

Prąd elektryczny i magnetyzm

Prąd elektryczny

Uporządkowany ruch ładunków elektrycznych (nośników prądu) .

Do scharakteryzowania wielkości prądu służy natężenie prądu określające wielkość ładunku przepływającego przez dowolny przekrój przewodnika w jednostce czasu $I=dQ/dt$

Jednostką natężenia prądu jest amper $A=C/s$.

Przez przekrój poprzeczny przewodnika przez który przepływa prąd o natężeniu 1A w ciągu 1s przepływa ładunek 1C.

Przepływ prądu przez przewodnik wiąże się z występowaniem napięcia U pomiędzy jego końcami

$$U = IR$$

R -opór przewodnika, opór mierzymy w Ω (omach)
 $1\Omega = 1V/1A$

Dla przewodnika którego opór nie zależy od natężenia płynącego przezeń prądu $R=const$, obowiązuje **prawo Ohma** w myśl którego natężenie prądu płynącego przez przewodnik jest wprost proporcjonalne do spadku napięcia pomiędzy jego końcami

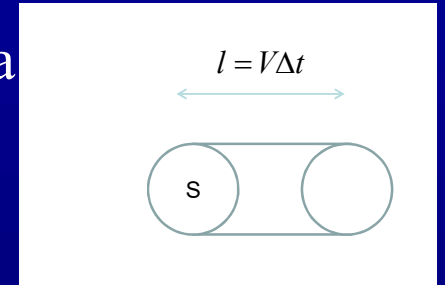
$$I = \frac{U}{R}$$

Za kierunek przepływu prądu przyjmuje się umownie kierunek w jakim płynęły by dodatnie nośniki prądu nawet wówczas gdy jest on przenoszony przez nośniki o ładunku ujemnym (np. elektrony w metalu).

Związek gęstości prądu $\vec{j}$ z koncentracją nośników prądu n i ich ruchliwością μ

Dla jednorodnego przepływu w całym przekroju przewodnika prostopadłym do kierunku przepływu nośników prądu długość wektora gęstości prądu

$$j = |\vec{j}| = I / S \quad \text{gdzie } S = \text{pole poprzecznego przekroju przewodnika}$$



Ładunek przepływający w czasie Δt $\Delta Q = qnSV\Delta t$

V -dodatnia wartość prędkości dryfu nośników prądu w ich ruchu w kierunku równoległym do linii sił pola elektrycznego równa wartości średniej ich szybkości w tym ruchu, n - koncentracja nośników prądu, q - ładunek nośnika

$$j = I / S = |\Delta Q / S\Delta t| = n|q|V$$

$$V = \mu E$$

E - wartość natężenia pola elektrycznego skierowanego równolegle do kierunku przepływu prądu (zwrot wektora prędkości dryfu nośników prądu jest przeciwny do zwrotu wektora natężenia pola dla nośników o ładunku ujemnym), μ -ruchliwość nośników

$$j = n|q|\mu E = \sigma E$$

Przewodność właściwa

$$\sigma = n|q|\mu$$

Opór właściwy

$$\rho = 1 / \sigma = 1 / n|q|\mu$$

Dla przewodnika dla którego stosuje się prawo Ohma μ, σ, ρ nie zależą od E

$$j = \sigma E \rightarrow I = jS = \sigma ES = \sigma \frac{U}{l} S = \frac{1}{\rho} \frac{S}{l} U = \frac{U}{R} \rightarrow R = \rho \frac{l}{S} \quad \text{\textit{l-długość przewodnika}}$$

Wielkość oporu właściwego $\rho = 1 / n|q|\mu$ jest podstawą podziału materiałów na przewodniki $\rho \approx 10^{-8} \Omega m$ półprzewodniki $\rho \approx 10^{-2} \Omega m - 10^9 \Omega m$ izolatory $\rho \approx 10^{10} \Omega m - 10^{16} \Omega m$

W metalach będących przewodnikami nośnikami prądu są elektrony, które nie są ściśle związane z jądrami atomów z których one pochodzą i mogą w miarę swobodnie się poruszać. W metalach opór właściwy rośnie (w temperaturach bliskich temperaturze pokojowej zwykle liniowo) ze wzrostem temperatury na skutek zmniejszenia ruchliwości elektronów, na skutek zwiększenia częstotliwości ich zderzeń z drganiami jonów (będących jądrami wraz z elektronami ściśle związanymi z tymi jądrami). Przy tym wartość prędkości dryfu elektronów jest rzędu $10^{-7} m/s$ i jest około 13 rzędów wielkości mniejsza od średniej szybkości ruchu elektronów w ich ruchu chaotycznym między zderzeniami która prawie nie zależy od temperatury.

W półprzewodnikach obserwuje się często bardzo szybki (wykładniczy) spadek oporu właściwego ze wzrostem temperatury wynikający ze wzrostu koncentracji nośników prądu ze wzrostem temperatury. Nośnikami prądu mogą być elektrony o ujemnym ładunku i dziury o dodatnim ładunku.

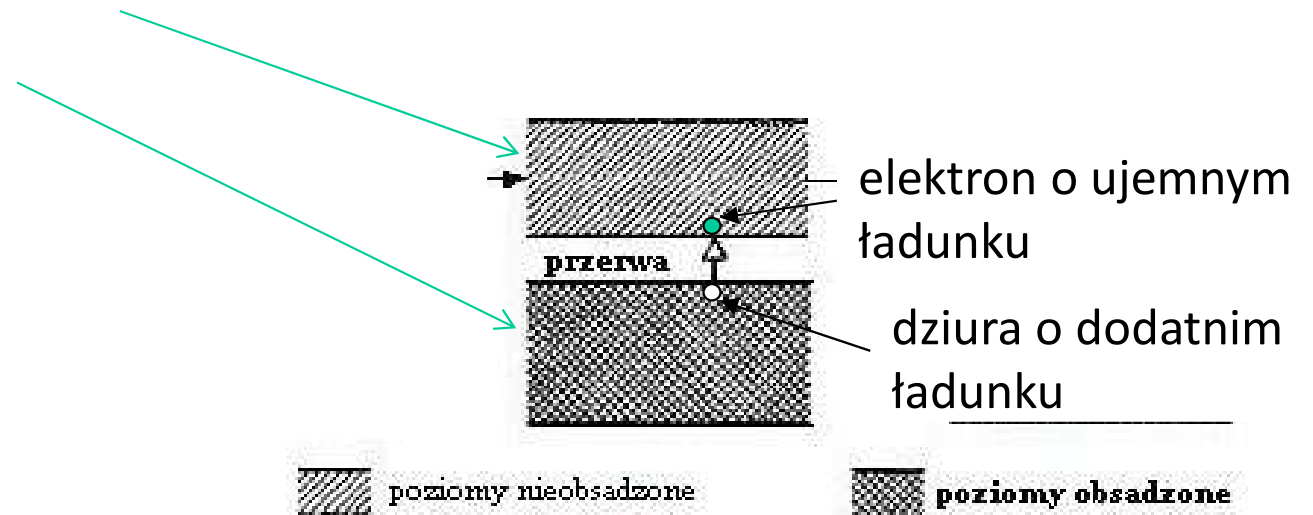
Zwrot wektora gęstości prądu $\vec{j} = nq\vec{V}$ jest zgodny ze zwrotem wektora określającego prędkość dryfu hipotetycznych nośników prądu o dodatnim ładunku, nawet wówczas gdy nośniki prądu mają ładunek ujemny (elektrony).

Półprzewodniki

W kryształach na skutek oddziaływania elektronów z jonami zajmującymi regularne położenie w kryształach pojawiają się pasma energetyczne grupujące stany energetyczne dozwolone dla elektronów rozdzielone przez przerwy energetyczne o energiach z zakresu dla których brak jest stanów dostępnych dla elektronów.

W przypadku półprzewodników wyróżniamy w szczególności

- a) pasmo przewodnictwa
 - b) pasmo walencyjne
- oddzielone przez przerwę energetyczną



W $T=0K$ wszystkie stany z pasma walencyjnego są zajęte przez elektrony a stany z pasma przewodnictwa są nieobsadzone. W takiej sytuacji półprzewodnik nie przewodzi prądu. W wyższych temperaturach pod wpływem wzburzeń termicznych część elektronów z pasma walencyjnego przechodzi do pustych stanów w paśmie przewodnictwa pozostawiając w paśmie walencyjnym puste stany, o których mówimy że są obsadzone przez dziury. Elektrony z pasma przewodnictwa i dziury z pasma walencyjnego mogą przewodzić prąd

Przepływ prądu w obwodzie elektrycznym- siła elektromotoryczna

Przepływ prądu stałego może następować w obwodzie elektrycznym do którego dołączono ogniwo elektryczne będące źródłem siły elektromotorycznej ε , powodującej powstanie różnicy potencjałów (napięcia)

$$I = \frac{\varepsilon}{R + r} \quad r - \text{opór wewnętrzny ogniwa}$$

$$\Rightarrow \varepsilon = IR + Ir \Rightarrow \varepsilon I = I^2 R + I^2 r$$

$$\Rightarrow \varepsilon I \Delta t = (I^2 R + I^2 r) \Delta t$$

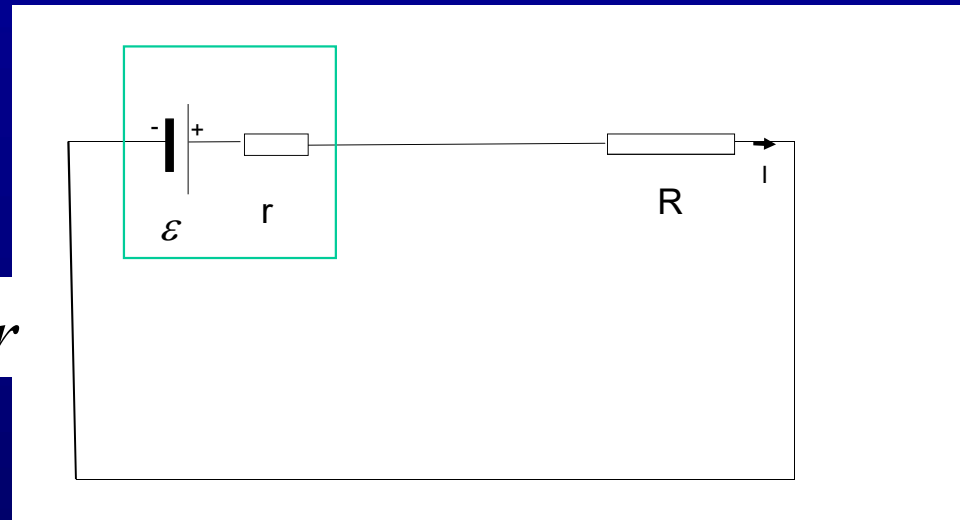
$\varepsilon I \Delta t$ -energia jaka w jednostce czasu Δt jest dostarczana przez ogniwo nośnikom prądu (określa energię przypadającą na jednostkę ładunku nośników prądu $q = I \Delta t$, które przepłynęły przez między biegunami ogniwa w jednostce czasu Δt)

Na elemencie obwodu elektrycznego o oporze R wydzielą się w czasie Δt energia:

$$\Delta E = I^2 R \Delta t = U^2 \Delta t / R = IU \Delta t$$

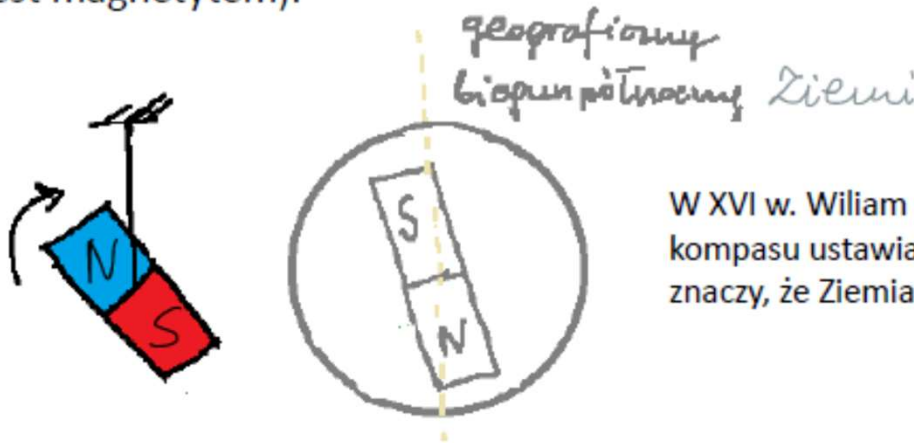
gdzie $U = IR$ - spadek napięcia na tym elemencie obwodu

Gdy elementem tym jest opornik energia ta jest wydzielana w postaci ciepła Joule-Lenza, które jest tym większe im większe jest natężenie prądu.



