

# 33 - SIŁA ELEKTRODYNAMICZNA

## Instrukcja do ćwiczeń wirtualnych w Laboratorium Fizyki I teren południowy

Celem ćwiczenia jest wyznaczenie wartości wektora indukcji magnetycznej przy ustalonej wartości prądu płynącego przez elektromagnes oraz zbadanie charakterystyki  $B(I)$  dla zastosowanej cewki.

### 1. WSTĘP TEORETYCZNY

#### 1.1 Siła Lorentza

Na ładunek  $q$  w polu magnetycznym działa siła zwaną **siłą Lorentza**:

$$\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B}),$$

gdzie  $\vec{v}$  jest prędkością ładunku, a  $\vec{B}$  indukcją pola magnetycznego. Z własności iloczynu wektorowego wynika, że wektor siły jest prostopadły do płaszczyzny wyznaczonej przez wektory  $\vec{v} \times \vec{B}$ , a jego zwrot wyznacza reguła śruby prawoskrętnej. Wartość siły Lorentza wynosi:

$$F = qvB \sin \angle(\vec{v}, \vec{B})$$

Jak łatwo zauważyć, pole magnetyczne nie działa na ładunek elektryczny wówczas, gdy ładunek nie porusza się ( $v = 0$ ) lub gdy porusza się w kierunku linii indukcji pola magnetycznego (wtedy sinus kąta między wektorami  $\vec{v}$  i  $\vec{B}$  równa się zero). Siła działająca na ładunek będzie miała wartość największą, gdy kierunek wektora prędkości będzie prostopadły do linii indukcji magnetycznej  $\vec{B}$ . Tak więc, tor ruchu po jakim się porusza ładunek (po prostej, okręgu lub krzywej śrubowej) zależy od tego, jak skierowany jest wektor prędkości względem kierunku wektora indukcji magnetycznej. Należy zauważyć, że siła Lorentza jest zawsze skierowana prostopadle do kierunku ruchu ładunku, co powoduje, że (dla stałego pola magnetycznego) **praca wykonana przez tę siłę nad ładunkiem wynosi zero**. Dla elementu toru ładunku o długości  $dL$  praca ta,  $dW$  wynosi  $\vec{F} \cdot d\vec{L}$  i jest równa zero, ponieważ wektory  $\vec{F}$  i  $d\vec{L}$  są zawsze prostopadłe. Z tego powodu stałe pole magnetyczne **nie może zmienić energii kinetycznej** poruszającego się ładunku, a zatem i wartości prędkości; może tylko zmienić kierunek jego ruchu.

Na ładunek  $q$  w polu elektrycznym o natężeniu  $\vec{E}$  działa siła:

$$\vec{F} = q\vec{E},$$

której wartość, w przeciwieństwie do pola magnetycznego, **nie zależy** od prędkości poruszającego się ładunku.

Całkowita siła działająca na ładunek znajdujący się jednocześnie w polach elektrycznym i magnetycznym jest sumą wektorową sił od pola elektrycznego i magnetycznego i wyraża się wzorem:

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

**Rozpatrzmy szczególny przypadek, gdy elektron wlatuje z prędkością  $\vec{v}$  do obszaru, w którym działa pole magnetyczne o kierunku linii indukcji  $\vec{B}$  równoległym do osi OZ i prostopadłym do wektora prędkości.**

Z definicji siły Lorentza (1) i (2) wynika, że siła działająca na cząstkę leży na płaszczyźnie XY i jej wartość wynosi  $qvB \sin(\pi/2)$ . Ponieważ przyspieszenie styczne do toru cząstki jest równe zero, to wektor prędkości ma stałą wartość. Ruch może odbywać się tylko w płaszczyźnie XY i siła będzie zawsze prostopadła do kierunku ruchu. Również przyspieszenie cząstki  $\vec{a} = \vec{F}/m$  ma stałą wartość i jest skierowane prostopadle do prędkości.

