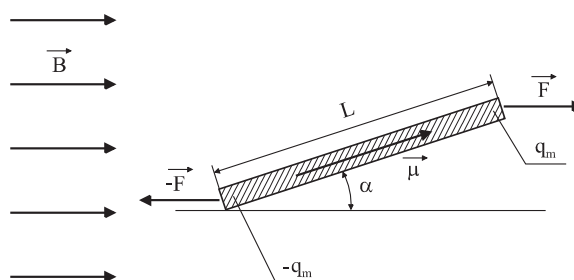


## 5.3 Materia w polu magnetycznym

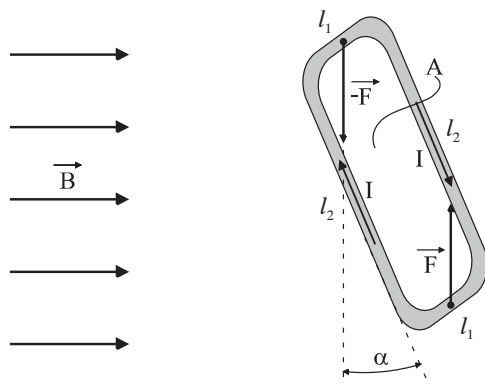
### 5.3.1 Magnetyzm materii

Można stwierdzić, że wszystkie substancje materialne charakteryzują się określonymi właściwościami magnetycznymi, często wykorzystywanymi w technice. Jako przykład niech posłużą transformatory, silniki elektryczne, prądnice i elektromagnesy, których „sercem” jest prawie zawsze cewka (zwojnica) nawinięta na stalowym rdzeniu, wzmacniającym wytwarzane przez nią pola magnetyczne i prowadzącym je w pożądanym kierunku. Proces zapisu informacji na taśmie magnetycznej czy dysku komputerowym polega w istocie na wytwarzaniu mikroskopijnych magnesów trwałych w cienkiej warstwie magnetycznej substancji czynnej, naniesionej na odpowiednie podłoże. Z kolei trudno byłoby wyobrazić sobie budowę nowoczesnych głośników dużej mocy bez możliwości produkcji bardzo silnych magnesów trwałych o małych rozmiarach.

Podstawowe zjawiska magnetyczne, które wykorzystamy do opisu magnetycznych właściwości materii, omówiliśmy już w podrozdziałach 5.1.1 i 5.1.3. Przypomnijmy — igła magnetyczna kompasu jest w istocie małym magnesem sztabkowym, ustawiającym się zgodnie z polem magnetycznym Ziemi. Zjawisko to możemy opisać przyporządkowując jednemu biegunowi naszego magnesu „ładunek magnetyczny”  $q_m$ , drugiemu zaś  $-q_m$ , tworząc w ten sposób *dipol magnetyczny*, będący analogią znanego z nauki o elektryczności dipola elektrycznego (rys. 5.1). Ładunek magnetyczny, chociaż obecnie uważa się, że *nie istnieje* (wrócimy do tego zagadnienia na końcu podrozdziału), jest pojęciem wygodnym do matematycznego opisu własności magnesów — podobnie jak w przypadku ładunku elektrycznego — działa



Rysunek 5.1:



Rysunek 5.2:

na niego siła

$$\boxed{\mathbf{F} = q_m \mathbf{B}}. \quad (5.1)$$

Moment obrotowy, będący efektem występowania pary sił  $\mathbf{F}$  i  $-\mathbf{F}$ , dążący do ustawienia sztabki magnesu równolegle do linii sił pola  $\mathbf{B}$  — opisany jest zależnością

$$M = FL \sin \alpha = q_m L \cdot \sin \alpha, \quad (5.2)$$

w której  $L$  jest długością sztabki,  $\alpha$  — kątem pomiędzy jej osią a kierunkiem wektora pola magnetycznego. Iloczyn  $q_m L$  jest długością wektora *momentu magnetycznego*  $\boldsymbol{\mu}$ . Moment obrotowy, działający na moment magnetyczny jest zatem równy

$$M = \mu B \sin \alpha, \quad (5.3)$$

lub w notacji wektorowej

$$\mathbf{M} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}. \quad (5.4)$$

Z powyższych rozważań wynika, że aby wywołać zmianę orientacji dipola magnetycznego, siły zewnętrzne  $\mathbf{F}$  i  $-\mathbf{F}$  muszą wykonać pracę. Wobec tego dipol magnetyczny ma *energię potencjalną* związaną z jego orientacją w zewnętrznym polu magnetycznym.