Oddziaływania magnetyczne

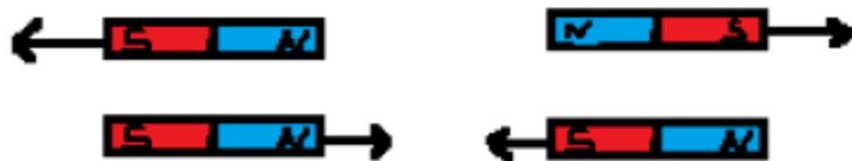
Istnienie oddziaływań magnetycznych było znane już w starożytności. W Grecji wiedzano, że pewne skały przyciągają kawałki żelaza lub tej skały. Występowały one w dużej ilości w regionie o nazwie Magnesia. Stąd nazwa magnes i magnetyzm. Skała ta zawiera Fe_3O_4 (i nazywana jest magnetytem).



W XVI w. William Gilbert wysunął tezę, że skoro igła kompasu ustawia się w preferowanym kierunku, to znaczy, że Ziemia jest wielkim magnesem.

Każdy magnes ma **dwa bieguny** (północne N i południowy S) - dlatego mówimy, że jest **dipolem magnetycznym**. Nazwa biegun północny bierze się stąd, że zawieszony na nitce magnes zawsze zwraca się tym końcem w stronę północnego bieguna geograficznego Ziemi.

Magnesem jest materiał ferromagnetyczny posiadający tzw. momenty magnetyczne, które w obrębie tzw. domen magnetycznych są skierowane w tym samym kierunku, przy czym dodatkowo momenty magnetyczne jego domen nie są ustawione całkowicie chaotycznie.

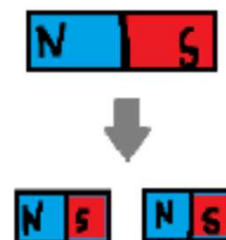


Bieguny jednoimienne magnesów odpychają się; bieguny różnoimienne przyciągają się.

Siły działające między magnesami mogą być przyciągające i odpychające-zachowanie analogiczne jak dla ładunków elektrycznych.

Istotna różnica: ładunki elektryczne można rozdzielić: elektrony nie muszą istnieć z protonami. Natomiast oba bieguny magnetyczne zawsze występują parami (nie można ich rozdzielić): przecinając magnes na dwie części nie można wyodrębnić jego biegunów: każda połówka magnesu ma dwa przeciwne bieguny. Jak dotąd **nie stwierdzono istnienia pojedynczych biegunów (tzw. monopoli magnetycznych)**.

NIE MOŻNA WYZOŁOWAĆ POJEDYNCZCH BIEGUNÓW MAGNETYCZNYCH



U przyczyn sił występujących między magnesami jest to iż magnes wytwarza niejednorodne pole magnetyczne, w którym na drugi magnes działa siła dążąca do wciągnięcia magnesu w obszar silniejszego pola magnetycznego lub wypychania go z tego obszaru w zależności od ustawienia magnesu.

Pole magnetyczne

Do oceny wielkości pola może służyć wektor indukcji pola magnetycznego $\vec{B}$

Wartość indukcji pola mierzymy w teslach (T)

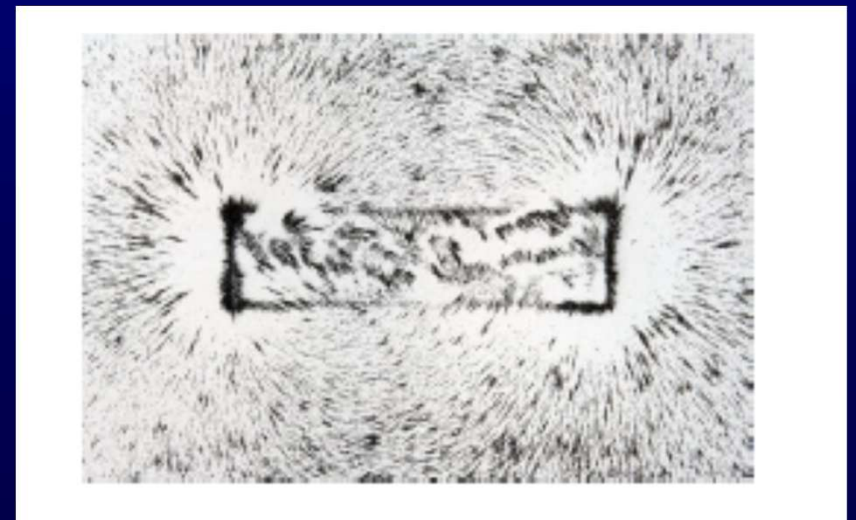
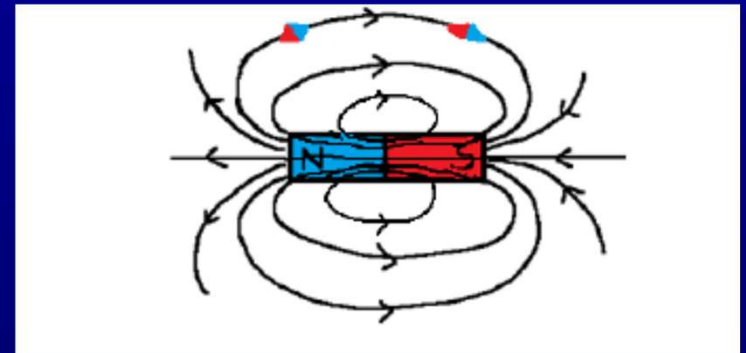
Do oceny orientacji pola magnetycznego wprowadza się linie pola magnetycznego są w każdym punkcie styczne do wektora indukcji pola magnetycznego.

Linie pola magnetycznego wytworzonego przez magnes biegną od bieguna N do S na zewnątrz magnesu i od bieguna S do N wewnątrz magnesu.

Kierunek linii siła pola można określić

a) Określając linie wzdłuż których ustawiają się w polu opiłki żelazne będące miniaturowymi magnesami. Ustawiają się one wzdłuż linii pola magnetycznego z uwagi na działające na nie momenty sił ze strony pola

b) Określając kierunek w którym na cząstkę poruszającą się w tym polu nie działa siła ze strony tego pola. Siła ta jest nazywana siłą Lorentza

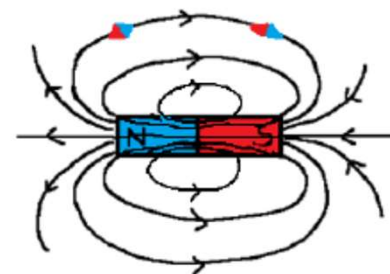


Prawo Gaussa dla pola magnetycznego

Strumień indukcji pola magnetycznego przenikający przez dowolną powierzchnię zamkniętą jest równy zeru. Linie pola magnetycznego nigdzie się nie zaczynają i nigdzie nie kończą, są zawsze krzywymi zamkniętymi. Pole magnetyczne jest polem bezźródłowym.

$$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$$

Linie pola magnetycznego mają swoje przedłużenia wewnątrz magnesu, tworząc pętle zamknięte.



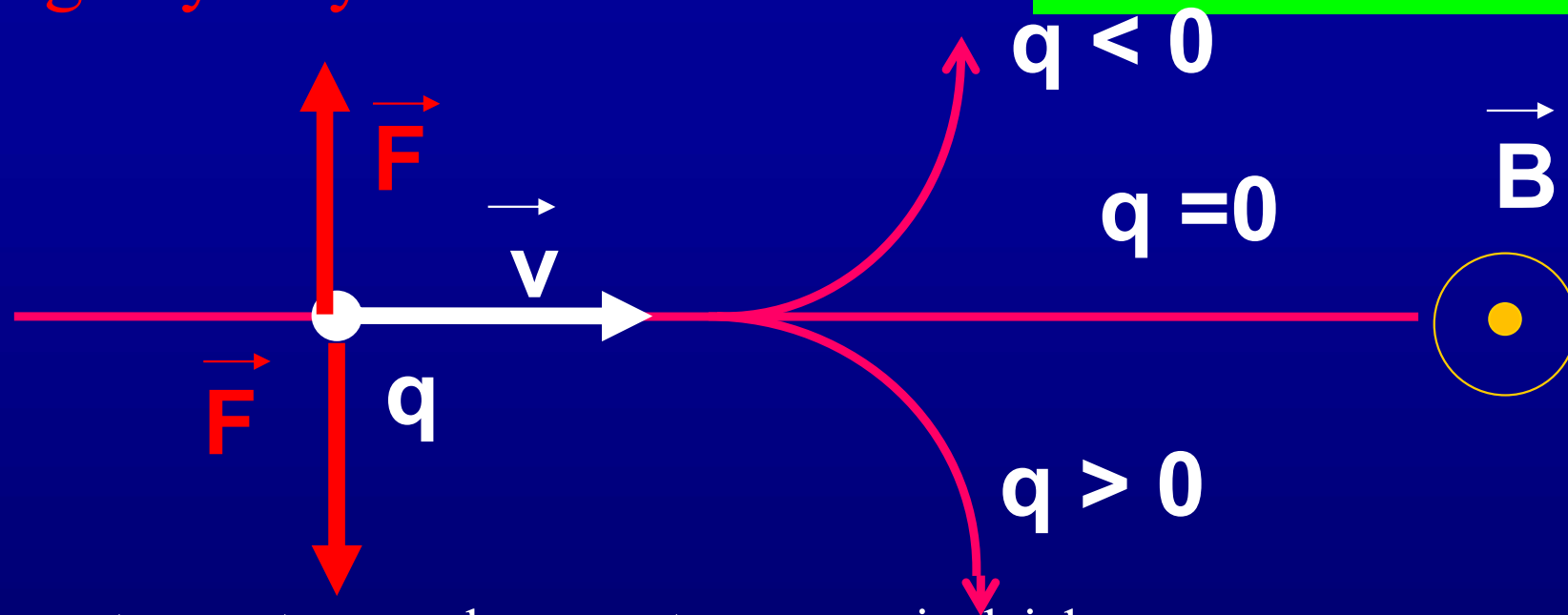
Dla pola elektrycznego wytworzonego przez spoczywające ładunki linie sił pola elektrycznego styczne do wektora natężenia pola elektrycznego mogą zaczynać się na ładunkach dodatnich i kończyć na ładunkach ujemnych. Prawo Gaussa dla pola elektrycznego w próżni przyjmowało postać