Ruchem o takich własnościach jest **ruch jednostajny po okręgu**, w którym siła Lorentza jest zarazem siłą dośrodkową:

$$qvB = \frac{mv^2}{r},$$

gdzie  $r$  – jest promieniem okręgu, po którym porusza się cząstka. Łatwo z ostatniego wzoru obliczyć ten promień:

$$r = \frac{mv}{qB}.$$

Można też obliczyć czas zataczania jednego okręgu przez poruszający się ładunek, czyli tak zwany **okres obiegu**:

$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi mv}{qvB} = \frac{2\pi m}{qB}.$$

Czas ten **nie zależy od prędkości ładunku**, a tylko od wartości pola magnetycznego i stosunku masy cząstki do jej ładunku. Powyższa cecha ruchu ładunków w polu magnetycznym oraz ich zachowanie w polu elektrycznym zostały wykorzystane przy budowie wielu przyrządów pomiarowych, takich jak np. spektrometry masowe, komory pęcherzykowe, cyklotrony, itp.

**Rozpatrzmy bardziej ogólny przypadek**, gdy kierunek prędkości elektronu tworzy z kierunkiem wektora indukcji pola magnetycznego kąt  $\alpha$ . Wektor prędkości  $\vec{v}$  rozkładamy na dwie składowe: prostopadłą  $v_{\perp} = v \sin \alpha$  i równoległą  $v_{\parallel} = v \cos \alpha$  do wektora indukcji magnetycznej. **Zgodnie z zasadą niezależności ruchów, ruch w każdym z kierunków rozpatrujemy osobno.** W kierunku prostopadłym do kierunku linii sił pól elektrycznego i magnetycznego na elektron działa siła Lorentza równa:

$$F = qvB \sin \alpha = qv_{\perp}B$$

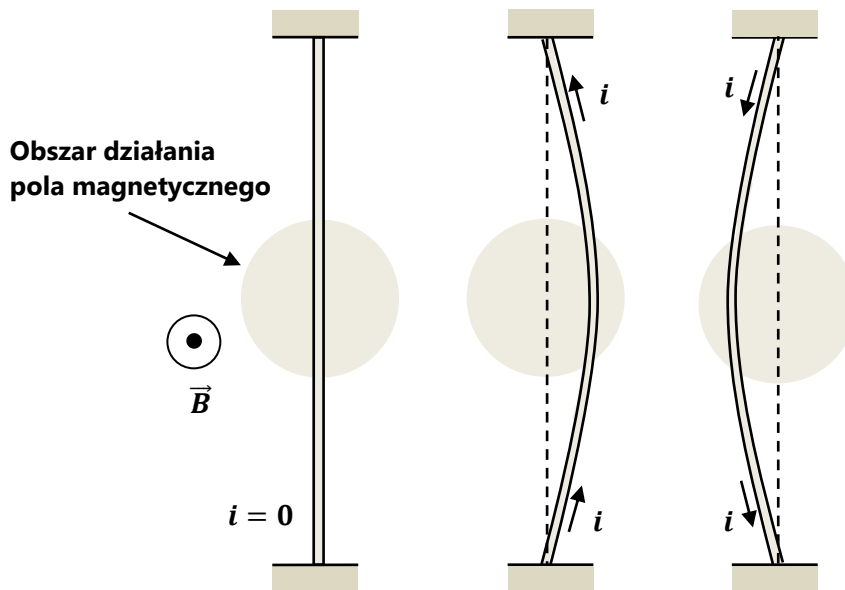
Zgodnie z wcześniejszymi rozważaniami ruch w tej płaszczyźnie (prostopadłej do kierunku linii sił pól elektrycznego i magnetycznego) będzie ruchem po okręgu o promieniu wyliczonym ze wzoru:

$$r = \frac{mv_{\perp}}{qB}.$$

Natomiast w kierunku równoległym (wzdłuż linii indukcji) na cząstkę poruszającą się w tym kierunku z prędkością  $v_{\parallel}$  nie działa siła od pola magnetycznego. Dlatego też ładunek porusza się w tym kierunku ze stałą prędkością  $v_{\parallel} = v \cos \alpha$  (składowa siły Lorentza wzdłuż tego kierunku jest równa zeru), a złożenie ruchów w obu kierunkach dawałoby w efekcie ruch elektronu po linii śrubowej o stałym skoku.