Rozpatrzmy teraz zachowanie się prostokątnej ramki o bokach  $l_1$  i  $l_2$ , w której płynie prąd o natężeniu  $I$ , umieszczonej — podobnie jak magnes z rysunku 5.1 — w jednorodnym polu magnetycznym o indukcji  $\mathbf{B}$  (rys. 5.2). Jak wynika z rysunku, siły działające na dwa boki o długości  $l_1$  dają wypadkowy moment obrotowy

$$M = Fl_2 \sin \alpha \quad (5.5)$$

(zauważmy, że siły działające na boki o długości  $l_2$  znoszą się wzajemnie). Ponieważ siła działająca na bok  $l_1$  dana jest wyrażeniem (por. wzór (5.11))

$$F = BI l_1, \quad (5.6)$$

zatem

$$M = I l_1 B \cdot l_2 \sin \alpha = I l_1 l_2 B \sin \alpha = IAB \sin \alpha, \quad (5.7)$$

gdzie  $A$  jest powierzchnią ramki.

Z powyższych rozważań wynika, że ramka z prądem umieszczona w zewnętrznym polu magnetycznym zachowuje się w taki sam sposób jak rozpatrywany poprzednio magnes sztabkowy. Możemy zatem znaleźć moment magnetyczny ramki porównując po prostu momenty obrotowe dane wzorami (5.3) i (5.7). Otrzymamy wówczas

$$\mu B \sin \alpha = IAB \sin \alpha. \quad (5.8)$$

Moment magnetyczny ramki o powierzchni  $A$ , przez którą płynie prąd  $I$ , dany jest więc wyrażeniem

$$\mu = IA \quad (5.9)$$

(należy zaznaczyć, że wzór ten jest słuszny także w przypadku zamkniętego przewodnika o innym kształcie, np. kołowego).

Kluczem do zrozumienia magnetycznych właściwości materii jest fakt, że atomy ją tworzące zawierają krążące po zamkniętych orbitach elektrony. Elektrony te tworzą więc mikroskopijne pętle z prądem (prąd elektryczny to uporządkowany ruch ładunku!). Jak wynika z dotychczasowych rozważań, pętle te wytwarzają własne pole magnetyczne i posiadają określony moment magnetyczny. Takie mikroprądy, płynące w atomach lub cząsteczkach, nazywamy *prądami molekularnymi* (hipotezę istnienia prądów molekularnych wysunął po raz pierwszy w XIX wieku A. Ampère). W wypadku wielu materiałów mikropętle z prądem są przypadkowo zorientowane w przestrzeni i ich wypadkowe pole magnetyczne jest zerowe. W przypadku atomów lub jonów innego rodzaju materiałów zewnętrzne pole magnetyczne może powodować takie ustawianie się mikropętli, że reprezentujące je dipole będą zorientowane zgodnie z kierunkiem pola — pola mikropętli *dodadzą się* do zewnętrznego pola. Mówimy wówczas o procesie *magnetyzowania* się substancji.

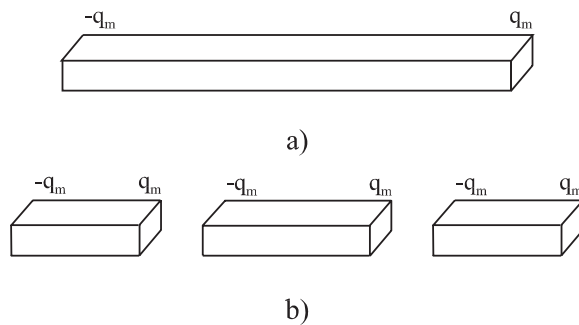
Na zakończenie wstępnych rozważań dotyczących magnetyzmu materii poświęćmy jeszcze nieco uwagi ładunkowi magnetycznemu. Jak mogliśmy się przekonać, hipoteza ładunku magnetycznego pozwala wyjaśnić zachowanie

się magnesów w polu magnetycznym. Jeśliby jednak istniał ładunek magnetyczny (tak jak istnieje ładunek elektryczny), to powinno być możliwe wydzielenie jakiegoś wypadkowego ładunku magnetycznego — dodatniego lub ujemnego. Oznaczałoby to możliwość otrzymania *pojedynczego* bieguna magnetycznego — na przykład poprzez odłamanie końca magnesu sztabkowego. Jak już wspomnieliśmy na początku rozdziału, próby takie kończą się niepowodzeniem; na drugim końcu ułamanego kawałka pojawia się zawsze biegun przeciwny, reprezentowany przez różnoimienny ładunek magnetyczny (rys. 5.3).

