierwotne; druga o liczbie zwojów N_W, to uzwojenie wtórne.

Pole magnetyczne $\vec{H}$ jest wytwarzane przez prąd płynący w uzwojeniu pierwotnym, a jego wielkość jest wprost proporcjonalna do natężenia I tego prądu:

$$H = k \cdot I \tag{8.1}$$

gdzie: $k = \dfrac{N_P}{2\pi r}$ jest współczynnikiem proporcjonalności zależnym od liczby zwojów cewki i od kształtu i rozmiaru pierścienia, r – średni promień pierścienia.



Rys. 8.1. Schemat ideowy układu do obserwacji pętli histerezy magnetycznej.

Ponieważ do płytek odchylania poziomego oscyloskopu należy dostarczyć napięcie proporcjonalne do H, w obwodzie pierwotnym układu umieszczony jest opornik R_1. Zgodnie z prawem Ohma przepływający przez niego prąd I powoduje spadek napięcia $U_1 = I \cdot R_1$ i stąd:

$$I = \frac{U_1}{R_1} \tag{8.2}$$

Podstawiając zależność (8.2) do (8.1) otrzymuje się:

$$H = k \cdot \frac{U_1}{R_1} \tag{8.3}$$

a więc:

$$U_1 = \frac{R_1}{k} \cdot H \tag{8.4}$$

Spadek napięcia U_1 na oporniku R_1 jest proporcjonalny do natężenia pola magnetycznego $\vec{H}$, może więc je reprezentować i być sygnałem przykładanym do płytek odchylania poziomego oscyloskopu.

Podczas pomiarów konieczne jest wyskalowanie układu, czyli określenie jednostki natężenia pola magnetycznego $\vec{H}$, którą należy odłożyć na osi odciętych. Układ pomiarowy zasila się prądem sinusoidalnie zmiennym, a więc wyrażenie (8.1) przyjmuje postać:

$$H = k \cdot I_m \cdot \sin \omega \cdot t = H_m \cdot \sin \omega \cdot t \tag{8.5}$$

Znając amplitudę natężenia prądu I_m można obliczyć amplitudę natężenia pola magnetycznego H_m. Wartość skuteczna natężenie prądu I_s jest mierzona za pomocą umieszczonego w obwodzie pierwotnym amperomierza. Ze związku pomiędzy wartością skuteczną I_s i wartością maksymalną I_m natężenia prądu: $I_m = \sqrt{2} I_s$, otrzymuje się:

$$H_m = \sqrt{2} \cdot k \cdot I_S \tag{8.6}$$

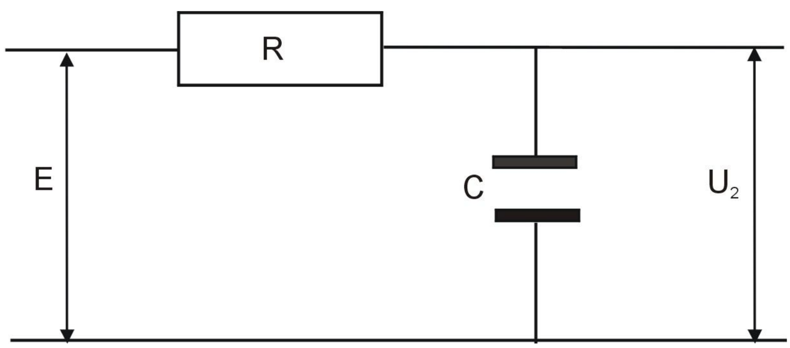
Zgodnie z prawem Faraday'a w obwodzie wtórnym indukuje się SEM o wartości E proporcjonalnej do szybkości zmiany strumienia indukcji magnetycznej Φ, przechodzącego przez uzwojenie wtórne:

$$E = -\frac{d\Phi}{dt} \tag{8.7}$$

ponieważ $\Phi = N_W \cdot S \cdot B$ to:

$$E = -N_W S \frac{dB}{dt} \tag{8.8}$$

Napięcie na zaciskach uzwojenia wtórnego jest proporcjonalne do pochodnej $\frac{dB}{dt}$. Ponieważ, aby w oscyloskopie uzyskać obraz histerezy magnetycznej do płytek odchylenia pionowego oscyloskopu należy przyłożyć sygnał proporcjonalny do indukcji $\vec{B}$, w układzie pomiarowym zastosowano układ całkujący zbudowany na oporniku R i kondensatorze C (rys. 8.2).



Rys. 8.2. Układ całkujący.