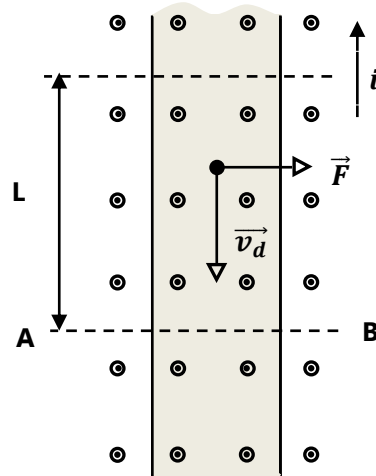
## 1.2 Siła elektrodynamiczna

Powyższe rozważania opisywały działanie pola magnetycznego na poruszające się pojedyncze ładunki. Jeśli założymy, że prąd elektryczny jest uporządkowanym ruchem elektronów poruszających się wewnątrz przewodu, to jeśli przewód z prądem umieścimy w polu magnetycznym prostopadłym do kierunku przepływu prądu to na wszystkie ładunki zadziała siła Lorentza w kierunku prostopadłym do kierunku przepływu prądu. Siła ta musi się przenieść na sam przewód, bo przecież elektrony tworzące prąd nie mogą wydostać się z przewodu.



**Rys.1. Giętki przewód przechodzi przez kołowy obszar pola magnetycznego (zaznaczony kolorem szarym). a) przez przewód prąd nie płynie, b) i c) prąd płynie w kierunku zgodnym ze strzałką.**

Na rysunkach 1 przedstawiono pionowy przewód umocowany na obu końcach, który przechodzi przez poziome pole magnetyczne wytwarzane przez nabiegunki magnesu. Pole magnetyczne skierowane jest przed płaszczyznę rysunku. Przez przewód na rysunku 1a prąd nie płynie ( $i = 0$ ), więc nic się z nim nie dzieje. Na rysunku 1b niezerowy prąd  $i$  płynie do góry, a przewód wygina się w prawą stronę. Na rysunku 1c taki sam prąd płynie do dołu, a przewód wygina się w lewą stronę.



**Rys.2. Powiększenie fragmentu przewodu z rys.1 znajdującego się w polu magnetycznym. Kierunek przepływu prądu do góry, co oznacza ruch elektronów do dołu.**

Na rysunku 2, na przykładzie pojedynczego elektronu, przedstawiono co dzieje się wewnątrz przewodu pokazanego na rysunku 1. Elektron porusza się do dołu z prędkością dryfu  $v_d$ . W polu magnetycznym o indukcji  $B$  działa na niego (oraz na każdy inny) siła  $e v_d B$ . Z definicji siły Lorentza wynika, że musi być ona skierowana na prawo. Tak więc na przewód jako całość zadziała siła w kierunku na prawo, tak jak pokazano na rysunku 1b. Jeśli na rysunku zmienilibyśmy zwrot indukcji pola magnetycznego **lub** kierunek przepływu prądu, to nastąpiłaby zmiana zwrotu siły działającej na przewód. Należy jeszcze zauważyć, że zwrot siły jest niezależny od tego, czy rozpatruje się ruch ładunków ujemnych do dołu, czy ładunków dodatnich do góry.

Rozpatrzmy odcinek przewodu o długości  $L$ . Wszystkie elektrony tworzące prąd elektryczny w tej części przewodu przepłyną przez płaszczyznę AB w czasie  $t = L/v_d$ . Czyli w tym czasie, przez tę płaszczyznę przepłynie ładunek:

$$q = it = i \frac{L}{v_d}.$$

Podstawiając tę wartość do wzoru na siłę Lorentza otrzymuje się wzór na **siłę elektrodynamiczną**:

$$F = qv_d B \sin \alpha = \frac{iL}{v_d} v_d B \sin 90^\circ$$

$$F = iLB.$$

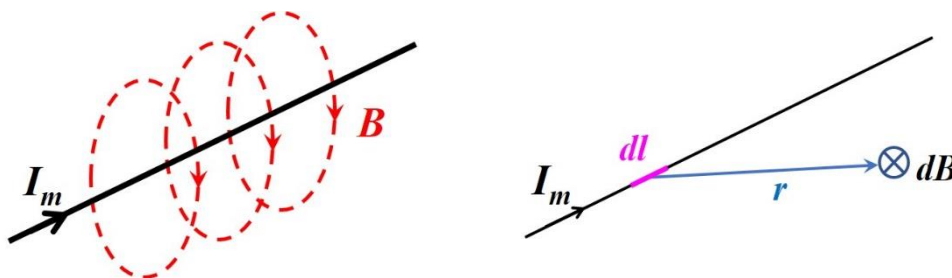
Jeśli pole magnetyczne **nie jest** prostopadłe do przewodu, to siła elektrodynamiczna jest dana ogólnym wzorem