Założenie symetrii przyrody było zawsze myślą przewodnią dociekań fizyków. Z tego względu na przykład istnienie ujemnego elektronu sugerowało istnienie elektronu dodatniego, zwanego *pozytonem*, który został w końcu odkryty. Do tej pory w przyrodzie nie stwierdzono istnienia pojedynczego bieguna (monopolu) magnetycznego, co stanowi brak symetrii między elektrycznością i magnetyzmem; istnienie monopolu magnetycznego przewiduje jednak teoria P.A.M. Diraca z 1931 roku.

### 5.3.2 Moment magnetyczny atomu. Magneton Bohra

Sformułujemy teraz uproszczony opis matematyczny wspomnianych w poprzednim podrozdziale magnetycznych właściwości atomu. Posłużymy się w tym celu prostym, klasycznym modelem, znanym z teorii Bohra atomu wodoru — rys. 5.4 (ściśły opis własności magnetycznych atomów i cząstek daje dopiero mechanika kwantowa). Zgodnie z przyjętym modelem, elektron (o masie  $m$ , obdarzony ładunkiem  $-e$ ) porusza się z prędkością  $v$  po kołowej orbicie o promieniu  $r$ . Poruszający się ładunek jest równoważny wspomnianej już pętli z prądem o natężeniu  $I$ . Zauważmy, że całkowity



Rysunek 5.3:

ładunek „przechodzący” przez dany punkt na orbicie elektronu w jednostce czasu (tj. natężenie  $I$  prądu w pętli) wynosi

$$I = \frac{e}{T} \quad (5.10)$$

gdzie  $T$  jest okresem obiegu elektronu po orbicie kołowej

$$T = \frac{2\pi r}{v}. \quad (5.11)$$

Zatem

$$I = \frac{ev}{2\pi r}. \quad (5.12)$$

Korzystając z zależności (5.9) (podstawiając pole powierzchni obejmowanej przez orbitę elektronu  $A = \pi r^2$ ) możemy znaleźć liczbową wartość *orbitalnego momentu magnetycznego elektronu*

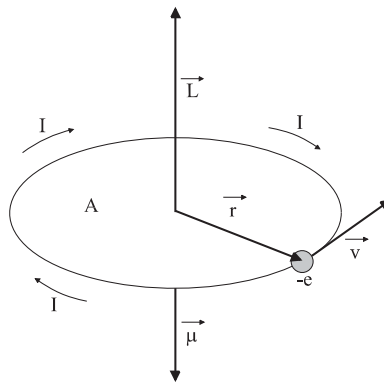
$$\mu = \frac{ev}{2\pi r} \cdot \pi r^2 = \frac{evr}{2}. \quad (5.13)$$

Zauważmy teraz, że istnieje prosty związek między orbitalnym momentem magnetycznym elektronu  $\mu$  a jego momentem pędu  $L$  na orbicie o promieniu  $r$ . Ponieważ

$$L = mvr, \quad (5.14)$$

z dwóch ostatnich wzorów wynika, że wartość liczbowa momentu magnetycznego elektronu jest *proporcjonalna* do jego momentu pędu

$$\boxed{\mu = -\frac{e}{2m}L} \quad (5.15)$$



Rysunek 5.4:

(wektory  $\boldsymbol{\mu}$  i  $\mathbf{L}$  mają przeciwne kierunki — por. rys. 5.4). Zgodnie z teorią Bohra, wartość liczbową orbitalnego momentu pędu jest *skwantowana*, tj. przyjmuje wyłącznie ściśle określone wartości dane wzorem

$$L = n\hbar, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (5.16)$$

gdzie  $n$  — numer orbity elektronu,  $\hbar = h/2\pi$  ( $h$  — stała Plancka). Moment magnetyczny elektronu według teorii Bohra jest więc określony zależnością

$$\mu = \frac{e\hbar n}{2m}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (5.17)$$

Wielkość

$$\boxed{\mu_B = \frac{e\hbar}{2m}} \quad (5.18)$$

nosi nazwę *magnetonu Bohra*. Jej wartość liczbową

$$\mu_B = 9.274 \cdot 10^{-24} \text{ A} \cdot \text{m}^2 = 9.274 \cdot 10^{-24} \text{ J/T}.$$

Ostatecznie moment magnetyczny elektronu w jego ruchu orbitalnym można wyrazić jako

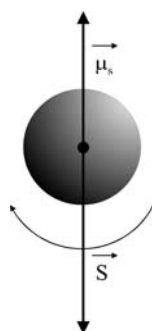
$$\boxed{\mu = \mu_B n}. \quad (5.19)$$

Jest on więc, według teorii Bohra, *całkowitą wielokrotnością* magnetonu Bohra. Należy jednak stwierdzić, że mechanika kwantowa daje nieco inne wzory, określające orbitalny moment pędu i orbitalny moment magnetyczny elektronu.