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q}{\epsilon_0}$$

Q-ładunek zawarty wewnątrz powierzchni zamkniętej

Siła działająca w polu magnetycznym - Siła Lorentza

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



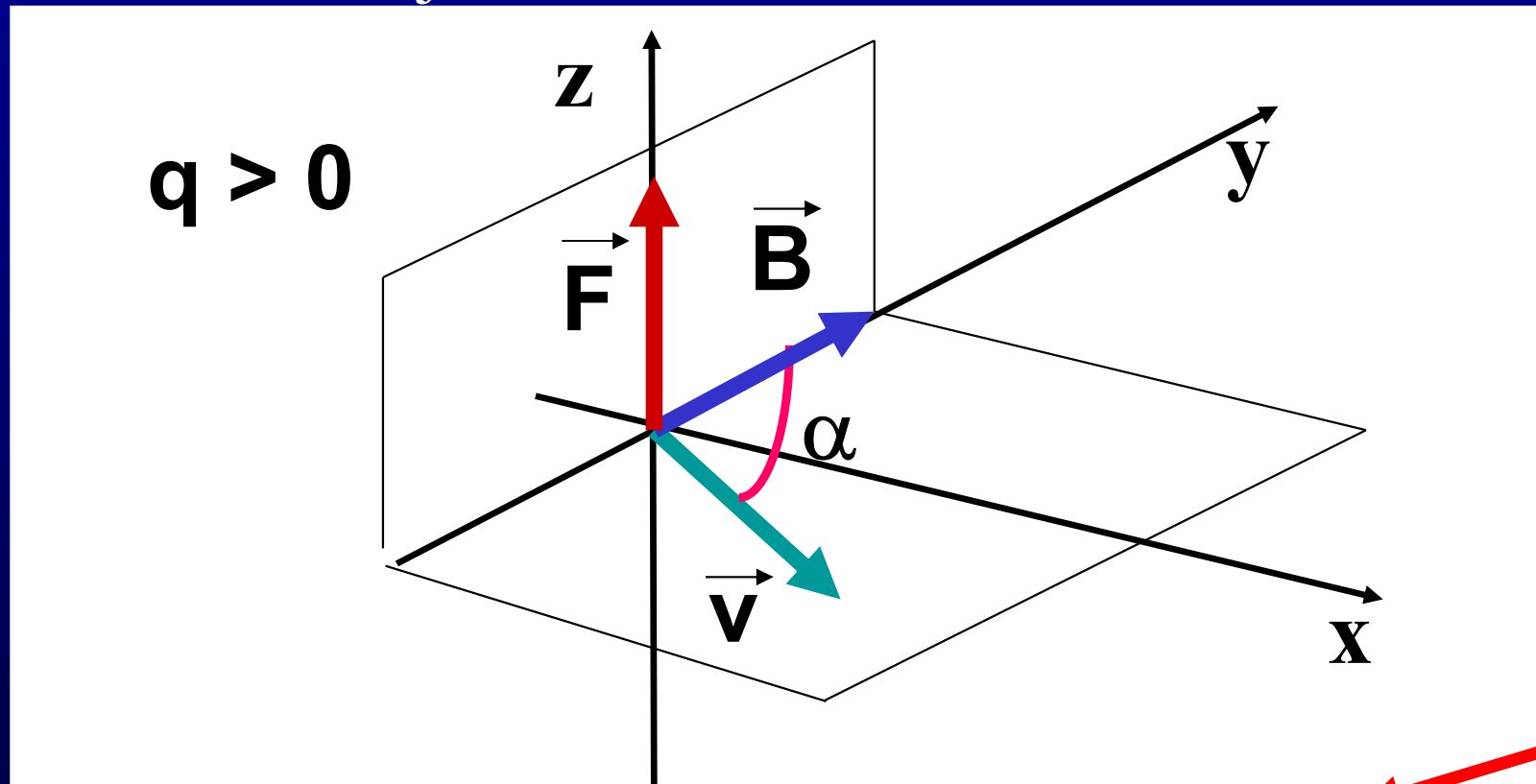
Siła Lorentza ze strony pola magnetycznego nie działa na
cząstki nie obdarzone ładunkiem ($q=0$)
cząstki pozostające w spoczynku ($V=0$)
cząstki poruszające się w kierunku równoległym do wektora indukcji
pola B

$$\vec{V} \parallel \vec{B} \rightarrow \vec{V} \times \vec{B} = 0$$

Siła działająca ze strony pola elektrycznego działa na wszystkie ciała obdarzone
ładunkiem elektrycznym(poruszające się w dowolnym kierunku i spoczywające) i
dana jest wzorem $\vec{F} = q\vec{E}$

$$\vec{F} = q(\vec{V} \times \vec{B}) \quad |\vec{F}| = |q||\vec{V}||\vec{B}| \sin(\alpha)$$

Wartość siły Lorentza jest wprost proporcjonalna do ładunku cząstki, jej szybkości i wartości indukcji pola magnetycznego. Rośnie ona także ze wzrostem kąta między wektorami indukcji pola i prędkości cząstki osiągając maksymalną wartość gdy cząstka porusza się prostopadłe do wektora indukcji



$$T = Ns / (Cm)$$

$$\vec{F} \perp \vec{B}$$

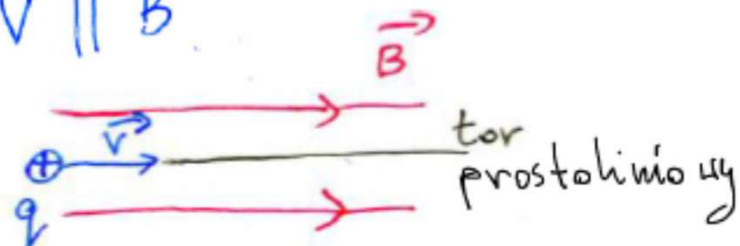
$$\vec{F} \perp \vec{v}$$

Siła Lorentza jest prostopadła to toru cząstki w każdym punkcie a zatem nie wykonuje pracy, a więc nie prowadzi do wzrostu energii kinetycznej (wartości prędkości) cząstki, a jedynie zmienia kierunek wektora prędkości.

①

Ruch cząstki naładowanej w jednorodnym polu magnetycznym

$$\vec{v} \parallel \vec{B}$$

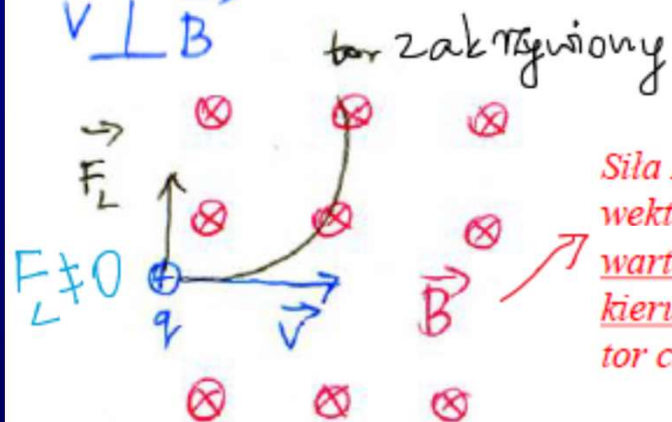


$$F_L = 0$$

$$\vec{F}_L = q\vec{v} \times \vec{B}$$

②

$$\vec{v} \perp \vec{B}$$



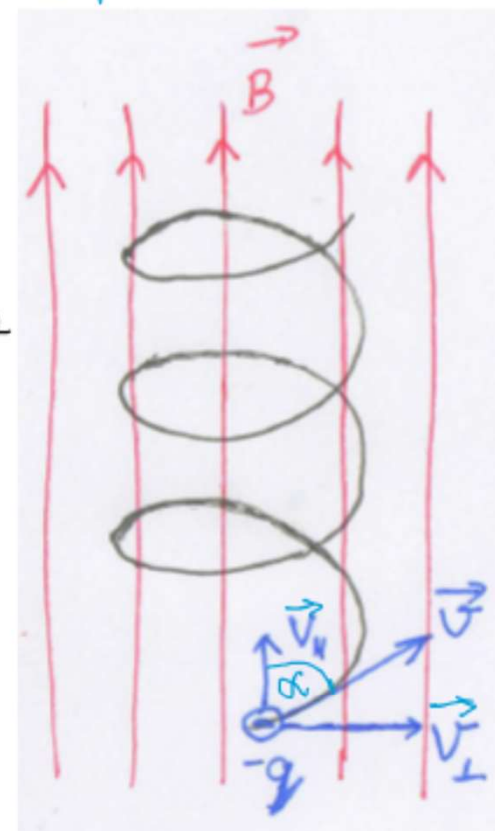
Sila Lorentza jest prostopadła (zawsze) do wektora prędkości, zatem nie może zmienić wartości prędkości cząstki, lecz jedynie kierunek wektora prędkości – co oznacza, że tor cząstki będzie się zakrzywiał.

Jeżeli pole jest jednorodne na całej płaszczyźnie po której porusza się cząstka – ruch po okręgu

③

$\vec{v}$ pod kątem α do $\vec{B}$

tor:
linia
śrubowa

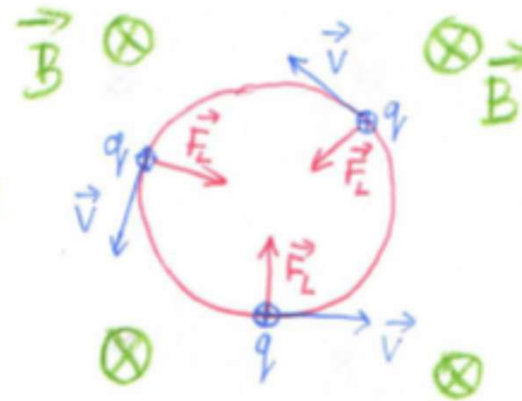


Ruch cząstki naładowanej w jednorodnym polu magnetycznym: niech cząstka wpada w obszar pola B z prędkością skierowaną prostopadłe do linii pola

Cząstka porusza się po okręgu w płaszczyźnie prostopadłej do linii pola B, ze stałą wartością prędkości.

Siła Lorentza pełni rolę siły dośrodkowej.

$$F_L = F_D \Leftrightarrow |q|VB = \frac{mV^2}{R} \rightarrow R = \frac{mV}{|q|B}$$



Promień okręgu po którym porusza się cząstka maleje wraz ze wzrostem indukcji pola

Pole magnetyczne można także wykorzystać w celach pomocniczych przy konstrukcji urządzeń służących do przyspieszania cząstek cyklotronów

Przyspieszanie cząstek - cyklotron, synchrotron

Przyspieszanie cząstek następuje na skutek pracy sił pola elektrycznego działającego na cząstkę w chwilach przechodzenia między duantami

Promień okręgów leżących w płaszczyźnie prostopadłej do wektora $\vec{B}$, po których poruszają się cząstki o ładunku q i o określonej wartości prędkości V wyznaczamy z warunku

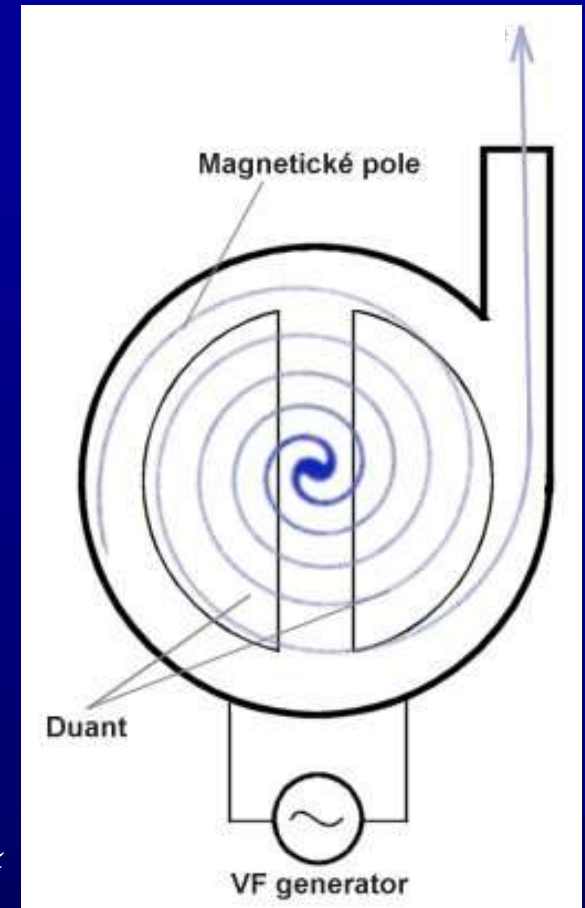
$$F_L = F_D \Leftrightarrow |q|VB = \frac{mV^2}{R} \rightarrow R = \frac{mV}{|q|B}$$

Widać iż rośnie on ze wzrostem prędkości cząstki (cząstki poruszają się po spirali).