$$\vec{F} = i\vec{L} \times \vec{B}.$$

$\vec{L}$  jest wektorem długości przewodu o wartości  $L$  skierowanym wzdłuż przewodu o zwrocie zgodnym z kierunkiem przepływu prądu (**należy pamiętać, że natężenie prądu  $i$  jest skalar!**).

### 1.3 Wytwarzanie pola magnetycznego

Pole magnetyczne otacza każdy przewodnik przez który płynie prąd. Jest to pole wirowe (rysunek 3a).



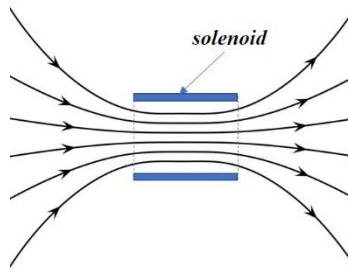
**Rys.3. Pole magnetyczne wytwarzane przez przewodnik z prądem a) pole wokół przewodnika b) pole utworzone przez niewielki odcinek przewodnika**

Wielkość pola  $dB$  utworzonego przez odcinek przewodu o niewielkiej długości  $dl$  przez który płynie prąd  $I_m$  w punkcie wskazywanym przez koniec wektora  $\vec{r}$  poprowadzonego od tego odcinka  $dl$  (rysunek 3b) dana jest **prawem Biota-Savarta**:

$$\vec{dB} = \frac{\mu_r \mu_0 I_m}{4\pi} \frac{d\vec{l} \times \vec{r}}{|\vec{r}|^3}$$

W powyższym wzorze  $\mu_0$  jest przenikalnością magnetyczną próżni a  $\mu_r$  względna przenikalnością magnetyczną ośrodka, w którym powstaje pole.

Oczywiście, pole utworzone przez niewielki odcinek przewodu jest również niewielkie. Dla celów praktycznych najwygodniejsze jest ułożenie wielu takich odcinków w zwój, a nawet wiele zwojów. W ten sposób powstaje **solenoid** (cewka, elektromagnes), którego pole magnetyczne może być znacznie większe. Niestety, pole utworzone przez solenoid posiada ograniczony stopień jednorodności, zwłaszcza na zewnątrz, gdzie jest silnie rozbieżne (rysunek 4).



**Rys.4. Linie pola magnetycznego wytwarzanego przez solenoid**

Wewnątrz solenoidu pole jest dość jednorodne. Jego wielkość jest proporcjonalna do natężenia prądu  $I_m$  płynącego przez przewodnik tworzący ten solenoid, proporcjonalna do liczby zwojów i odwrotnie proporcjonalna do długości solenoidu. Dużo mniej jednorodne jest jednak pole na zewnątrz.

Dla polepszenia tej jednorodności często stosuje się układ dwóch współosiowych solenoidów ustawionych blisko siebie. Wówczas w szczelinie pomiędzy nimi pole jest praktycznie tak samo jednorodne, jak wewnątrz. Ogółem można zapisać:

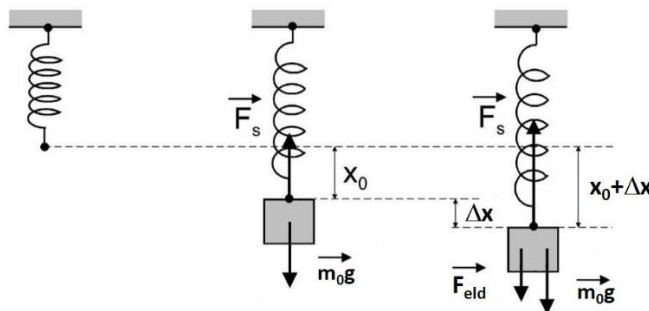
$$B = k \cdot I_m$$

przy czym wartość współczynnika  $k$  zależy od parametrów cewek i w pewnym stopniu od geometrii układu oraz miejsca pomiaru pola magnetycznego. Im bliżej osi solenoidu (lub układu dwóch solenoidów) znajduje się obiekt (na przykład drugi przewodnik z prądem) i im mniejsze ma rozmiary w porównaniu z solenoidem, tym bardziej działające na niego pole może być uznane za jednorodne. Z tego też powodu gdy zależy nam na jednorodności pola elektromagnesy osiągają duże a nawet bardzo duże rozmiary.