Otrzymane z układu całkującego napięcie U_2 jest już proporcjonalne do $\vec{B}$ i może być przyłożone do płytek odchylania pionowego oscyloskopu:

$$U_2 = \frac{1}{RC}\int E \cdot dt = -\frac{1}{RC}\int S \cdot N_W \cdot \frac{dB}{dt} \cdot dt = -\frac{1}{RC} S \cdot N_W \cdot B \qquad (8.9)$$

Należy zaznaczyć, że aby powyższy układ dobrze spełniał rolę całkowania wartość, RC powinna być dostatecznie duża.

W celu wyskalowania osi y oscyloskopu w obwodzie wtórnym znajduje się woltomierz (rys. 8.1), który mierzy wartość skuteczną indukowanej w nim siły elektromotorycznej E_s. Przy sinusoidalnej zmianie indukcji magnetycznej B:

$$B = B_m \sin \omega \cdot t \qquad (8.10)$$

gdzie B_m oznacza wartość maksymalną indukcji magnetycznej i korzystając z zależności (8.8) otrzymuje się:

$$E = N_W \cdot S \cdot B_m \cdot \omega \cdot \cos \omega \cdot t \qquad (8.11)$$

zatem amplituda mierzonego napięcia E_m jest równa:

$$E_m = N_W \cdot S \cdot B_m \cdot \omega = N_W \cdot S \cdot B_m \cdot 2\pi \cdot f \qquad (8.12)$$

przy czym f jest częstotliwością zmian napięcia przyłożonego do układu pomiarowego (np f = 50 Hz).

Ze związku pomiędzy wartością skuteczną E_s i wartością maksymalną E_m: $E_s = E_m \frac{1}{\sqrt{2}}$ oraz z zależności (8.12) otrzymuje się:

$$B_m = \frac{\sqrt{2} E_s}{2\pi f \cdot N_W \cdot S} \qquad (8.13)$$

gdzie E_s - oznacza napięcie skuteczne mierzone przy pomocy woltomierza.

9. Indukcja elektromagnetyczna Faradaya, indukcja wzajemna

Opis użyteczny do zrozumienia ćwiczenia nr 26 oraz innych.

Jeśli dwa obwody elektryczne umieścimy dostatecznie blisko siebie, to pole magnetyczne wytworzone przez przepływ prądu o zmiennym natężeniu w pierwszym obwodzie indukuje napięcie w drugim obwodzie. Zgodnie z prawem Biota-Savarta-Laplace'a:

$$d\vec{B} = \frac{\mu\, I}{4\,\pi\, r^3}(d\vec{l} \times \vec{r}) \tag{9.1}$$

gdzie: μ – przenikalnośc magnetyczna ośrodka, I prąd płynący przez przeodnik, dl element długości przewodnika (traktowany jako wektor o kierunku zgodnym z kierunkiem przepływu prądu), r – odlełość od wektora dl do punktu w któym wyznaczamy wartość przyczynku do indukcji magnetycznej dB pochodzącą od elementu dl.

Indukcja B pola magnetycznego, wytworzonego przez pierwszy obwód w danym punkcie przestrzeni jest proporcjonalna do natężenia prądu I płynącego w tym obwodzie. Z tego powodu strumień pola magnetycznego przechodzący przez drugi obwód będzie proporcjonalny do natężenia prądu w pierwszym obwodzie. Współczynnik proporcjonalności zależy od rozmiarów, kształtów i wzajemnego położenia obwodów oraz od bezwzględnej przenikalności magnetycznej μ ośrodka otaczającego obwody. Słuszne jest więc ogólna zależność:

$$\Phi_{B2} = L_{21} I_1 \tag{9.2}$$

gdzie:

- Φ_{B2} strumień indukcji pola magnetycznego B przepływający przez drugi obwód,
- L_{21} współczynnik indukcyjności wzajemnej obwodu drugiego względem pierwszego obwodu,
- I_1 prąd płynący w obwodzie pierwszym.

Napięcie indukowane w obwodzie drugim, zwane siłą elektromotoryczną E_2 obliczamy z prawa indukcji Faraday'a:

$$E = -\frac{d\Phi}{dt} \tag{9.3}$$

W naszym przypadku otrzymujemy:

$$E_2 = -\frac{d\Phi_{B2}}{dt} = -L_{21}\frac{dI_1}{dt} \tag{9.4}$$

co oznacza, że napięcie indukowane w drugim obwodzie E_2 jest proporcjonalne do szybkości zmian prądu w obwodzie pierwszym, a współczynnik L_{21} stanowi stałą proporcjonalności.
Ze wzoru (9.4) wynika, że indukcyjność wzajemna wynosi 1 Henr (1 H), gdy w obwodzie drugim indukuje się napięcie 1 V w wyniku zmian prądu w obwodzie pierwszym z szybkością 1 A na sekundę.