Okres obiegu po okręgu $T = \frac{2\pi R}{V} = \frac{2\pi m}{|q|B}$

nie zależy od prędkości gdy można pominąć relatywistyczną zmianę masy cząstki z prędkością. Wówczas można na stałe

zsynchronizować go z częstością zmian napięcia generatora, którego znak zmienia się po przebyciu przez cząstkę połowy okręgu. Przy przyspieszaniu cząstek do większych prędkości stosujemy zwykle synchrotron w którym relatywistyczny efekt związany ze wzrostem masy cząstki kompensujemy poprzez odpowiedni wzrost indukcji pola B aby zachować stałą wartość T czyli czasu obiegu jednego okręgu przez cząstkę i możliwość przyspieszenia cząstki przy przechodzeniu jej między duantami

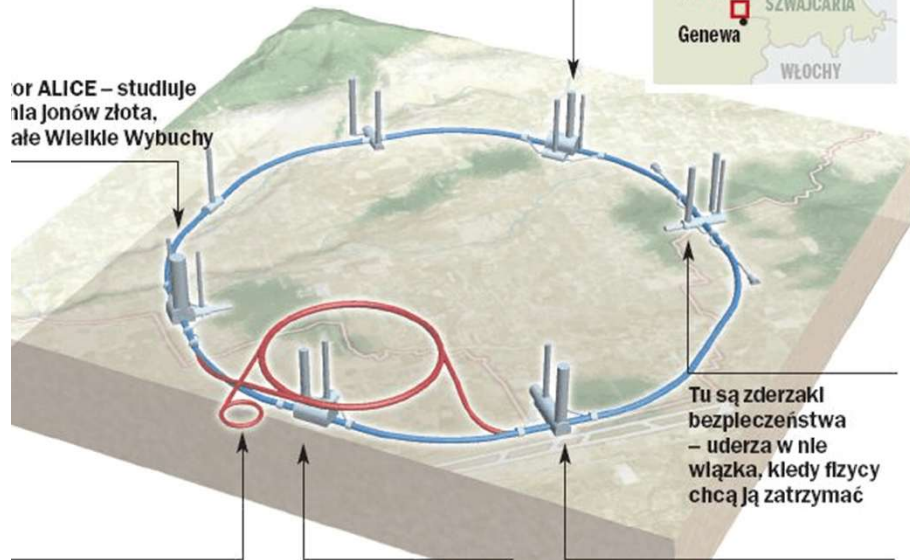


LHC czyli wielki zderzacz hadronów pod Genewą

Detektor CMS – szuka nowych, nleznanych cząstek materii. Z żelaza użytego do jego budowy można byłoby zrobić kopię wieży Eifla



or ALICE – studuje na Jonów złota, ale Wielkie Wybuchy



ze akceleratory, które nie rozpędzają protony i czają je do tunelu LHC

Detektor ATLAS – szuka bozonu Higgsa i maleńkich czarnych dziur

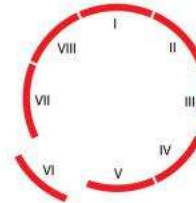
Detektor LHCb – szuka różnic między materią i antymaterią



LHC, czyli Wielki Zderzacz Hadronów, to akcelerator cząstek, w którym będzie dochodziło do zderzeń protonów rozpędzonych do prędkości bliskiej prędkości światła (czyli prawie 300 tys. km/s). Dzięki zainstalowanym detektorom naukowcy będą mogli badać nowe, nieznanne jeszcze cząstki powstałe w wyniku kolizji

DIPOL

LHC składa się z ośmiu części, z których na każdą przypada 154 kawałków zwanych dipolami. To przez nie biega wiązki protonów. Jeden dipol ma 15 metrów długości i waży ok. 35 ton



1232

z tyłu dipoli składa się w sumie cały tunel LHC

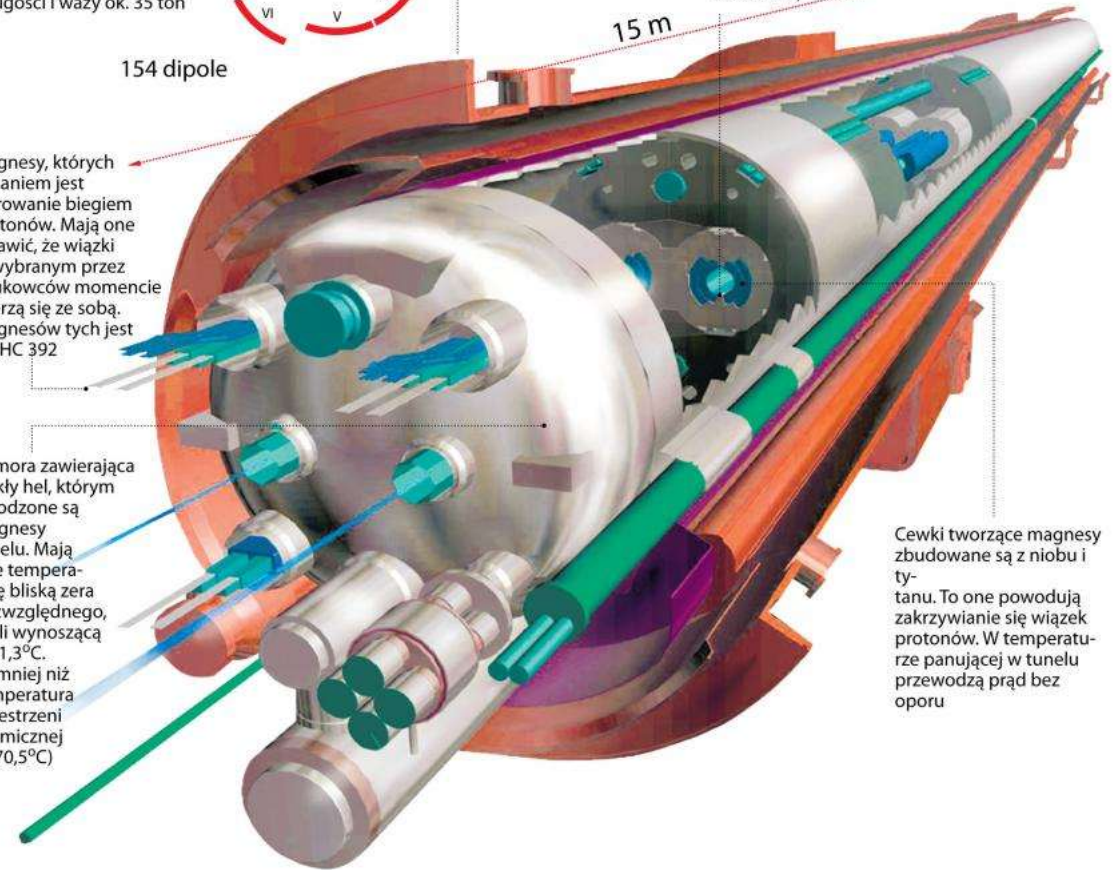
Rura, przez którą biega wiązki protonów. Ich energia ma sięgać 7 TeV (teraelektrowoltów)

Ośłona termiczna zapobiegająca zmianom temperatury tunelu

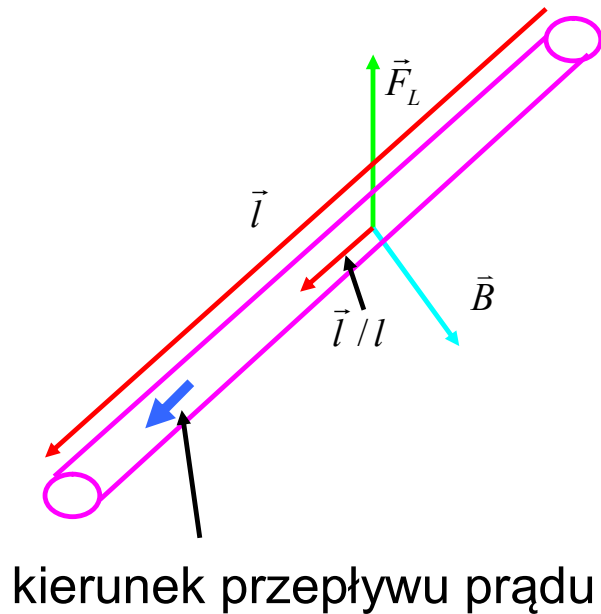
Magnesy, których zadaniem jest sterowanie biegiem protonów. Mają one sprawić, że wiązki w wybranym przez naukowców momencie zderzą się ze sobą. Magnesów tych jest w LHC 392

Komora zawierająca ciekły hel, którym chłodzone są magnesy tunelu. Mają one temperaturę bliską zera bezwzględnego, czyli wynoszącą $-271,3^{\circ}\text{C}$. To mniej niż temperatura przestrzeni kosmicznej ($-270,5^{\circ}\text{C}$)

Cewki tworzące magnesy zbudowane są z niobu i tytanu. To one powodują zakrzywianie się wiązek protonów. W temperaturze panującej w tunelu przewodzą prąd bez oporu



Siła Lorentza działająca w jednorodnym polu o indukcji $\vec{B}$ na przewodnik o długości l przez który płynie prąd o natężeniu I



$$\vec{F}_L = Nq\vec{V} \times \vec{B}$$

N - ilość nośników prądu w przewodniku obdarzonych ładunkiem q

$$N = nlS$$

l -długość przewodnika

S -pole przekroju przewodnika

n - koncentracja nośników prądu

$\vec{V}$ - prędkość dryfu nośnika

Gęstość prądu

$$\vec{j} = nq\vec{V}$$



$$\vec{V} = \frac{|\vec{j}|}{nq} \frac{\vec{l}}{l}$$

$\vec{l}$ -wektor o długości l wskazujący kierunek przepływu prądu

$$\vec{F}_L = nlSq \frac{|\vec{j}|}{nql} (\vec{l} \times \vec{B}) = S|\vec{j}|(\vec{l} \times \vec{B})$$

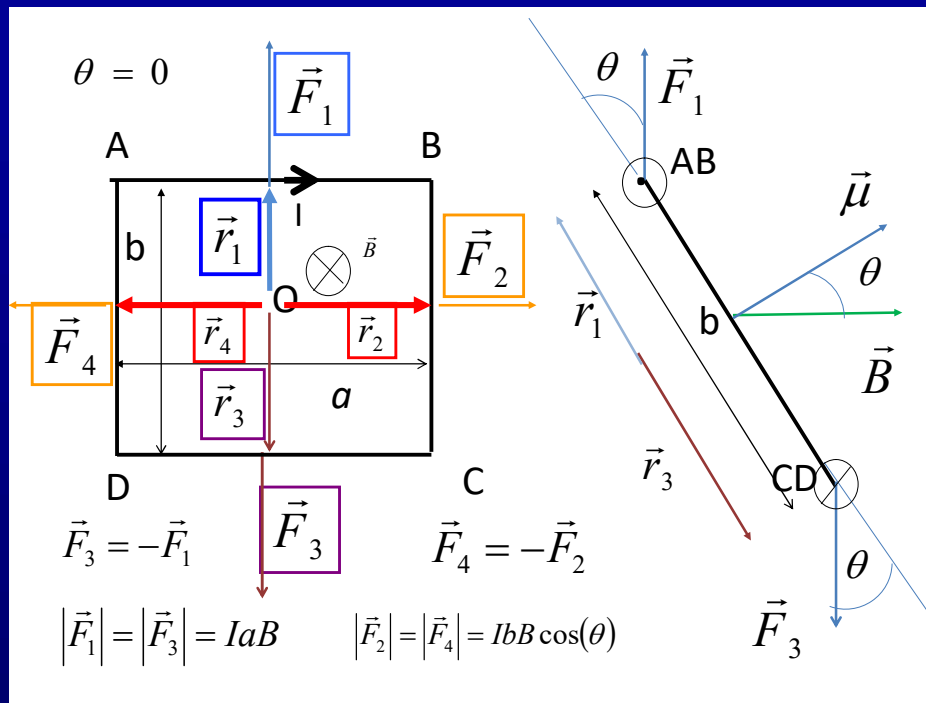
$$\vec{F}_L = I\vec{l} \times \vec{B}$$

$$I = |\vec{j}|S$$

-natężenie prądu elektrycznego

$$[T] = [N/mA]$$

Moment siły działający na ramkę przez którą płynie prąd w jednorodnym polu magnetycznym (dipol magnetyczny)



$$\vec{r}_2 \parallel \vec{F}_2$$

$$\vec{\tau}_2 = \vec{r}_2 \times \vec{F}_2 = 0$$

$$\vec{F}_3 = -\vec{F}_1$$

$$\vec{\tau} = \vec{\tau}_1 + \vec{\tau}_3 = \vec{r}_1 \times \vec{F}_1 + \vec{r}_3 \times \vec{F}_3 = 2\vec{r}_1 \times \vec{F}_1$$

$$\vec{r}_4 \parallel \vec{F}_4$$

$$\vec{\tau}_4 = \vec{r}_4 \times \vec{F}_4 = 0$$

$$\vec{r}_3 = -\vec{r}_1$$

Siły działające na boki AB i CD (mimo że się znoszą) prowadzą do powstania dwóch momentów sił , których suma nie znika

$$|\vec{r}_3| = |\vec{r}_1| = \frac{b}{2}$$

$$|\vec{r}_2| = |\vec{r}_4| = \frac{a}{2}$$

$$|\vec{F}_1| = IaB$$

$$|\vec{\tau}| = 2|\vec{r}_1||\vec{F}_1| \sin \theta = 2 \frac{b}{2} F_1 \sin \theta = b F_1 \sin \theta = baIB \sin \theta = SIB \sin \theta = \mu B \sin \theta$$