#### 1.4 Pomiar siły przy pomocy wagi

Ważenie przy pomocy wagi sprężynowej można symbolicznie opisać jako rozciąganie zwisającej swobodnie sprężyny o pewnej stałej sprężystości  $k_s$ . Ciężar ramki o masie  $m_0$  równy  $\overline{m_0 g}$  powoduje wydłużenie sprężyny o taką wartość  $x_0$ , że skierowana przeciwnie do wydłużenia siła sprężystości rozciągniętej sprężyny  $F_s$  będzie jej równa, dzięki czemu uzyska się stan równowagi, w którym (rysunek 5):

$$k_s \cdot x_0 = m_0 \cdot g$$



**Rys.5. Wydłużanie sprężyny pod wpływem ciężaru ramki i dodatkowej siły  $\vec{F}_{eid}$**

Jeśli jednak na ramkę będzie działała pionowo skierowana dodatkowa siła  $\vec{F}_{eid}$ , to doda się do siły ciężkości przy zwrocie w dół lub odejmie się od niej przy zwrocie do góry, co spowoduje powiększenie lub zmniejszenie wydłużenia o dodatkową wartość  $\Delta x$ , aż do uzyskania nowego stanu równowagi, w którym:

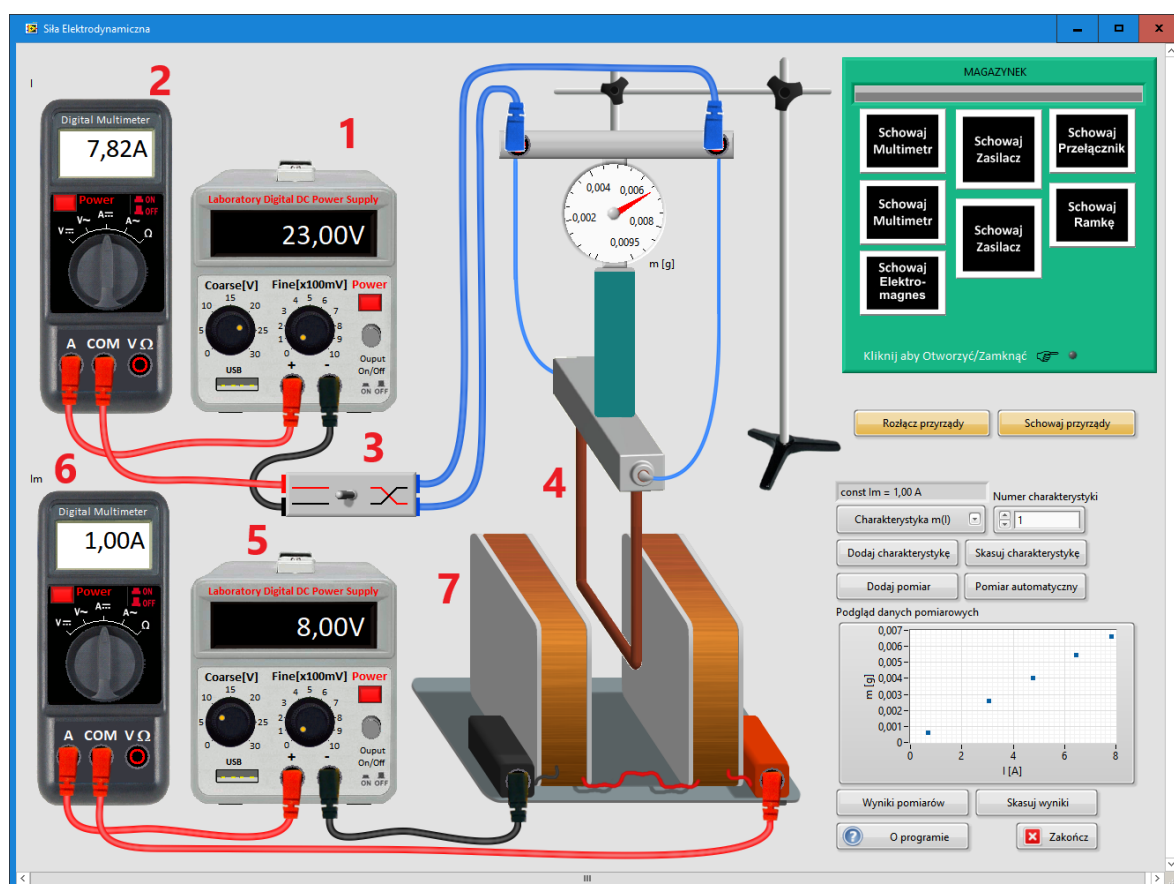
$$k_s \cdot (x_0 + \Delta x) = m_0 \cdot g + F_{eid}$$