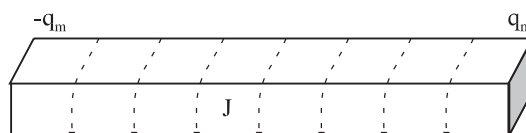
Rezultaty pewnych doświadczeń oraz obliczenia oparte na mechanice kwantowej wykazują, że elektron posiada dodatkowo własny moment pędu, zwany *spinem*  $\mathbf{S}$ , oraz własny, *spinowy moment magnetyczny*  $\boldsymbol{\mu}_s$ , przy czym jego wartość  $\mu_s = \mu_B$ . Poglądowo można wyobrazić sobie, że elektron wiruje z dużą prędkością wokół własnej osi (rys. 5.5), co tłumaczy istnienie jego momentu pędu i momentu magnetycznego. Podobnie, jak w przypadku orbitalnego ruchu elektronu, wektory  $\mathbf{S}$  i  $\boldsymbol{\mu}_s$  mają przeciwne kierunki a wartości liczbowe spinowego momentu magnetycznego i spinu elektronu są do siebie proporcjonalne:

$$\boxed{\boldsymbol{\mu}_s = -\frac{e}{m}\mathbf{S}}. \quad (5.20)$$

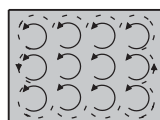
Istnienie prądów molekularnych pozwala wytłumaczyć własności magnesów (np. magnesu sztabkowego), co poglądowo ilustruje rys. 5.6. Jak



Rysunek 5.5:



a)



b)

Rysunek 5.6:

wynika z rysunku 5.6a, po zewnętrznej bocznej powierzchni magnesu krąży prąd o gęstości  $J$ , zwany *prądem powierzchniowym*, będący wypadkowym prądem poszczególnych prądów atomowych — rys. 5.6b. Można wykazać, że w przypadku całkowicie namagnesowanego kawałka żelaza, natężenie prądu molekularnego, przypadające na jednostkę jego długości, wynosi  $J = 1.58 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ , co znacznie przekracza wartości osiągnięte w uzwojeniach cewek wykonanych przez człowieka. Oznacza to, że prądy molekularne mogą wywołać wewnątrz próbki pole o indukcji  $B \approx 2\text{T}$ . Wartość ta pozostaje w zgodzie z danymi eksperymentalnymi.

### 5.3.3 Paramagnetyzm

W przypadkach niektórych substancji atomy posiadają wypadkowy moment magnetyczny  $\boldsymbol{\mu}$  o wartości rzędu magnetonu Bohra  $\mu_B$  (wypadkowy moment magnetyczny elektronów w atomie wieloelektronowym jest równy sumie wektorowej orbitalnych i spinowych momentów magnetycznych). Po umieszczeniu takiej substancji w zewnętrznym polu magnetycznym o indukcji  $\mathbf{B}_0$ , na każdy z momentów magnetycznych  $\boldsymbol{\mu}$  będzie działał moment obrotowy  $\mathbf{M}$ , dany wyrażeniem (5.4) — orientujący wektory  $\boldsymbol{\mu}$  zgodnie z kierunkiem pola (co odpowiada ich minimalnej energii potencjalnej). Oznacza to, że wewnętrzne pole pochodzące od mikropętli z prądem (oznaczymy je przez  $\mathbf{B}'$ ) będzie się wektorowo *sumować* z zewnętrznym polem, dając wypadkowe pole  $\mathbf{B}$

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}' \quad (5.21)$$

Substancje przejawiające powyższe właściwości nazywamy *paramagnetykami*.