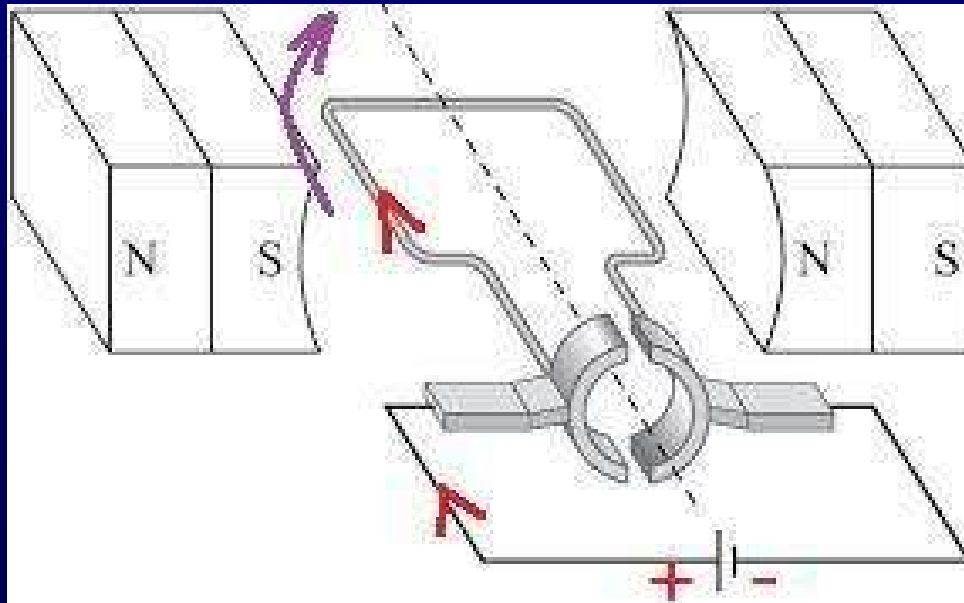
θ -kąt jaki wektor prostopadły do płaszczyzny ramki o polu powierzchni S tworzy z wektorem indukcji pola $\vec{B}$, $S = ab$ -pole powierzchni ramki, $|\vec{\mu}| = IS$ wartość dipolowego momentu magnetycznego ramki

Wprowadzając wektor dipolowego momentu magnetycznego $\vec{\mu}$ prostopadły do ramki, którego zwrot określa reguła prawej dłoni wzór na moment siły można zapisać wzorem

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B}$$

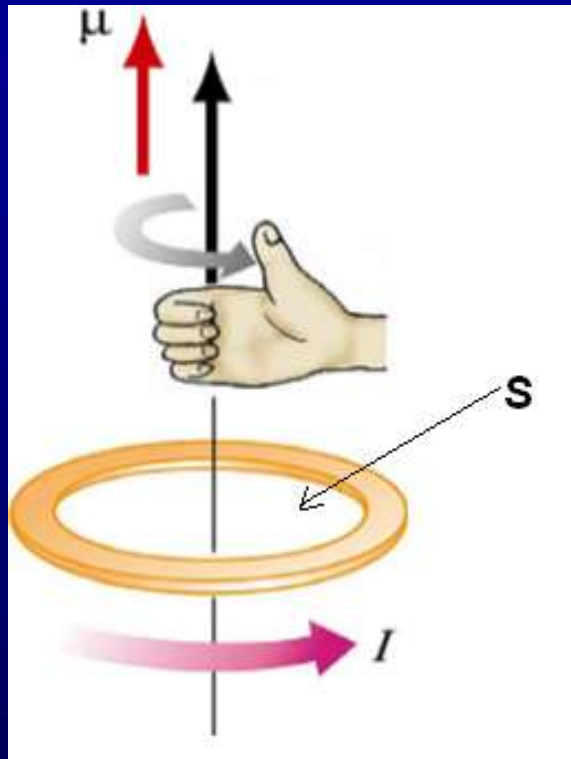
Zasada działania silnika elektrycznego

Gdy początkowa ramka nie jest ustawiona równolegle do indukcji pola i przez ramkę popłynie prąd to ramka pod wpływem przyłożonego momentu zaczyna się obracać się ze stałą prędkością kątową, przy czym nie zatrzymuje się ona w punktach w których znika moment siły ze względu na bezwładność ruchu



Moment magnetyczny obwodu z prądem

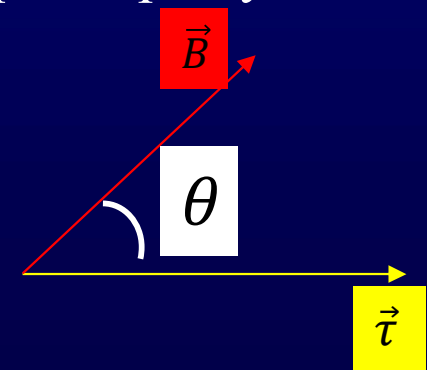
Każdemu zamkniętemu obwodowi w którym płynie prąd o natężeniu I możemy przypisać moment magnetyczny $|\vec{\mu}| = IS$ o wartości proporcjonalnej do I i pola powierzchni obwodu S będący wektorem skierowanym prostopadłe do powierzchni. Zwrot momentu możemy określić przy pomocy reguły prawej ręki.



Jeżeli palce prawej ręki wskazują kierunek przepływu prądu to kciuk tej ręki wskazuje kierunek momentu magnetycznego. Na moment ten w polu magnetycznym o indukcji B działa moment siły $\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B}$ dążący do ustawienia momentu dipolowego w kierunku równoległym do indukcji pola magnetycznego.

Ponieważ $|\vec{\tau}| = \mu B \sin \theta$ to moment siły znika przy równoległym $\theta = 0$ lub antyrównoległym $\theta = \pi$ ustawieniu wektorów momentu magnetycznego i indukcji pola, a jest największy przy prostopadłym $\theta = \pi/2$ ustawieniu tych wektorów

W jednorodnym polu magnetycznym o indukcji B z momentem tym związana jest energia $E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\mu B \cos \theta$ osiągająca minimum przy ustawieniu momentu magnetycznego i indukcji pola w tym samym kierunku $\theta = 0$



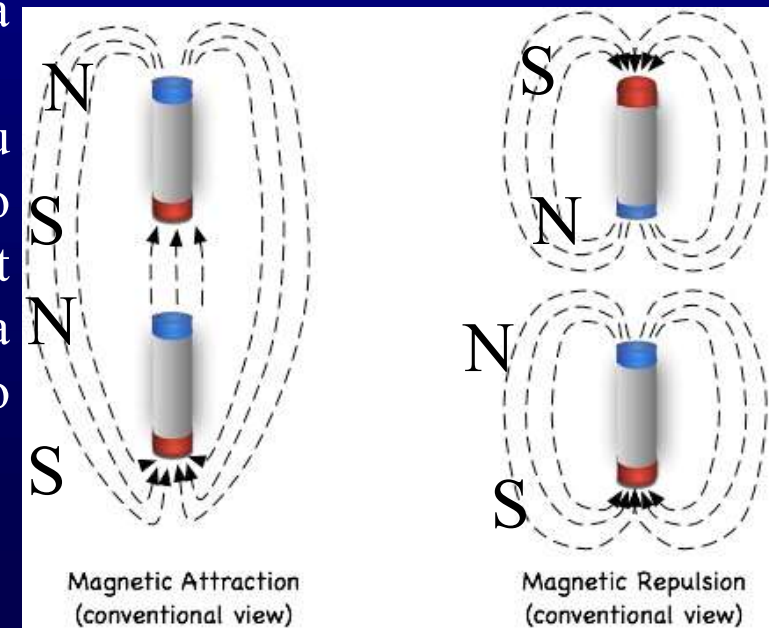
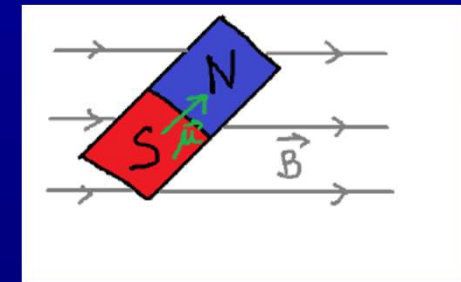
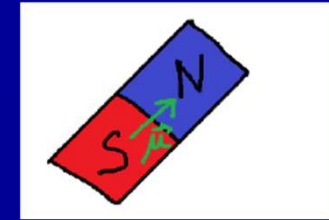
Moment magnetyczny magnesu stałego

Magnes stały charakteryzuje się także pewnym momentem dipolowym magnetycznym skierowanym od bieguna S do N powstającym na skutek uporządkowania kierunków dipolowych momentów magnetycznych pochodzących od atomów magnesu na drodze oddziaływania wymiennego, które efektywnie prowadzi do powstania wewnątrz atomu bardzo silnego pola magnetycznego prowadzącego do uporządkowania momentów magnetycznych

Moment siły $\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B}$ pochodzący ze strony pola magnetycznego działający na magnes prowadzi do jego ustawienia się wzdłuż linii indukcji pola i pozwala na określenie kierunku linii indukcji pola i zwrotu wektora indukcji.

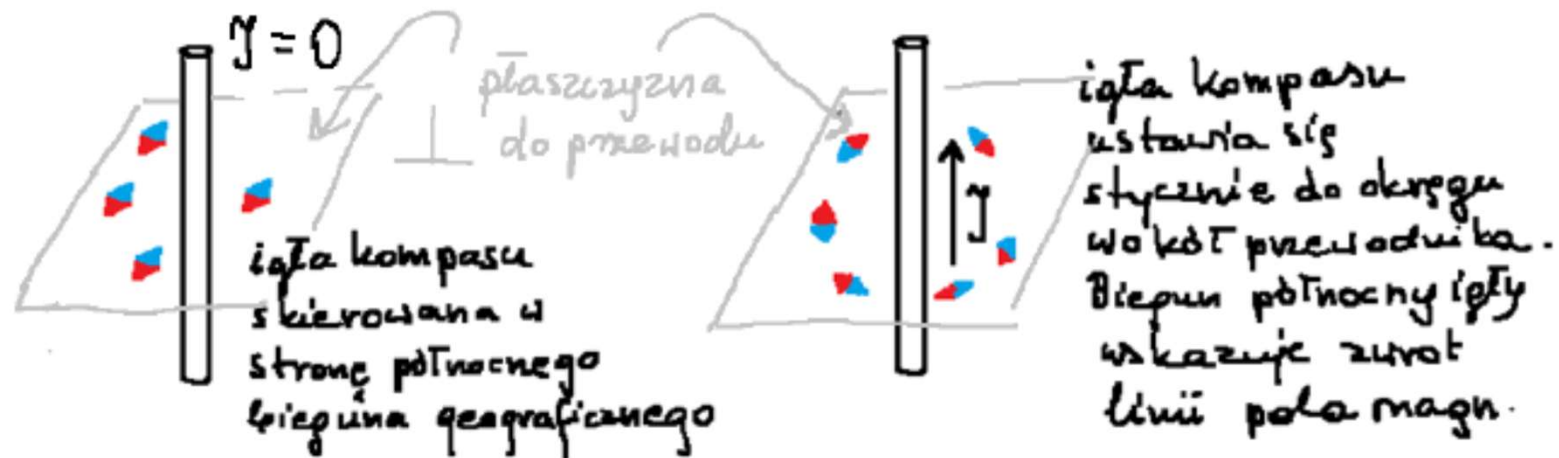
Niezerowa siła działająca na moment magnetyczny w polu niejednorodnym magnetycznym prowadzi do jego wciągania w obszar silniejszego pola gdy jego moment jest ustawiony równoległe do indukcji pola oraz wypychania jego z tego pola gdy jest on ustawiony antyrównoległe do indukcji pola.

Pole magnetyczne powstaje także wokół magnesu trwałego sztabkowego i prowadzi efektywnie do przyciągania się biegunów różnoimiennych magnesu N i S i odpychania się biegunów jednoimiennych N-N i S-S



Źródła pola magnetycznego

W 1819r. duński fizyk Hans Oersted użył baterii, aby wytworzyć silny prąd w przewodzie i przypadkiem zauważył, że igła magnetyczna umieszczona w pobliżu przewodnika, wychyliła się z położenia początkowego północ-południe.