Wielkość  $m_0 \cdot g + F_{eld}$  na wadze sprężynowej zostanie odczytana jako całkowity ciężar odpowiadający pewnej masie  $m$ , to znaczy  $m_0 \cdot g + F_{eld} = m \cdot g$ . Po odjęciu równań wyrażających dwa warunki równowagi otrzymuje się:

$$F_{eld} = (m - m_0)g = k_s \cdot \Delta x$$

W ten sposób mierząc dodatkowe wydłużenie  $\Delta x$  możemy wyznaczyć zmianę pozornej masy  $m - m_0$ , która jest bezpośrednio miarą siły elektrodynamicznej  $F_{eld}$

## 2. ZŁOŻENIE UKŁADU



**Wygląd stanowiska do pomiarów siły elektrodynamicznej**

Zrzut ekranu powyżej przedstawia zestawiony układ do symulacji eksperymentu, w którym wartość siły elektrodynamicznej mierzona jest przy pomocy wagi – jest to dodatkowy ciężar który dodaje się (lub odejmuje - zależnie od zwrotu siły) do wartości ciężaru samej ramki. Symulację realizuje aplikacja „Siła elektrodynamiczna”.

W skład zestawu pomiarowego wchodzi:

- zasilacz laboratoryjny służący do zasilania ramki z drutu (1),
- multimetr uniwersalny mierzący prąd płynący przez ramkę (2),
- przełącznik umożliwiający zmianę kierunku prądu płynącego przez ramkę (3),
- ramka z drutu powieszona na wadze i statywie (4),
- zasilacz laboratoryjny służący do zasilania elektromagnesu (5),
- multimetr uniwersalny mierzący prąd płynący w cewce elektromagnesu (6),
- elektromagnes (7).

### 3. WYKONANIE ĆWICZENIA

Pomiar charakterystyki  $m(I)$ :

- Nastawić stałą wartość natężenia prądu elektromagnesu (np.  $I_m = 3$  A).
- Wcisnąć przycisk "Dodaj charakterystykę" - w układzie będą prowadzone pomiary dla stałej wartości natężenia prądu elektromagnesu  $I_m = 3$  A.
- Ustawić wartość natężenia prądu  $I$  płynącego przez ramkę i nacisnąć przycisk "Dodaj pomiar".
- Powtórzyć kilkakrotnie pomiary z punktu c dla różnych wartości natężenia prądu  $I$ .

Pomiar charakterystyki  $m(I_m)$ :

- Przełączyć rodzaj charakterystyki na pomiar  $m(I_m)$ .
- Nastawić stałą wartość natężenia prądu płynącego przez ramkę (np.  $I = 7$  A).
- Nacisnąć przycisk "Dodaj charakterystykę" - w układzie będą prowadzone pomiary dla wybranej wartości  $I$  w punkcie wyżej.
- Ustawić wartość natężenia prądu elektromagnesu  $I_m$  i nacisnąć przycisk "Dodaj pomiar".
- Powtórzyć kilkakrotnie pomiar z punktu d zmieniając wartość natężenia prądu  $I_m$

### 4. OPRACOWANIE WYNIKÓW

**Parametry stałe:**

- przyspieszenie ziemskie  $g = 9,81$  m/s<sup>2</sup>,  $\Delta g = 0,01$  m/s<sup>2</sup>.
- długość przewodu  $L = 0,1$  m,  $\Delta L = 0,001$  m