Opisując właściwości magnetyczne danego materiału wygodnie jest posługiwać się bezwymiarowym współczynnikiem — zwanym *względną przenikalnością magnetyczną* substancji  $\mu_r$  — mówiącym ile razy pole wewnątrz próbki jest większe od pola magnetycznego w próżni,

$$\boxed{\mathbf{B} = \mu_r \mathbf{B}_0} \quad (5.22)$$

Współczynnik ten ma sens stałej materiałowej; dla typowych ciał stałych i cieczy paramagnetycznych jego wartość zawiera się w przedziale od  $\mu_r = 1.00001$  do  $\mu_r = 1.003$ . W praktyce wygodniej jest posługiwać się — zamiast pojęciem względnej przenikalności magnetycznej — pojęciem *podatności magnetycznej*  $\chi_m$  danej substancji, zdefiniowanej zależnością

$$\boxed{\chi_m = \mu_r - 1} \quad (5.23)$$

(w przypadku paramagnetyków  $\chi_m > 0$ ). Wartości podatności magnetycznej kilku substancji zawiera tabela 5.1.

Związek (5.21) można zapisać w nieco innej postaci

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mu_0 \mathbf{M} \quad (5.24)$$

W wyrażeniu tym  $\mu_0$  jest przenikalnością magnetyczną próżni,  $\mathbf{M}$  — *wektorem namagnesowania*, równym wypadkowemu momentowi magnetycznemu wszystkich atomów (cząsteczek), przypadającemu na jednostkę objętości  $\Delta V$  materiału

$$\boxed{\mathbf{M} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n \boldsymbol{\mu}_i} \quad (5.25)$$

Material	Podatność magnetyczna $\chi_m = \mu_r - 1$ przy 20 °C ( $\cdot 10^{-5}$ )
<b>Paramagnetyki</b>	
uran	40
platyna	26
aluminium	2.2
sód	0.72
tlen (gazowy)	0.19
<b>Diamagnetyki</b>	
bizmut	-16.6
rtęć	-2.9
srebro	-2.6
węgiel (diament)	-2.1
ołów	-1.8
chlerek sodu	-1.4
miedź	-1.0

Tabela 5.1:

W przypadku paramagnetyków (i diamagnetyków) z równań (5.22) i (5.24) wynika, że

$$\mathbf{M} = \frac{\chi_m}{\mu_0 \mu_r} \mathbf{B}. \quad (5.26)$$

Wobec tego w danej substancji wektor namagnesowania jest proporcjonalny do wektora indukcji magnetycznej,  $\mathbf{M} \sim \mathbf{B}$ . Jak można zauważyć, jeżeli podatność magnetyczna  $\chi_m > 0$ , wektory  $\mathbf{M}$  i  $\mathbf{B}$  mają zgodne zwroty; jeżeli  $\chi_m < 0$ , zwroty tych wektorów są przeciwne.

Wspomniany już wielokrotnie proces ustawiania się atomowych momentów magnetycznych w kierunku równoległym do zewnętrznego pola jest w rzeczywistości zakłócany przez ich chaotyczne ruchy cieplne. Z tego względu podatność magnetyczna substancji zawsze maleje ze wzrostem jej temperatury; w wielu przypadkach zależność ta jest odwrotną proporcjonalnością. Wówczas temperaturowa zależność wartości wektora namagnesowania opisana jest zależnością

$$\mathbf{M} = C \cdot \frac{\mathbf{B}}{T} \quad (5.27)$$

zwaną *prawem Curie*, od nazwiska jej odkrywcy — Piotra Curie. Wielkość  $C$  jest stałą, zwaną *stałą Curie*, o wartości różnej dla różnych materiałów.

Ze wzoru (5.27) widać wyraźnie, że wzrastająca indukcja  $B$  zewnętrznego pola powoduje uporządkowanie dipoli magnetycznych wewnątrz próbki (powodując zwiększenie  $M$ ), podczas gdy wzrastająca temperatura  $T$  przeciwdziała temu uporządkowaniu, dążąc do zmniejszenia wartości  $M$ . Prawo Curie bardzo dobrze sprawdza się eksperymentalnie, pod warunkiem, że stosunek  $B/T$  nie jest zbyt duży. Należy zauważyć, że namagnesowanie  $M$  nie może wzrastać nieograniczenie, ale musi zbliżać się do pewnej wartości maksymalnej, odpowiadającej całkowitemu uporządkowaniu dipoli w objętości próbki.