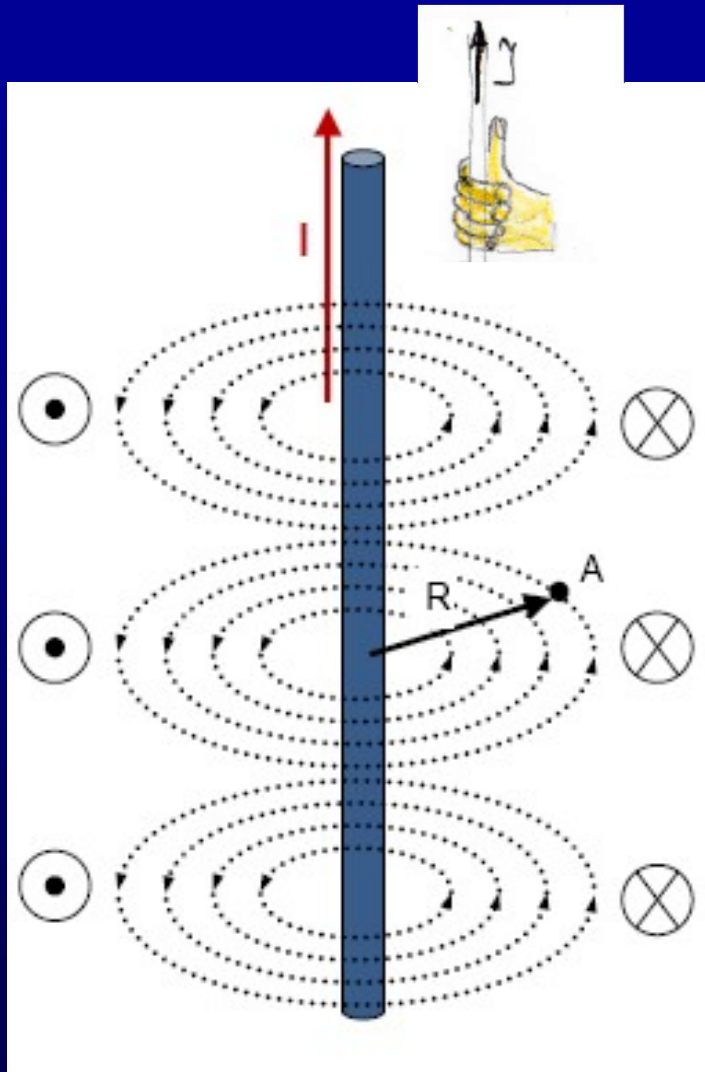
Kompas zatem zachował się tak, jakby umieszczono w jego sąsiedztwie magnes.

WNIOSEK: PRĄD ELEKTRYCZNY WYTWARZA POLE MAGNETYCZNE. IGŁA KOMPASU

ODPOWIADA NA TO POLE. Elektryczność jest powiązana z magnetyzmem.

Pole magnetyczne jest związane z ruchem cząstek obdarzonych ładunkiem elektrycznym i może być wytworzony przez przewodnik z prądem

Pole pochodzące od prostoliniowego przewodnika



Linie indukcji pola magnetycznego mają kształt okręgów leżących w płaszczyznach prostopadłych do przewodnika w którym płynie prąd współśrodkowych z tym przewodem

■ Zwrot linii pola magnetycznego określa reguła prawej dłoni

Wartość indukcji pola jest odwrotnie proporcjonalna do odległości od przewodnika.

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}$$

Ostatnią relację można udowodnić posługując się prawem Ampera, które po pewnym uogólnieniu stanowi kolejne z równań Maxwella (po prawie Gaussa dla pola elektrycznego i magnetycznego)

Prawo Ampera (w próżni)

Cyrkulacja wektora indukcji pola magnetycznego wzdłuż krzywej zamkniętej (konturze całkowania Γ) jest równa sumie algebraicznej natężeń prądów płynących przez powierzchnie rozpiętą na konturze całkowania obejmowanych przez ten kontur mnożonej przez przenikalność magnetyczną próżni.

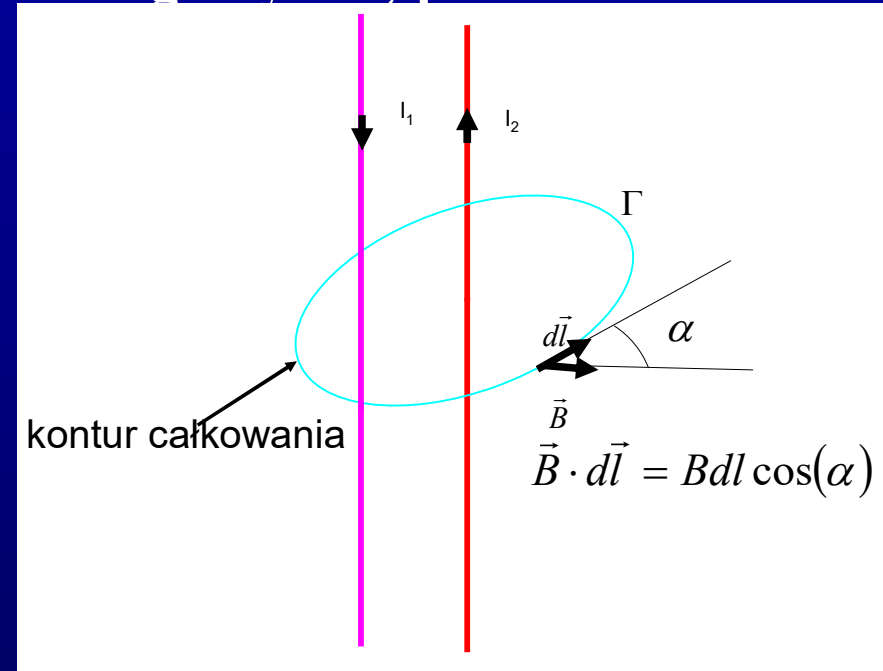
$$\oint_{\Gamma} \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \sum_k I_k = \mu_0 (I_2 - I_1)$$

W celu policzenia cyrkulacji trzeba kontur podzielić na nieskończenie krótkie prostoliniowe odcinki na długości których można uznać iż indukcja pola jest stała.

Następnie trzeba określić wkład do cyrkulacji pochodzący od każdego z odcinków i dodać te wkłady do siebie, przy czym wkład pochodzący od każdego z odcinków jest równy $\vec{B} \cdot d\vec{l}$

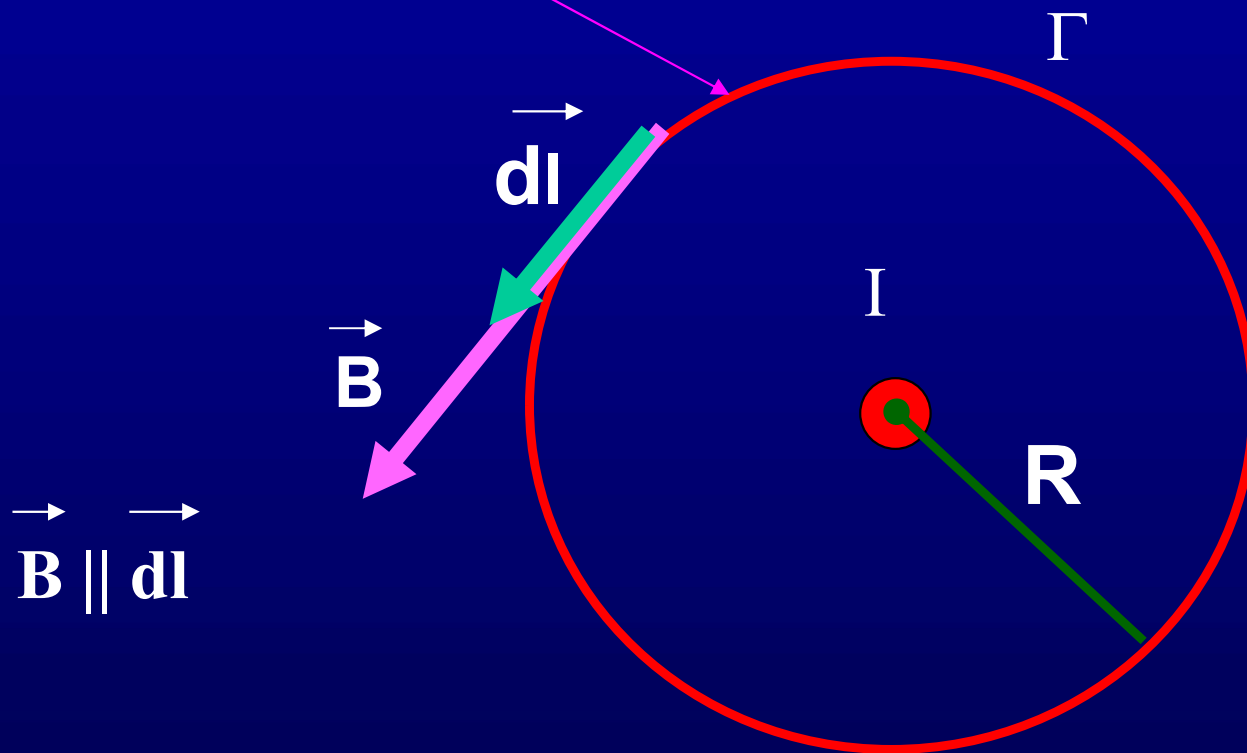
$d\vec{l}$ - wektor przemieszczenia wzdłuż odcinka zamkniętego konturu całkowania przebywanego w określonym kierunku

Znak natężenia prądu można ustalić w oparciu o regułę zgodnie z którą jeżeli palce prawej ręki wskazują kierunek poruszania się po konturze całkowania (zgodnym ze zwrotem wektora $d\vec{l}$) to prąd jest dodatni gdy przepływa w kierunku wskazanym przez kciuk i ujemny gdy płynie w kierunku przeciwnym.



Indukcja pola wytworzonego przez prostoliniowy przewodnik- obliczenia z Prawa Ampera

Kontur całkowania Γ



$$\oint_{\Gamma} \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I$$

$$\oint_{\Gamma} \vec{B} \cdot d\vec{l} = \oint_{\Gamma} |\vec{B}| |d\vec{l}| = |\vec{B}| \oint_{\Gamma} |d\vec{l}| = |\vec{B}| 2\pi R$$

$$\vec{B} \parallel d\vec{l}$$

$$|\vec{B}| = \text{const}$$

(w dowolnym punkcie na konturze całkowania Γ)

$$|\vec{B}| = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}$$

Oddziaływanie przewodników z prądem

Ponieważ wokół przewodnika powstaje pole, zaś w polu na przewodnik działa siła, to dwa przewodniki ustawione w pobliżu siebie mogą oddziaływać ze sobą