Można rozpatrzyć sytuację odwrotną do opisanej równaniem (9.2), gdy prąd płynący w obwodzie drugim wywołuje pole magnetyczne działające na obwód pierwszy:

$$\Phi_{B1} = L_{12} I_2 \tag{9.5}$$

gdzie:

Φ_{B12} – strumień indukcji pola magnetycznego B przepływający przez obwód pierwszy,

L_{12} – współczynnik indukcyjności wzajemnej obwodu pierwszego względem obwodu drugiego,

I_2 – prąd płynący w obwodzie drugim.

Siła elektromotoryczna E_1 w tym obwodzie wyraża się wzorem:

$$\mathrm{E}_1 = -\mathrm{L}_{12}\frac{\mathrm{dI}_2}{\mathrm{dt}} \tag{9.6}$$

Można udowodnić, że obie indukcyjności wzajemne w próżni (a także i w powietrzu) są sobie równe (jest to tzw. reguła wzajemności) i oznaczyć $L_{21} = L_{12} = L$.

W ćwiczeniu duża cewka stanowi obwód pierwotny (wytwarzający w jej wnętrzu jednorodne pole magnetyczne), natomiast mała cewka (w zestawie 7 do wyboru) wkłądana do kanału cewki dużej to obwód wtórny. Strumień indukcji magnetycznej przepływający przez małą cewkę w warunkach doświadczenia wynosi:

$$\Phi = B \cdot S \cdot n \tag{9.7}$$

gdzie:

S – pole przekroju jednego zwoju w cewce małej (obwód wtórny),

n – ilość zwoi cewki małej (obwód wtórny),

B – wartość indukcji magnetycznej wytworzonej przez cewkę dużą (obwód pierwotny) w jej wnętrzu.

Wartość indukcji magnetycznej wytworzonej przez dużą cewkę wyraża się teoretycznym wzorem:

$$B = \mu\frac{N}{l}I \tag{9.8}$$

gdy duża cewka posiada N zwoi na długości l i płynie przez nią prąd o natężeniu I.

Podstawiając wyrażenie (9.8) do wzoru (9.7) otrzymujemy:

$$\Phi = \mu\, S\, n\frac{N}{l}I \tag{9.9}$$

Dla zmiennego w czasie prądu I płynącego w dużej cewce zgodnie z (9.3) w małej cewce zaindukuje się napięcie o wartości:

$$E = -\,\mu\, S\, n\frac{N}{l}\frac{dI}{dt} \tag{9.10}$$

Porównując to wyrażenie ze wzorem (9.6) otrzymujemy teoretyczny wzór na współczynnik indukcji wzajemnej doświadczalnego układu cewek:

$$\mathrm{L} = \mu S n\frac{N}{l} \tag{9.11}$$

Dysponujemy generatorem funkcyjnym, generującym prąd

$$I(t) = I_o \cdot \sin(\omega \cdot t) \tag{9.12}$$

więc siła elektromotoryczna (SEM) indukowana w małej cewce też będzie się zmieniać sinusoidalnie z tą samą częstością $\omega = 2\pi f$ zgodnie z zależnością

$$\mathrm{E} = -(L \cdot \omega \cdot I_o) \cdot \cos(\omega \cdot t) = -E_o \cdot \cos(\omega \cdot t) \tag{9.13}$$

Nie możemy zmierzyć bezpośrednio amplitud E_o i I_o. Mierniki (amperomierz i woltomierz) mierzą wartości skuteczne: $I_s = \frac{I_o}{\sqrt{2}}$; $E_s = \frac{E_o}{\sqrt{2}}$. Uwzględniając te zależności wzór (9.13) przyjmie postać:

$$\mathrm{E}_s = \mathrm{L}\, \mathrm{I}_\mathrm{s}\, \omega \tag{9.14}$$

wiążącą wielkości mierzalne z wyznaczanym współczynnikiem indukcyjności wzajemnej *L*.

Jednostką indukcyjności wzajemnej w układzie SI jest Henr $\left[\frac{V \cdot s}{A}\right]$.

Zależność (9.14) jest teoretycznie spełniona dla każdej wartości $\mathrm{E}_s, \mathrm{I}_\mathrm{s}, \omega$ mierzonej w ćwiczeniu. Oznacza to, że znając te trzy wielkości można wyznaczyć współczynnik indukcyjności wzajemnej cewek:

$$\mathrm{L} = \frac{\mathrm{E}_s}{\mathrm{I}_\mathrm{s}\, \omega} = \frac{\mathrm{E}_s}{\mathrm{I}_\mathrm{s}\, 2\pi f} \tag{9.15}$$

gdzie *f* jest częstotliwością zmian prądu I_s w uzwojeniu pierwotnym.