**Dokładności pomiarów:**

Multimetr cyfrowy:  $c_1 = 1$  %,  $c_2 = 0,05$  %, zakres 12 A

Waga: dokładność wzorcowania:  $\Delta m_w = 0,00025$  g (dokładność wykonania wagi cyfrowej)

dokładność eksperymentatora:  $\Delta m_e = 0,0001$  g (dokładność odczytu masy w oknie Wyniki pomiarów)

**Zapis wyników pomiarów odbywa się w oknie "Wyniki pomiarów" przez naciśnięcie przycisku "Eksport danych pomiarowych".**

#### 4.1. Podział pracy

Liczbę pomiarów oraz wartości prądów (napięcia na zasilaczach), dla których wykonywane są pomiary określa prowadzący ćwiczenie. Również prowadzący określa indywidualnie rodzaj wykonywanych wykresów oraz zakres obliczeń.

#### 4.2. Sporządzenie wykresów i opracowanie wyników

Wykonujemy opracowanie dwóch charakterystyk. Pierwsza to  $\Delta m(I)$  gdzie  $\Delta m$  jest pozornym przyrostem masy ramki mierzonym na wadze (przy sile skierowanej w dół  $\Delta m > 0$ , natomiast dla siły skierowanej do góry  $\Delta m < 0$ ), natomiast  $I$  to prąd ramki przy ustalonym prądzie elektromagnesu  $I_m = const.$  W drugiej wykonujemy analogiczne pomiary  $\Delta m(I_m)$  przy ustalonym prądzie ramki ( $I = const.$ ).

**Pomiary w części 1 określają zależność teoretyczną  $\Delta m = \frac{B l}{g} I.$**

Przy dopasowywaniu wyników pomiarów do zależności liniowej  $y(x)$  za wartości  $(x, y)$  przyjmujemy  $(I, \Delta m)$  skąd wynika, że współczynnik kierunkowy prostej  $y = a + b x$  wynosi  $b = B l / g$ . Wykonujemy 10-12 pomiarów dla różnych wartości natężenia prądu. Po zaznaczeniu wyników pomiarów  $(x_i, y_i)$  wraz z ich niepewnościami  $u(x_i)$  oraz  $u(y_i)$  na wykresie we współrzędnych  $(x, y)$  wywołujemy dopasowanie funkcji liniowej  $y = a + b x$ . Program dopasowujący (Excel, QtiPlot lub Origin) rysuje dopasowaną prostą oraz podaje obliczone metodą najmniejszych kwadratów współczynniki  $a, b$  oraz niepewności tego dopasowania, które interpretujemy jako niepewności typu A:  $u_A(a)$  oraz  $u_A(b)$ . Celem pomiarów w tej części jest

sprawdzenie liniowości zależności  $\Delta m(I)$  oraz określenie wielkości indukcji prądu  $B$  odpowiadającej zadanemu prądowi  $I_m$ .

Po wykonaniu charakterystyki i określeniu współczynnika kierunkowego  $b$  wykresu  $y(x)$  obliczamy indukcję pola magnetycznego  $B = bg/l$  i jej niepewność oraz współczynnik proporcjonalności między indukcją a prądem płynącym przez elektromagnes  $k = bg/I_m l$  i jego niepewność.

Na podstawie uzyskanego wykresu pomocą obliczonej wartości chi-kwadrat weryfikujemy hipotezę o liniowej zależności  $\Delta m(I)$ , czyli  $F(I)$ .

Prowadzący może polecić wykonanie wykresu z inaczej określonymi wielkościami  $x$  lub  $y$ , na przykład  $y = \Delta m \cdot g/l$  lub  $x = I \cdot l/g$ . W takim przypadku współczynnikiem kierunkowym w liniowej zależności  $y(x)$  będzie  $b = B$  a współczynnikiem proporcjonalności pola do prądu elektromagnesu będzie  $k = b/I_m$ .