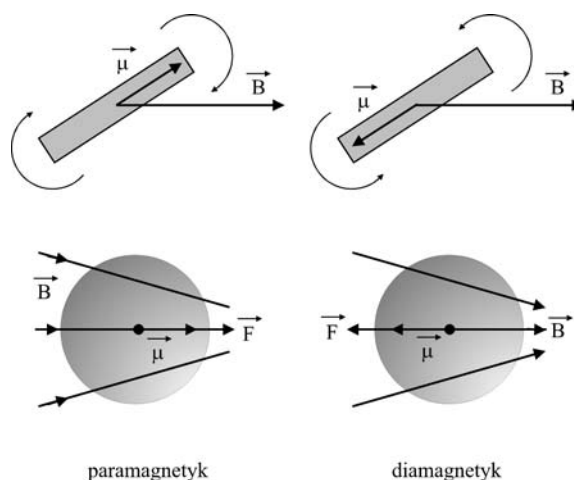
### 5.3.4 Diamagnetyzm

W przypadku pewnej grupy materiałów *w nieobecności zewnętrznego pola magnetycznego* wypadkowy moment magnetyczny wszystkich atomów wynosi zero. Jednak nawet tego rodzaju substancje wykazują efekty magnetyczne, bowiem zewnętrzne pole wpływa na ruch elektronów w ich atomach, wywołując powstanie dodatkowych „pętli z prądem”. Pole generowane przez pętle jest zawsze zorientowane *przeciwnie* do pola zewnętrznego. Substancje takie nazywamy *diamagnetykami*. Podatność magnetyczna diamagnetyków jest zawsze liczbą ujemną (por. tab. 5.1), podczas gdy ich względna przenikalność magnetyczna jest nieco mniejsza od jedności i wynosi od  $\mu_r = 0.99990$  do  $\mu_r = 0.99999$  dla ciał stałych i ciekłych. Podatności magnetyczne diamagnetyków *prawie nie zależą* od temperatury.

Właściwości próbek para- i diamagnetycznych wygodnie jest podsumować przy pomocy rysunku 5.7, przedstawiającego ich zachowanie się w zewnętrznym polu magnetycznym. Lekki pręt, wykonany z dowolnego materiału i zawieszony swobodnie w jednorodnym polu magnetycznym, ustawia się bądź równolegle, bądź prostopadle do kierunku linii sił pola. Na próbkę danego materiału, umieszczoną w niejednorodnym polu magnetycznym, działa siła, skierowana do obszaru silniejszego pola, bądź też skierowana przeciwnie — do obszaru słabszego pola.

### 5.3.5 Ferromagnetyzm

Trzecią kategorię materiałów magnetycznych, niezwykle ważną z punktu widzenia zastosowań w technice, stanowią *ferromagnetyki*. W strukturze ferromagnetyków (np. żelaza, kobaltu, niklu oraz wielu stopów) można wyróżnić pewne mikroskopijne (o rozmiarach rzędu tysięcznych części centymetra) obszary, zwane *domenami magnetycznymi*, w których poszczególne atomowe momenty magnetyczne są ustawione *zgodnie* (pełne wyjaśnienie te-

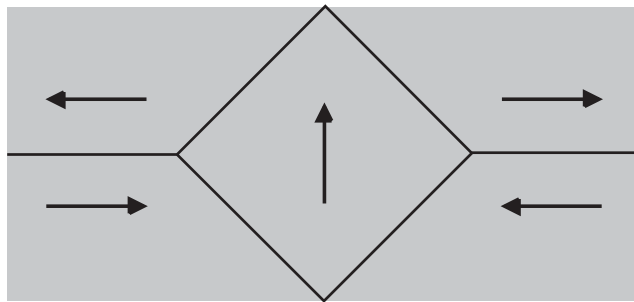


Rysunek 5.7:

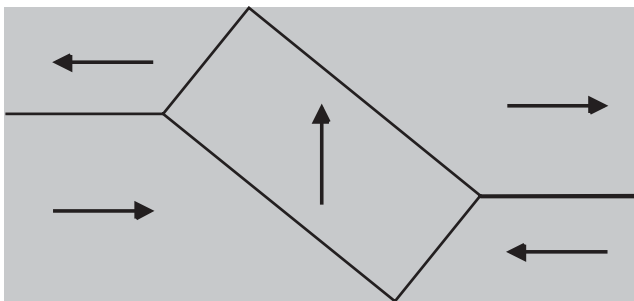
go zjawiska możliwe jest na gruncie mechaniki kwantowej i zaawansowanej fizyki ciała stałego). W nienamagnesowanej próbce domeny zorientowane są chaotycznie względem siebie. Jednak w obecności zewnętrznego pola magnetycznego dążą one do ustawienia równoległego względem pola; dzieje się to poprzez ruch ich granic — domeny ustawione zgodnie z zewnętrznym polem rosną „kosztem” pozostałych domen (rys. 5.8). Ponieważ całkowity moment magnetyczny pojedynczej domeny jest tysiące razy większy od magnetonu Bohra, porządkujące oddziaływanie zewnętrznego pola jest nieporównywalnie większe niż w przypadku paramagnetyków. Z tego powodu względna przenikalność magnetyczna ferromagnetyków jest znacznie większa od jedności i osiąga typowe wartości z przedziału od  $\mu_r = 10^3$  do  $\mu_r = 10^5$ .