Można więc dokonać pomiaru $\mathrm{E}_s(\mathrm{I}_\mathrm{s}, \omega)$ w wielu punktach i uśrednić je celem podniesienia dokładności pomiaru. Zachowując stałość jednego z parametrów $(\mathrm{I}_\mathrm{s}, \omega)$ w (9.15) liniowa zmiana drugiego z nich powinna dawać liniowy wpływ na wielkość mierzoną. Tak forma pomiaru pozwala kontrolować jego jakość. Pomiar np.10 wartości $\mathrm{E}_f = \mathrm{E}_s(\mathrm{I}_\mathrm{s}, \omega = \mathrm{const})$ lub $\mathrm{E}_I = \mathrm{E}_s(\mathrm{I}_\mathrm{s} = \mathrm{const}, \omega)$ jest lepszym rozwiazaniem niż np. pomiar 10 dowolnych wartości $\mathrm{E}_I = \mathrm{E}_s(\mathrm{I}_\mathrm{s}, \omega)$.

10. Indukcja elektromagnetyczna Faradaya, indukcja własna

Opis użyteczny do zrozumienia ćwiczenia nr 26 oraz innych.

Jeśli mamy nawet jeden obwód elektryczny (oczko, pętlę) i płynie w nim prąd, to wytwarza on wokół siebie pole magnetyczne. W tym przypadku obwód znajduje się w wytworzonym przez siebie polu magnetycznym. Podobnie jak w przypadku indukcji wzajemnej można stwierdzić, że strumień indukcji magnetycznej Φ_B jest wprost proporcjonalny do natężenia prądu I:

$$\Phi_B = L \cdot I \tag{10.1}$$

gdzie L nazywamy *w*spółczynnikiem indukcyjności własnej obwodu lub jego indukcyjnością.

Indukcyjność własna obwodu zależy od rozmiarów i kształtu obwodu oraz od przenikalności magnetycznej ośrodka. Jednostką indukcyjności własnej w układzie SI, tak jak indukcyjności wzajemnej jest Henr. Gdy prąd płynący przez dany obwód będzie się zmieniał, to w tym obwodzie indukuje się napięcie:

$$E = -L \cdot \frac{dI}{dt} \tag{10.2}$$

Znak minus we wzorze (10.2) wyraża fakt indukowania się napięcia w takim kierunku, aby przeciwstawić się narzuconym z zewnątrz zmianom strumienia magnetycznego (jest to tzw. reguła przekory Lenza).

Obliczymy indukcyjność własną długiego solenoidu (cewki) o liczbie zwojów N, długości l oraz polu powierzchni przekroju poprzecznego S, wypełnionego materiałem o bezwzględnej przenikalności magnetycznej μ. Przyjmijmy, że przez solenoid płynie prąd o natężeniu I. Indukcja pola magnetycznego wewnątrz solenoidu wyraża się zgodnie następująco:

$$B = \mu \frac{N}{l} I \tag{10.3}$$

Całkowity strumień Φ_B pola magnetycznego przepływający przez powierzchnie wszystkich zwojów solenoidu wynosi:

$$\Phi_B = N \cdot B \cdot S \tag{10.4}$$

a po podstawieniu wyrażenia (10.3) do (10.4) otrzymuje się:

$$\Phi_B = \frac{\mu N^2 S I}{l} \tag{10.5}$$

Porównując wzór (10.5) ze wzorem (10.2) otrzymujemy następujące teoretyczne wyrażenie dla indukcyjności własnej długiego solenoidu:

$$L = \frac{\mu N^2 S}{l} \tag{10.6}$$

Wartości tego parametru zazwyczaj umieszczane są na solenoidach (cewkach).

11. Składowa pozioma ziemskiego pola magnetycznego

Opis użyteczny do zrozumienia ćwiczenia nr 38 oraz innych.

Składową poziomą indukcji ziemskiego pola magnetycznego można wyznaczyć porównując ją z indukcją magnetyczną pola wytworzonego podczas przepływu prądu elektrycznego przez przewód kołowy. Do detekcji pola magnetycznego wykorzystuje się igłę magnetycznej. Wartość indukcji magnetycznej $\vec{B}$ wytworzonej przez przewód kołowy o promieniu R, przez który płynie prąd o natężeniu I, można wyznaczyć w jego geometrycznym środku korzystając z prawa Biota – Savarta – Laplace'a:

$$\Delta\vec{B} = \frac{\mu_o}{4\pi} \cdot \frac{I \cdot (\Delta\vec{l} \times \vec{r})}{r^3} \tag{11.1}$$

W postaci skalarnej wyrażenie (11.1) można zapisać jako:

$$\Delta B = \frac{\mu_o}{4\pi} \cdot \frac{I \cdot \Delta l}{r^2} \cdot \sin\alpha \tag{11.2}$$

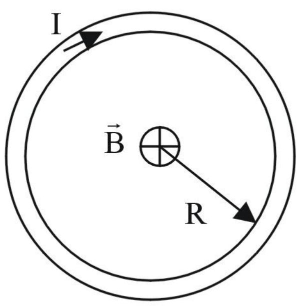
gdzie: r – odległość od elementu z prądem Δl do punktu, w którym wyznaczamy pole,
α – kąt pomiędzy promieniem wodzącym r a elementem Δl,
μ_0 – przenikalność magnetyczna próżni.