**Pomiary w części 2 określają zależność teoretyczną  $\Delta m = \frac{k I l}{g} I_m$ .**

Prowadzący może polecić wykonanie wykresu oraz weryfikację zależności liniowej  $y(x)$  z określonymi wielkościami  $(x, y)$ , na przykład  $(x = I_m, y = \Delta m)$ ,  $(x = I_m, y = \Delta m \cdot g/l \cdot l)$ ,  $(x = I \cdot l \cdot I_m/g, y = \Delta m)$  lub podobnie. Dla każdej z nich zachodzi  $y = a + b x$ , więc teoretyczny współczynnik kierunkowy  $b$  będzie równy  $b = k I l/g$ ,  $b = k$  lub podobnie – w zależności od wykonywanego wykresu. Pomiary i dopasowanie wykonujemy identycznie, jak w części 1, ale tym razem określony z dopasowania współczynnik kierunkowy posłuży tylko do obliczenia współczynnika proporcjonalności  $k$  między prądem a polem magnetycznym.

### 4.3. Określenie niepewności współczynników kierunkowych.

W każdym z opracowywanych przypadków do danych doświadczalnych należy dopasować funkcję liniową  $y = a + b x$  i określić współczynnik kierunkowy  $b$  oraz jego niepewność. Za wynikającą z eksperymentu i dopasowania wartość współczynnika  $b$  (w zależności od  $x, y$  oraz  $a$  może mieć ona różną interpretację fizyczną) przyjmujemy wielkość, którą podaje program dopasowujący (a nie obliczoną samodzielnie na np. wielkość  $y_i/x_i$  dla któregoś z punktów pomiarowych). Ale obliczona przez program dopasowujący **niepewność  $u_A(b)$  jest tylko niepewnością dopasowania**, która nie zawiera niepewności samych pomiarów ( $u(x_i), u(y_i)$ ).

Wyznaczenie pozostałych składników niepewności współczynnika  $b$  należy potraktować jak pomiar pośredni, w którym dla pary pomiarów  $(x_i, y_i)$  współczynnik kierunkowy zależności liniowej  $y(x)$  obliczany jest za pomocą wzoru:

$$b = \frac{y_i - a}{x_i} \quad (*)$$

Każda z wielkości występujących po prawej stronie tego wzoru posiada określoną niepewność, przy czym niepewność wyrazu wolnego  $u(a)$  jest niepewnością typu A obliczoną przez program dopasowujący, natomiast niepewności  $u(x_i)$  oraz  $u(y_i)$  dla pojedynczych pomiarów  $(x_i, y_i)$  są całkowitymi niepewnościami typu B – tymi samymi, które wcześniej zostały użyte do zaznaczenia na wykresie przedziałów niepewności pomiarów  $(x_i, y_i)$ . Do obliczenia niepewności wybiera się jeden punkt – z reguły powinien być to punkt  $i = i_{max}$ , chyba że prowadzący ćwiczenie poleci inaczej. Posługując się prawem propagacji niepewności otrzymuje się w rezultacie niepewność pomiaru pośredniego w postaci:

$$u_i(b) = \sqrt{\left(\frac{\partial b}{\partial a}\right)^2 u^2(a) + \left(\frac{\partial b}{\partial x_i}\right)^2 u^2(x_i) + \left(\frac{\partial b}{\partial y_i}\right)^2 u^2(y_i)}$$



Ponieważ funkcja  $b(a, x_i, y_i)$  dana jest jawnym wyrażeniem wynikającym z zależności liniowej (\*), więc można obliczyć pochodne występujące we wzorze na  $u_i(b)$ . Do tak określonej niepewności dodaje się przy pomocy prawa składania niepewności niepewność dopasowania, co w rezultacie daje całkowitą (złożoną) niepewność współczynnika kierunkowego:

$$u_c(b) = \sqrt{u_A^2(b) + \frac{u^2(a)}{x_i^2} + \frac{(y_i - a)^2 u^2(x_i)}{x_i^4} + \frac{u^2(y_i)}{x_i^2}}$$

Wzoru tego można używać do określenia niepewności złożonej przy każdym dopasowaniu liniowym, niezależnie od konkretnych definicji wielkości  $(x, y)$ . Można więc go wykorzystać do obliczeń niepewności zarówno w części 1 jak i części 2.

Jeśli wyznaczony z dopasowania współczynnik kierunkowy nie jest indukcją magnetyczną  $B$  w części 1 lub współczynnikiem proporcjonalności  $k$  w części 2, to potrzebne niepewności wyznaczamy dalej przy pomocy prawa propagacji niepewności.