W procesie magnesowania próbki ferromagnetyka, tj. poddawania jej działaniu coraz silniejszego zewnętrznego pola magnetycznego, osiągnany jest tzw. *stan nasycenia magnetycznego*. Stan ten odpowiada pełnemu uporządkowaniu dipoli atomowych; wówczas wartość wektora namagnesowania próbki osiąga maksimum,  $M = M_{max}$  (rys. 5.9). Jak wynika z rysunku, w pobliżu punktu nasycenia namagnesowanie  $M$  przestaje być proporcjonalne do indukcji zewnętrznego pola  $B_0$ . Przedstawioną na nim krzywą nazywamy *krzywą namagnesowania*.

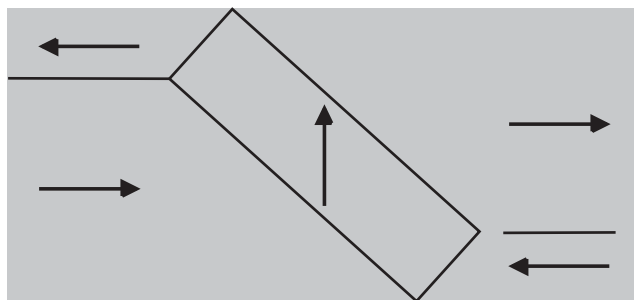
Jeżeli będziemy zwiększać a następnie zmniejszać wielkość pola oddziałującego na próbkę ferromagnetyka, obserwowane krzywe namagnesowania *nie będą się pokrywać* (rys. 5.10a). Załóżmy, że nasza próbka na początku



bez pola

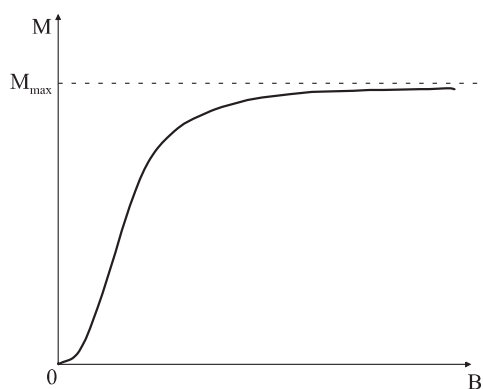


słabe pole →



silne pole →

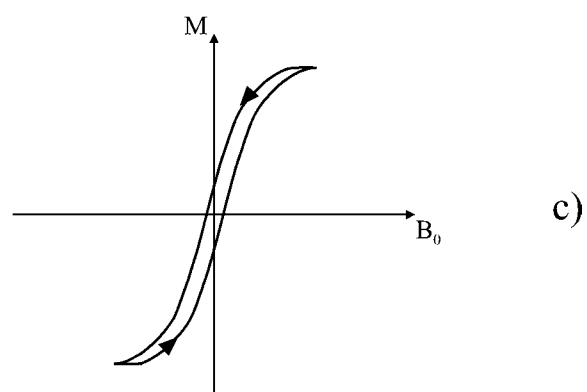
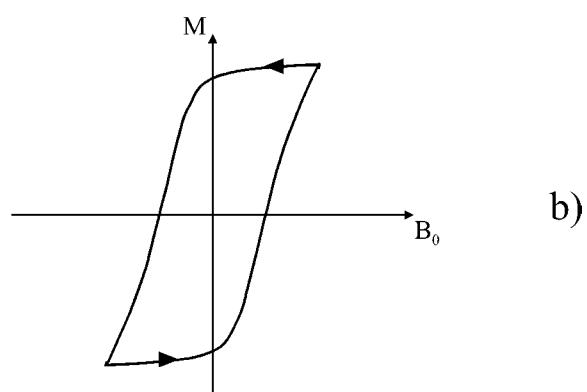
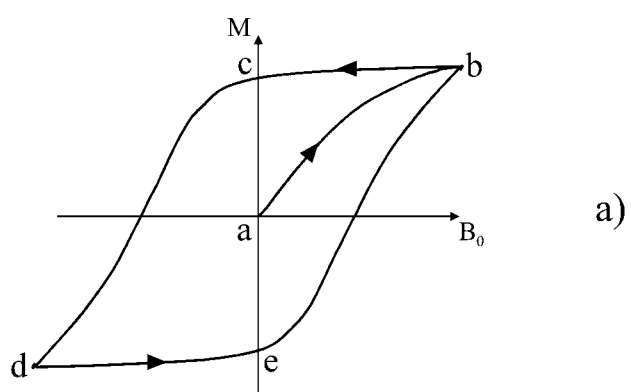
Rysunek 5.8:



Rysunek 5.9:

procesu jest nienamagnesowana (punkt *a*). Włączając i następnie zwiększając zewnętrzne pole  $\mathbf{B}_0$  osiągniemy punkt nasycenia *b*. Zmniejszając z kolei pole aż do wartości  $\mathbf{B}_0 = 0$  osiągniemy punkt *c*. Zmieńmy teraz *kierunek* pola  $\mathbf{B}_0$  i zwiększajmy jego indukcję aż do osiągnięcia punktu nasycenia *d*. Zmniejszając następnie odwrócone pole osiągniemy punkt *e*. Po kolejnej zmianie kierunku pola i wzroście jego wartości znajdziemy się ponownie w punkcie *b*. Zauważmy, że w punktach *c* i *e* nasza próbka pozostaje *namagnesowana*, pomimo że zewnętrzne pole równe jest zero. Zjawisko to jest charakterystyczne dla ferromagnetyków i nosi nazwę *magnetyzmu szczątkowego* — próbka jest więc *magnesem trwałym*. Zjawisko niepowtarzalności przebiegu krzywych namagnesowania nazywamy *histerezą magnetyczną*, natomiast zamkniętą krzywą *bcdeb* — *pętlą histerezy*. Należy zaznaczyć, że reprezentowany pętlą histerezy proces magnesowania i rozmagnesowywania próbki (będący w istocie cyklicznym przeorientowywaniem jej momentów magnetycznych) związany jest ze stratami energii, dostarczanej przez zewnętrzne pole — przejawiającymi się wzrostem temperatury materiału. Straty te są tym większe im szersza jest pętla histerezy. Warto również wspomnieć, że każda próbka ferromagnetyka, podgrzana powyżej pewnej krytycznej temperatury, zwanej *temperaturą Curie* (np. 1043 K w przypadku żelaza), staje się paramagnetykiem. W temperaturze Curie zanika bowiem oddziaływanie prowadzące do powstawania domen magnetycznych.

Ferromagnetyki są bodaj najczęściej używanymi w technice materiałami magnetycznymi. O zakresie ich stosowalności w konkretnych urządzeniach decyduje przede wszystkim kształt pętli histerezy. Ze względu na konieczność minimalizowania strat energii, ferromagnetyki używane do wytwarzania



Rysunek 5.10:

nia rdzeni transformatorów, elektromagnesów, silników, generatorów i innych urządzeń, w których występują prądy zmienne (a zatem poddawane działaniu zmiennych pól magnetycznych) powinny mieć jak najwęższą pętlę histerezy (rys. 5.10c). Dobrym materiałem tzw. miękkie żelazo, charakteryzujące się dodatkowo dużą wartością współczynnika względnej przenikalności magnetycznej. Z kolei do wytwarzania magnesów trwałych należy użyć materiału o możliwie szerokiej pętli histerezy, o jak największym magnetyzmie szczątkowym i możliwie dużej wartości zewnętrznego pola, niezbędnego do przemagnesowania (rys. 5.10a). Do tego celu stosuje się wiele rodzajów stali i innych stopów, jak stop aluminium, niklu i kobaltu, zwany Alnico. W tego rodzaju materiałach, szczątkowe pole magnetyczne (po osiągnięciu punktu nasycenia) jest rzędu 1T, co odpowiada szczątkowemu namagnesowaniu  $M = 8 \cdot 10^5 \text{ A/m}$ . Warstwy czynne dysków komputerowych i taśm magnetycznych powinny być z kolei wytwarzane z materiałów o pętli histerezy z rysunku 5.10b — z uwagi na ich łatwe przemagnesowywanie, nie wymagające stosowania silnych pól (procesy zapisu i kasowania informacji!).