W rozważanym przypadku pola w środku kołowego przewodnika promień wodzący jest równy promieniowi obwodu R, a kąt α wynosi $\pi/2$, co prowadzi do wyrażenia:

$$\Delta B = \frac{\mu_o}{4\pi} \cdot \frac{I \cdot \Delta l}{R^2} \tag{11.3}$$

Kierunek wektora indukcji magnetycznej jest prostopadły do płaszczyzny, w której leży obwód, a jego zwrot określony regułą śruby prawoskrętnej (rysunek 11.1). Wypadkowa indukcja magnetyczna wytwarzana przez cały kołowy przewodnik może być wyznaczona jako całka z wyrażenia (11.3) obliczona po całej długości przewodnika:

$$B = \frac{\mu_o \cdot I}{4\pi \cdot R^2} \int_0^{2\pi R} dl = \frac{\mu_o \cdot I}{2 \cdot R} \tag{11.4}$$

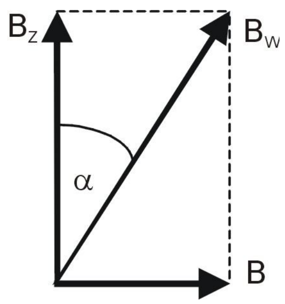


Rys. 11.1. Kierunek indukcji pola magnetycznego wytworzonej przez kołowy przewód z prądem w jego środku.

Jeżeli obwód składa się z N przewodów kołowych, których rozmiary można zaniedbać w stosunku do R, to wypadkowa indukcja magnetyczna jest równa:

$$B = N\frac{\mu_o I}{2 \cdot R} \tag{11.5}$$

Obecność pola magnetycznego można wykazać za pomocą igły magnetycznej, która ustawia się zgodnie z kierunkiem pola. Jeżeli rozpatrywane poprzednio uzwojenie kołowe ustawione jest pionowo i w jego środku zawieszona jest igła magnetyczna, mająca swobodę obrotu w płaszczyźnie poziomej, to podczas przepływu prądu przez uzwojenie ustawia się ona prostopadle do płaszczyzny uzwojenia. Wytworzone przez obwód kołowy przewodnika z prądem pole magnetyczne jest więc prostopadłe do płaszczyzny obwodu kołowego, a jego zwrot można określić regułą śruby prawoskrętnej. Jeżeli jednocześnie igła magnetyczna poddana zostaje działaniu jeszcze jednego poziomego pola magnetycznego np. składowej poziomej pola magnetycznego Ziemi B_z, które posiada kierunek odmienny od kierunku pola magnetycznego wytworzonego przez uzwojenie, wówczas igła ustawi się wzdłuż linii sił pola wypadkowego. W celu porównania obu pól, wspomniane pola ustawia się prostopadle względem siebie. Igła ustawia się wówczas wzdłuż przekątnej prostokąta, którego boki są wektorami tych pól (rys. 11.2).



Rys. 11.2. Suma wektorowa $\vec{B}_W$ pól $\vec{B}$ i $\vec{B}_z$.

Znając indukcję pola magnetycznego $\vec{B}$ wytworzonego przez uzwojenie kołowe i odczytując kąt α, jaki tworzy igła z kierunkiem pola $\vec{B}_z$, można wyznaczyć wartość indukcji pola $\vec{B}_z$:

$$B_z = \frac{B}{tg\alpha} \tag{11.6}$$

Przyrządem, który umożliwia porównanie indukcji tych dwóch pól magnetycznych jest busola stycznych albo busola tangensów.