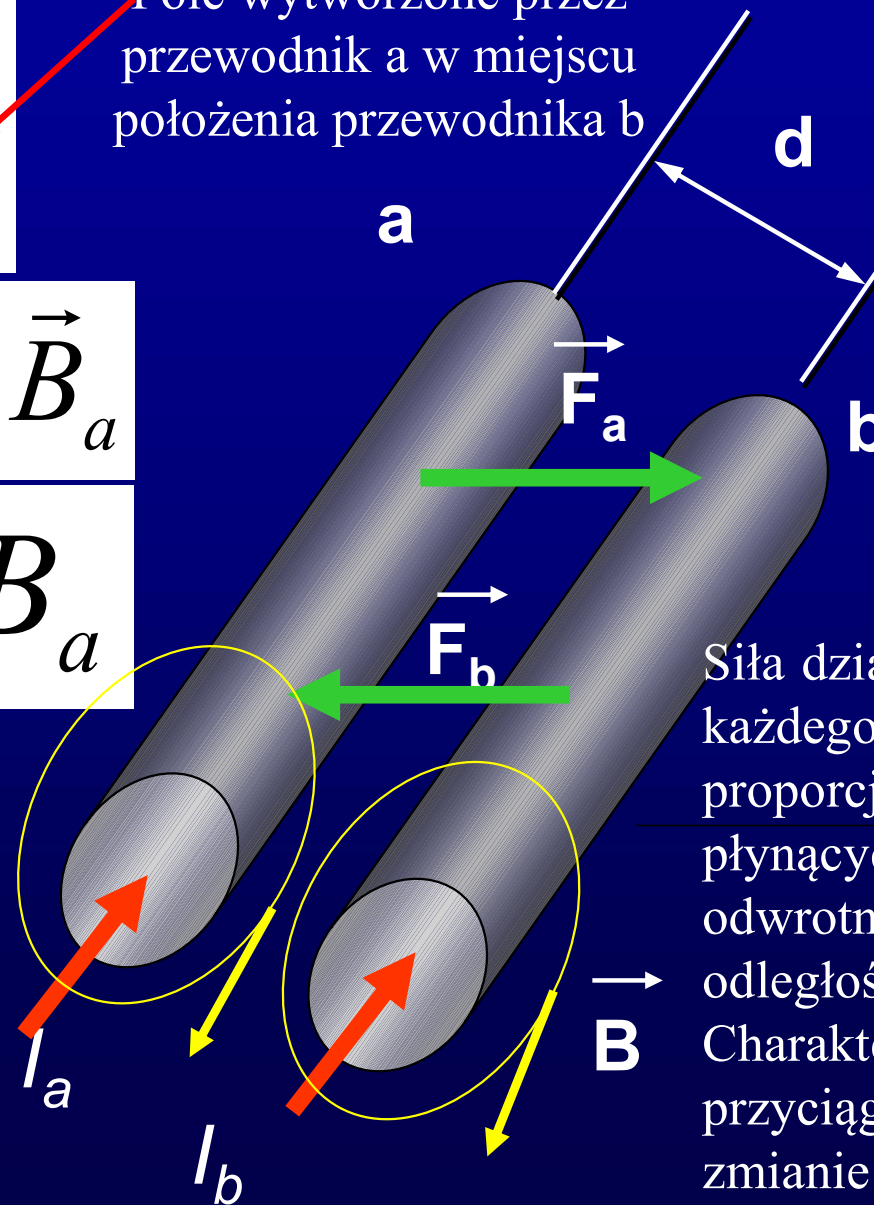
$$B_a = \frac{\mu_0 I_a}{2\pi d}$$

Pole wytworzone przez przewodnik a w miejscu położenia przewodnika b

$$\vec{F}_b = I_b \vec{l} \times \vec{B}_a$$

$$F_b = I_b l B_a$$

Siła działająca na odcinek przewodnika b o długości l zależy od natężenia prądu płynącego w tym przewodniku i indukcji pola wywołanej przez przewodnik A



$$F_b = \frac{\mu_0 I_a I_b}{2\pi d}$$

$$F_a = F_b$$

Siła działająca na jednostkę długości l każdego z przewodników jest wprost proporcjonalna do natężeń prądów płynących w obu przewodnikach i odwrotnie proporcjonalna do odległości między nimi

Charakter siły zmienia się z przyciągającej na odpychającej przy zmianie kierunku przepływu prądu w jednym z przewodów

Pyt. Nieskończenie długi prostoliniowy przewodnik z prądem o natężeniu I wytwarza w punkcie A pole magnetyczne



• A

- a) o indukcji, której wartość jest odwrotnie proporcjonalna do kwadratu odległości punktu A od przewodnika.
- b) o indukcji, której wartość jest wprost proporcjonalna do wartości kwadratu natężenia prądu I^2 .
- c) o wektorze indukcji, który ma kierunek prostopadły do płaszczyzny rysunku i zwrot „za” płaszczyznę rysunku.
- d) o wektorze indukcji, który ma kierunek styczny do płaszczyzny rysunku i zwrot w kierunku przewodnika.

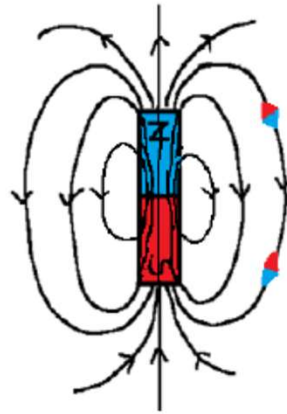
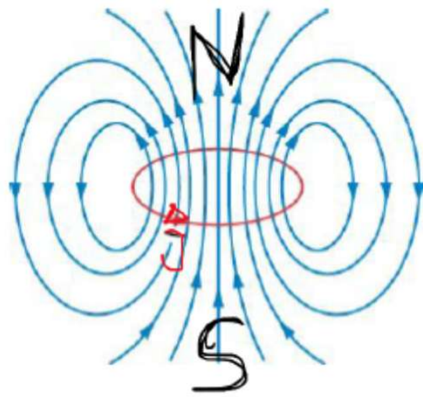
Zaznaczyć jedno prawdziwe stwierdzenie spośród podanych powyżej

Pyt. Które z powyższych stwierdzeń związanych z obecnością pola magnetycznego są **nieprawdziwe**?

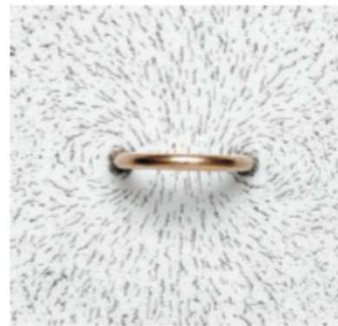
- a) Linie indukcji pola magnetycznego są zawsze krzywymi zamkniętymi.
- b) Wektor indukcji pola magnetycznego jest zawsze styczny do linii indukcji pola magnetycznego.
- c) Strumień indukcji pola magnetycznego przenikającego przez dowolną powierzchnię zamkniętą jest zawsze równy 0.
- d) Siła działająca w polu magnetycznym na cząstkę obdarzoną ładunkiem magnetycznym jest zawsze styczna do linii indukcji pola magnetycznego.
- e) Linie indukcji pola magnetycznego wytworzonego przez prostoliniowy przewodnik z prądem są okręgami leżącymi w płaszczyźnie prostopadłej do przewodnika.
- f) Cyrkulacja wektora indukcji pola magnetycznego wzdłuż dowolnej krzywej zamkniętej jest zawsze równa zeru.

Pole magnetyczne wokół kołowego obwodu z prądem

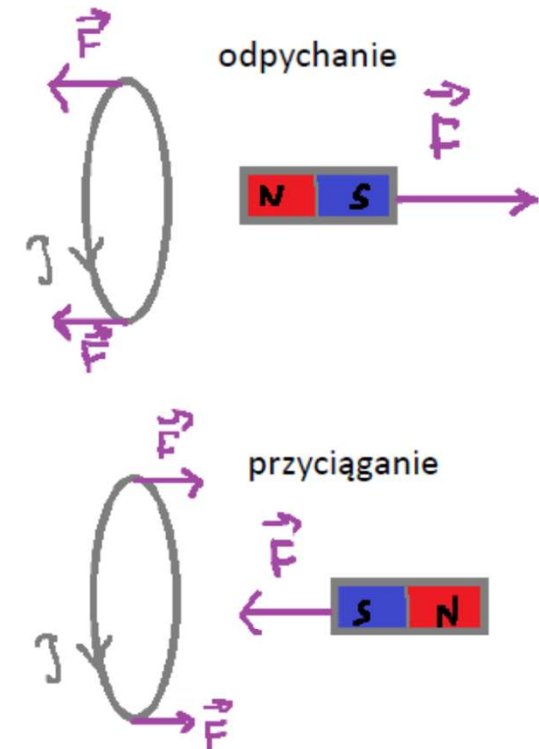
Linie pola przypominają linie pola od magnesu sztabkowego – pole dipola magnetycznego. Widać więc silny związek między trwałymi magnesami a pętlami z prądem.



Można zidentyfikować bieguny magnetyczne: północny - po tej stronie, z której wychodzą linie pola. Obwód z prądem jest dipolem magnetycznym.



Opitki żelazne wokół obwodu

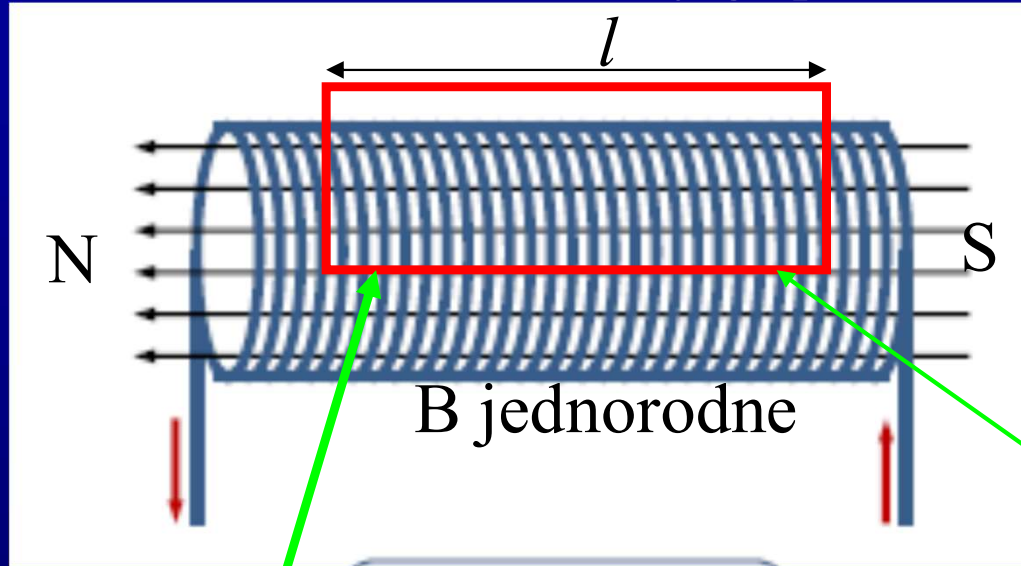


Pętla z prądem zachowuje się jak trwały magnes sztabkowy: wpływa na położenie igły kompasu, jest przyciągana/odpychana przez magnes sztabkowy.

Pole wewnątrz solenoidu z dala od jego brzegów

Solenoid – złożony z wielu zwojów wykonanych z przewodnika gęsto nawiniętych na boczną powierzchnię walca

$B \approx 0$ na zewnątrz solenoidu w jego pobliżu



Pole wytworzone przez pusty w środku solenoid przez uzwojenie którego płynie prąd przypomina pole magnesu (choć jest zwykle słabsze). Może ulec podwyższeniu po wypełnieniu jego wnętrza ferromagnetykiem. Linie indukcji pola biegną wewnątrz solenoidu od bieguna S do N jak wewnątrz magnesu, a na zewnątrz od bieguna N do S.

Kontur całkowania Γ

Wkład do cyrkulacji pochodzi tylko od odcinka konturu w postaci boku prostokąta równoległego do linii indukcji pola leżącego wewnątrz solenoidu, gdzie pole jest jednorodne (wszędzie jednakowe)

$$\oint_{\Gamma} \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \sum_k I_k$$

Z prawa Ampera

$$\oint_{\Gamma} \vec{B} \cdot d\vec{l} = Bl$$

$$B = \frac{N}{l} \mu_0 I$$

$$\mu_0 \sum_k I_k = \mu_0 NI$$

N – liczba zwojów na odcinku solenoidu o długości l , I – natężenie prądu płynącego przez solenoid

Dlaczego magnesy trwale wytwarzają pole magnetyczne

Wiemy, że źródłem pola magnetycznego są poruszające się ładunki elektryczne. Pole magnetyczne wytwarzane przez solenoid o skończonej długości oraz przez obwód kołowy przypomina pole magnesu sztabkowego. **Widać silny związek między trwałymi magnesami a pętlami/obwodami z prądem.**

Widać też, że pole magnetyczne można powiązać z istnieniem momentów magnetycznych

Hipoteza Andre Ampere'a (1820 r.):

We wnętrzu magnesów trwałych istnieją wirowe prądy elektryczne (mikroskopowe pętle z prądem), które stanowią źródło zewnętrznego pola magnetycznego.

Pyt.: Skąd się biorą te prądy? Gdzie odbywa się ruch ładunków elektrycznych w magnesach?