12. Prawa Kirchoffa

*Opis użyteczny do zrozumienia ćwiczeń nr 11, 13, 14, 15, 16, **21**, 24, 37, 39 oraz innych.*

Obwód RLC bez źródła

Rozważmy połączony szeregowo obwód elektryczny składający się z kondensatora, rezystora i cewki. Utworzone zostało w ten sposób oczko obwodu elektrycznego. Na kondensatorze C został zgromadzony ładunek q, a prąd płynący w obwodzie jest równy zeru. Następuje kondensator rozładowuje się i zaczyna płynąć prąd określony zależnością:

$$i = \frac{dq(t)}{dt} \tag{12.1}$$

Energia pola elektrycznego E_c zgromadzona w kondensatorze zależy od zgromadzonego w nim ładunku:

$$E_C = \frac{q^2}{2C} \tag{12.2}$$

Wraz z rozładowaniem kondensatora energia ta maleje, wzrasta natomiast energia pola magnetycznego E_L gromadzona w cewce o indukcyjności L:

$$E_L = \frac{L \cdot i^2}{2} \tag{12.3}$$

W rezultacie pole elektryczne maleje, pole magnetyczne wzrasta, a energia zawarta w polu elektrycznym kondensatora zamienia się na energię pola magnetycznego cewki. W procesie tym przez opornik R przepływa prąd $i(t)$ wydzielając na nim ciepło Joule'a. Następuje więc zamiana części energii na ciepło w ilości:

$$E_J = \frac{R \cdot i^2}{2} \tag{12.4}$$

Jeden pełny cykl zaczynający się np. od chwili podłączenia do obwodu RLC naładowanego kondensatora zawiera rozładowanie kondensatora, naładowanie ładunkiem o przeciwnym znaku, ponowne rozładowanie i naładowanie do pierwotnego stanu. Jeśli $R \neq 0$ nastąpi strata energii cieplnej i układ nie wróci do pierwotnego stanu. Cykl zamknie się w momencie uzyskania maksymalnej wartości ładunku na kondensatorze, ale mniejszej od początkowej. Dla $R = 0$ układ jest bezstratny i istnieje pełna analogia opisu zjawiska do drgań swobodnych wahadła matematycznego.

Aby opisać zmiany prądu $i(t)$ w obwodzie RLC zostanie zastosowane II prawo Kirchhoffa, które mówi, że suma spadków napięć w oczku obwodu elektrycznego jest równa zeru.

Z prawa Ohma wiemy, że spadek napięcia na oporniku R jest równy:

$$U_R(t) = i(t) \cdot R \tag{12.5}$$

Napięcie na kondensatorze wyraża się zależnością:

$$U_C(t) = \frac{1}{C}\int_0^t i(t)dt \tag{12.6}$$

Zgodnie z prawem Faraday'a w cewce pod wpływem zmiennego w czasie prądu $i(t)$ indukuje się siła elektromotoryczna U_L:

$$U_L = -L\frac{di(t)}{dt} \tag{12.7}$$

Dla obwodu korzystając z II prawa Kirchhoffa $U_L(t) = U_R(t) + U_C(t)$ otrzymuje się:

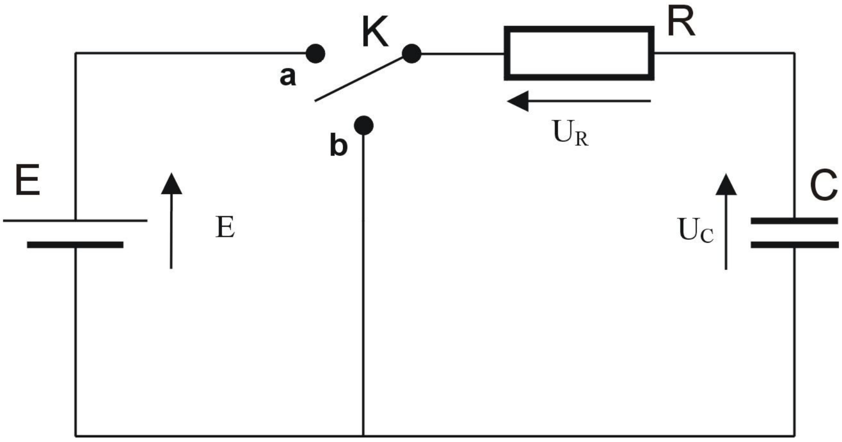
$$-L\frac{di(t)}{dt} = i(t)\cdot R + \frac{1}{C}\int_0^t i(t)\cdot dt \tag{12.8}$$

Po uwzględnieniu zależności (12.1) równanie (12.8) przyjmie postać:

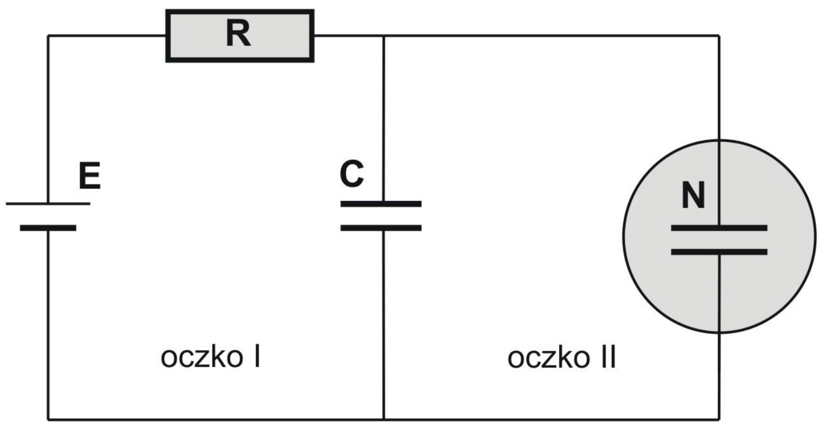
$$L\frac{d^2q}{dt^2} + R\frac{dq}{dt} + \frac{1}{C}q = 0 \tag{12.9}$$

<u>Obwód RC z źródłem</u>

Dla przedstawienia praw Kirchoffa poddano analizie obwód RC przedstawiony na rysunku 12.1. Po przełączeniu klucza K do pozycji **a** nastąpi ładowanie kondensatora *C* przez rezystor *R,* a w pozycję **b** jego rozładowanie.



Rys. 12.1. Obwód RC.



Rys. 12.2. Analizowane oczka obwodu: I - obwód ładowania kondensatora, II - obwód rozładowania kondensatora.

Dla rozpatrzenia procesu ładowania poddano analizie obwód RC przedstawiony na rysunku 12.1. Po przełączeniu klucza K do pozycji **a** nastąpi ładowanie kondensatora *C* przez rezystor *R*. W celu obliczenia zmiany w czasie ładunku *Q* zgromadzonego na kondensatorze i natężenia prądu *I* płynącego przez obwód należy skorzystać z drugiego prawa Kirchhoffa dla rozpatrywanego oczka:

$$E - U_R - U_C = 0 \tag{12.10}$$

stąd:

$$E - IR - \frac{Q}{C} = 0 \tag{12.11}$$

Po rozwiązaniu równań otrzymujemy, że napięcie na rozładowywanym kondensatorze maleje w czasie zgodnie z zależnością:

$$U(t) = \frac{Q}{C} = E\exp\left[-\frac{t}{RC}\right] \tag{12.12}$$

Postępując analogicznie dla procesu ładowania otrzymamy z drugiego prawa Kirchhoffa dla rozpatrywanego oczka:

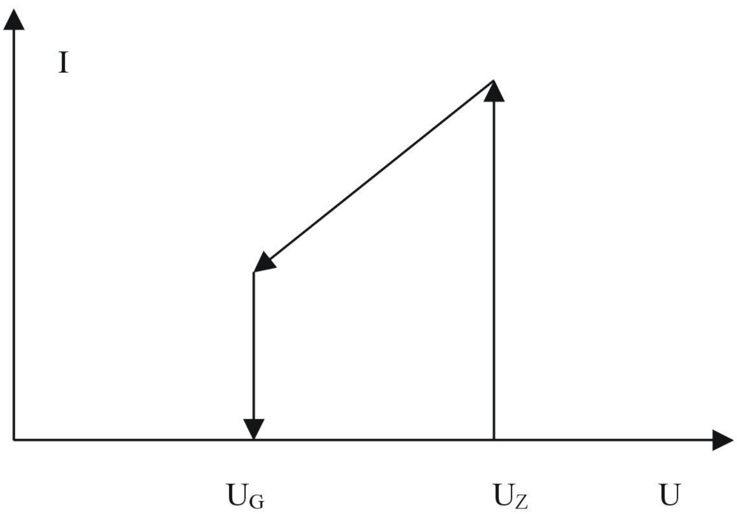
$$U_R + U_C = 0 \tag{12.13}$$

Stąd napięcie na ładowanym kondensatorze odpowiednio:

$$U(t) = \frac{Q}{C} = E\left(1 - \exp\left[-\frac{t}{RC}\right]\right) \tag{12.14}$$