Odp.: W atomach. Model klasyczny: W każdym atomie wokół jądra krążą po orbitach kołowych elektrony, tworząc pętle z prądem. Krążący elektron stanowi prąd elektryczny o natężeniu $I = e/T$ i stanowi mikroskopowy dipol magnetyczny:

$$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}, \quad T = 10^{-16} \text{ s} \quad \text{Zatem orbitujący elektron odpowiada prądowi o natężeniu } I \sim 10^{-3} \text{ A}$$

$\uparrow$
czas obiegu orbity

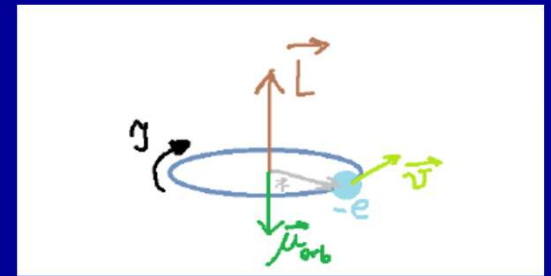
Taki prąd wytwarza w środku okręgu pole magnetyczne:

$$B \sim 20 \text{ T}$$

Widać, że silne pole B mogłoby być wytworzone w materiale jeśli wiele „atomowych magnesów” byłoby odpowiednio ustawionych.

Tak się na ogół nie dzieje, bo pole magnetyczne wytworzone przez 1 elektron w atomie znosi się w wielu materiałach z polem magnetycznym wytworzonym przez inny elektron w tym samym atomie (**atom nie wytwarza własnego pola B**). Zatem substancje te nie są magnesami

Można pokazać iż moment magnetyczny związany z ruchem z elektronu w atomie po orbicie jest proporcjonalny do orbitalnego momentu pędu elektronu w tym ruchu



W przypadku ruchu po orbicie kołowej o promieniu r mamy bowiem

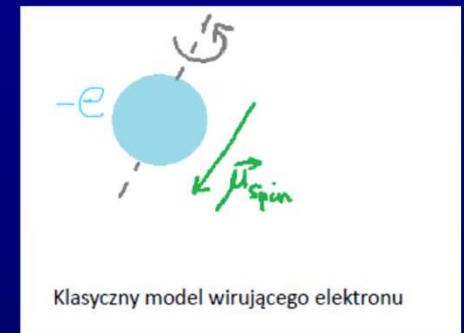
$$I = \frac{|e|}{T} = \frac{|e|V}{2\pi r} \quad |\vec{\mu}_l| = IA = \frac{|e|V}{2\pi r} \pi r^2 = \frac{|e|Vr}{2} = \frac{|e|}{2m_e} m_e V r = \frac{|e|}{2m_e} |\vec{L}|$$

W celu zachowania zwrotu wektora z godnie z przyjętą umową

$$\vec{\mu}_l = -\frac{|e|}{2m_e} \vec{L}$$

Poza orbitalnym momentem pędu związanym z ruchem elektronu wokół jądra elektron ma także własny, moment pędu zwany spinem

Poglądowo wiążemy go z obrotem elektronu wokół własnej osi, ale obraz ten nie jest w pełni poprawny. Wyjaśnienie istnienia spinu daje mechanika kwantowa, która wskazuje na to że rzuty obu momentów na kierunek pola przyjmują dyskretne wartości.



Ze spinem wiążemy również moment magnetyczny

$$\hat{\vec{\mu}}_s = -\frac{|e|\hbar}{m_e} \hat{\vec{S}}$$

W niektórych materiałach zwanych ferromagnetykami momenty magnetyczne elektronów wchodzących w skład atomów (zwłaszcza pochodzenia spinowego) w obszarach zwanych domenami podlegają uporządkowaniu pod wpływem tzw. oddziaływań wymiennych (które wyjaśnia mechanika kwantowa)

Oddziaływania te prowadzą efektywnie do pojawienia się wewnątrz magnetyków silnego pola magnetycznego o wartości rzędu kilkunastu tesli, które prowadzi do uporządkowania momentów magnetycznych w tym samym kierunku w obszarze tzw. domen magnetycznych. Mniejsze pole magnetyczne może też pojawić się w pobliżu magnetyków

Pole magnetyczne wewnątrz materiału po umieszczeniu materiału w zewnętrznym polu magnetycznym

Indukcja pola wewnątrz materiału wyraża się wzorem

$$\vec{B} = \hat{\mu}_r \vec{B}_z \quad \vec{B} = \vec{B}_z + \mu_0 \vec{M} \quad (**) \quad \hat{\mu}_r = 1 + \frac{\mu_0 \vec{M}}{\vec{B}_z}$$

$\vec{B}_z$ -indukcja pola zewnętrznego

$\vec{B}$ -indukcja pola wewnątrz materiału

$\hat{\mu}_r$ -względna przenikalność magnetyczna materiału (będąca w ogólności tensorem)

$\vec{M}$ -namagnesowanie równe dipolowemu momentowi magnetycznemu jednostki objętości materiału

Zachodzi relacja $|\vec{B}| = \mu_r |\vec{B}_z|$

μ_r -skalar zależny w ogólności od kierunku i wartości pola $\vec{B}_z$

Do opisu pola może służyć też wektor natężenia pola równy

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}_z}{\mu_0}$$

Podział materiałów ze względu na ich własności magnetyczne

$$|\vec{B}| = \mu_r |\vec{B}_z|$$

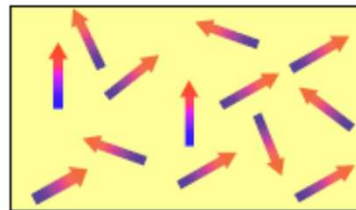
1) Diamagnetyki $\mu_r < 1$

Brak trwałych momentów magnetycznych, momenty te powstają w obecności przyłożonego pola, a ich zwrot jest przeciwny do wektora indukcji pola. Zwykle (za wyjątkiem nadprzewodników) μ_r jest niewiele mniejsze od 1.

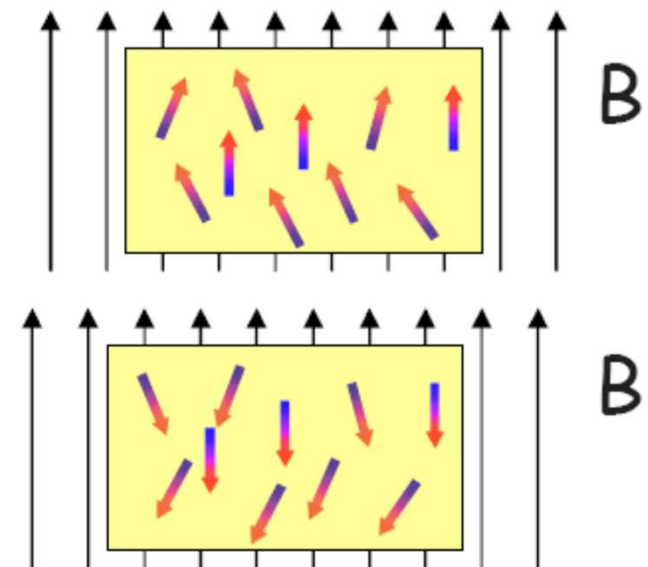
2) Paramagnetyki $\mu_r > 1$

Występują chaotycznie zorientowane momenty magnetyczne, które ulegają w obecności pola częściowemu uporządkowaniu w kierunku przyłożonego pola. Zwykle μ_r jest niewiele większe od 1.

paramagnetyki



diamagnetyki



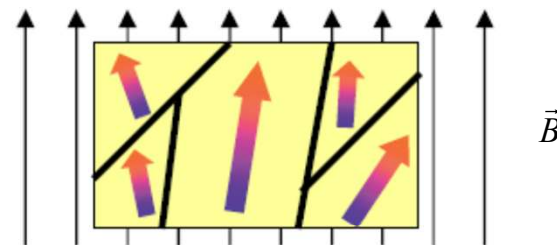
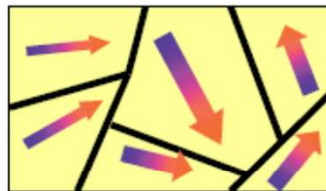
3) Ferromagnetyki $\mu_r < 1$

Występują momenty magnetyczne, które w temperaturze $T < T_C$ (T_C - temperatura Curie) są uporządkowane względem siebie nawet przy braku obecności pola w obszarach domen magnetycznych na skutek oddziaływań wymiennych,

Ze względu na brak uporządkowania momentów magnetycznych różnych domen namagnesowanie próbki jest często bliskie zeru.

Częściowe uporządkowanie kierunku momentów różnych domen oraz przesunięcie ścian domen prowadzące do pojawienia namagnesowania próbki wymaga przyłożenia zewnętrznego pola. Uporządkowanie to nie znika jednak po jego usunięciu.

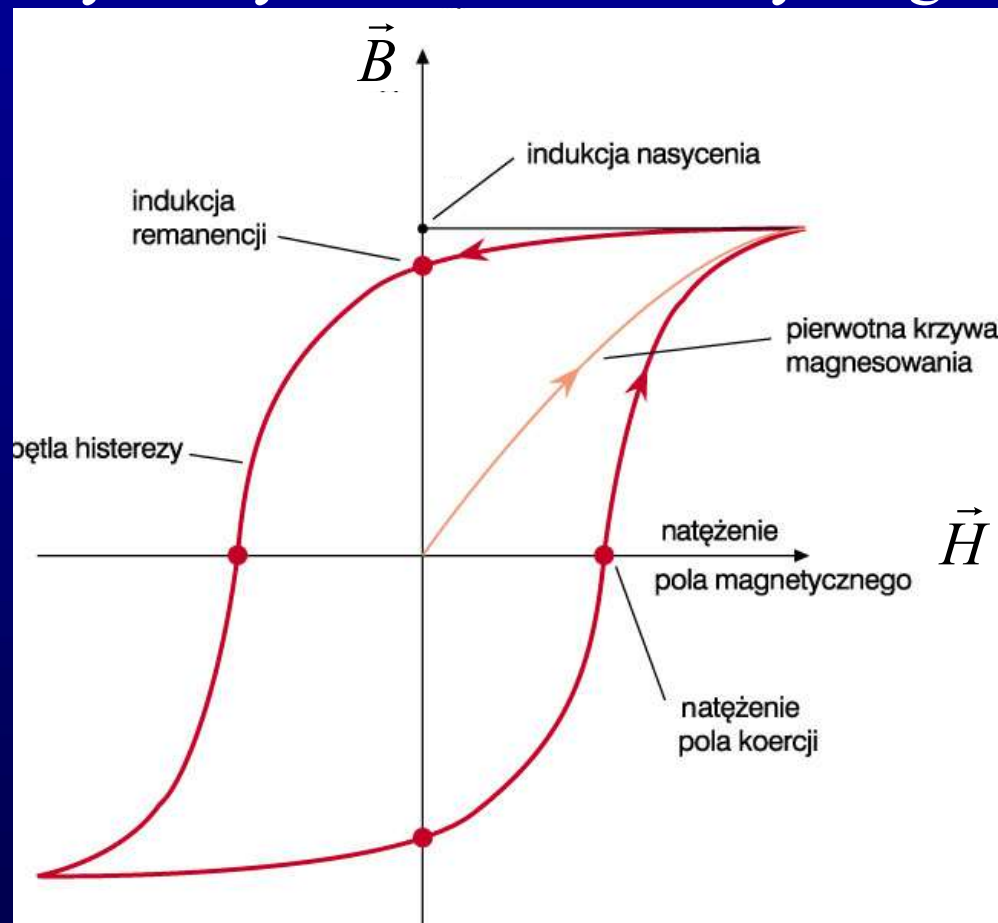
ferromagnetyki



Histereza magnetyczna

$\vec{M}$, $\vec{B}$ jak i μ_r zależy od natężenia pola (proporcjonalnego do indukcji pola zewnętrznego), temperatury jak i historii 'materiału', co nazywamy mianem histerezy magnetycznej

Gdy $\vec{B}_z = \mu_0 \vec{H} = 0$ to μ_r może dążyć do nieskończoności



Zależność indukcji pola magnetycznego ferromagnetyka od natężenia pola zewnętrznego

Gęstość energii pola magnetycznego

Z polem magnetycznym związana jest energia

Gęstość energii pola magnetycznego (energia przypadająca na jednostkę objętości obszaru w którym występuje pole) jest wprost proporcjonalna do kwadratu indukcji pola magnetycznego

$$w_B = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_r \mu_0}$$

μ_0 –przenikalność magnetyczna próżni

μ_r –względna przenikalność magnetyczna ośrodka (w próżni $\mu_r=1$, różni się ona znacząco od 1 tylko w ferromagnetykach i nadprzewodnikach)