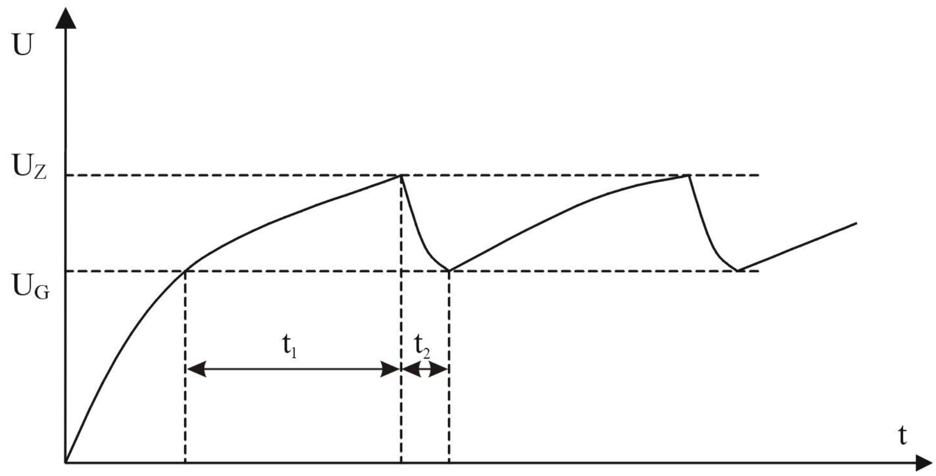
W czasie $t = RC$ ładunek na kondensatorze zmniejsza się do $1/e$ (czyli około 37%) wartości ładunku początkowego. Podczas rozładowania prąd w obwodzie *RC* płynie w kierunku przeciwnym niż przy ładowaniu kondensatora. Cyklicznie przełączając klucz K w omówionym obwodzie *RC* (rys. 12.1) można otrzymać drgania polegające na przemiennym wzroście i spadku napięcia na kondensatorze *C* związanych z jego kolejno następującym po sobie ładowaniem i rozładowaniem.

Funkcję klucza K może spełniać lampa neonowa zwana również neonówką. Jest to bańka szklana wypełniona gazem, najczęściej neonem pod ciśnieniem około 3 hPa. Jej dwie elektrody metalowe pokryte są warstwą metalu (np. baru) łatwo emitującego elektrony. Jeżeli do elektrod przyłożymy niewielkie napięcie, to mimo obecności pewnej ilości jonów neonu wytworzonych przez promieniowanie otoczenia prąd nie popłynie ze względu na złe przewodnictwo gazu. Jony te mogą spowodować wyzwalanie elektronów z katody, które następnie poruszają się w kierunku anody wywołując narastającą lawinowo jonizację. Po przekroczeniu wartości napięcia zapłonu U_Z potrzebnej do spowodowania jonizacji lawinowej przez lampę popłynie prąd o natężeniu ograniczonym tylko rezystancją zewnętrzną, gdyż rezystancja wewnętrzna neonówki w czasie jarzenia jest bardzo mała. Gdy napięcie na elektrodach spadnie poniżej wartości napięcia gaszenia U_G, to jonizacja lawinowa nie rozwija się i lampa znowu staje się doskonałym izolatorem. Przepływowi prądu przez neonówkę towarzyszy świecenie. Ze względu na małą odległość elektrod nie występuje cały obraz wyładowania, lecz tylko warstwa katodowa świecąca na powierzchni. Na rysunku 12.3 przedstawiono charakterystykę prądowo - napięciową neonówki.



Rys. 12.3. Charakterystyka prądowo-napięciowa neonówki.

Drgania otrzymane w takim obwodzie nazywamy relaksacyjnymi. Kondensator C ładuje się ze źródła prądu stałego przez rezystor R o dużej rezystancji. Napięcie na jego okładkach narasta w sposób wykładniczy według równania (12.14). Jeżeli osiągnie ono wartość U_Z, to połączona równolegle do okładek kondensatora neonówka N zapala się i płynie przez nią prąd rozładowania kondensatora. Napięcie U maleje według równania (12.12). Rozładowanie kończy się z chwilą, gdy napięcie spada do wartości U_G, po czym ponownie wzrasta. Proces ten powtarza się cyklicznie i otrzymujemy drgania pokazane na rysunku 12.4.



Rys. 12.4. Wykres drgań relaksacyjnych.

Czas t_1 narastania napięcia na kondensatorze od wartości U_G do wartości U_Z jest znacznie dłuższy od czasu t_2 jego opadania od wartości U_Z do U_G, ponieważ stała czasowa obwodu I (ładowania kondensatora) jest znacznie większa od stałej czasowej obwodu II (rozładowania kondensatora). Decyduje o tym wartość rezystancji R, która jest znacznie większa od rezystancji wewnętrznej neonówki. Korzystając z zależności (12.12) i (12.14) można wyznaczyć czasy t_1 i t_2:

$$t_1 = RC \ln \frac{E - U_G}{E - U_Z} \tag{12.14}$$

$$t_2 = R_N C \ln \frac{U_Z}{U_G} \tag{12.15}$$

gdzie R_N jest rezystancją neonówki.

Okres drgań relaksacyjnych jest równy $T = t_1 + t_2$. Z powodu zależności $t_1 >> t_2$ można przyjąć, że $T = t_1$, a zatem:

$$T = RC \ln \frac{E - U_G}{E - U_Z} \tag{12.16}$$