

Wykład 6

Magnetostatyka

Dr Henryk Jankowski

2010/2011

WIMIR_Mielec_studia niestacjonarne

POLE MAGNETYCZNE $\vec{B}$

(45)

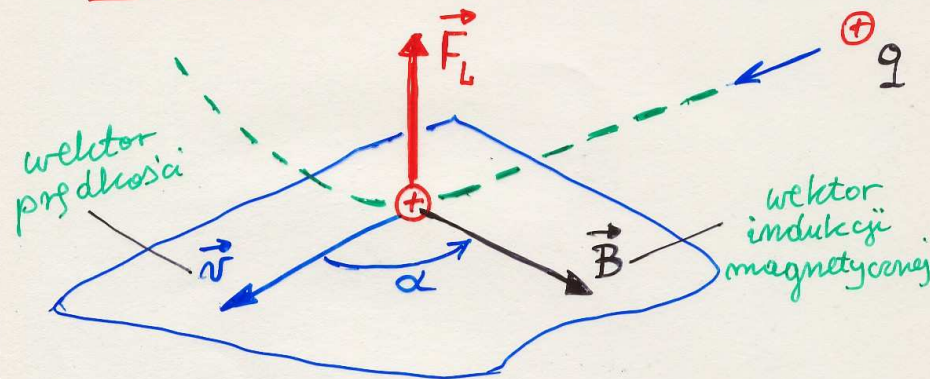
Eksperymentalnie można wykazać, że ładunki elektryczne będące w ruchu mogą ulegać działaniu siły (o innym charakterze niż $\vec{F}_e = q\vec{E}$)

Jest to siła Lorentza:

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

q - ładunek
ma prędkość $\vec{v}$

B [T] tesla
indukcja magnetyczna



Spостrzeżenia:

- siła Lorentza jest zawsze skierowana prostopadle do indukcji magn. $\vec{F}_L \perp \vec{B}$
- siła Lorentza jest prostopadła do kierunku prędkości ($\vec{F}_L \perp \vec{v}$), a więc ma charakter siły dośrodkowej.

wieć:
 $\vec{F}_L$ nie wykonuje pracy (W) nad cząstką,
a tylko zmienia kierunek $\vec{v}$.

Pole magnetyczne

Ładunki krążące po orbitach

Wp: elektron $(-q_e, m_e)$ wprowadzamy do pola o indukcji B ; $\vec{v}_e \perp \vec{B}$

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

F - siła dośrodkowa

$$\frac{m_e v^2}{r} = q_e v B$$
$$r = \frac{m_e v}{q_e B}$$

prędkość
kątowa $\omega = \frac{v}{r} = \frac{q_e B}{m_e}$

częstotliwość $\nu = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{q_e B}{2\pi m_e}$

ν - nie zależy od prędkości cząstki

częstota cyklotronowa

Ładunki krążące po orbitach

RUCH ŁADUNKU Q w polu $\vec{B}$

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

gdzie α jest kątem pomiędzy $\vec{v}$ i $\vec{B}$

$$v_{\perp} = v \cdot \sin \alpha$$

$$v_{\parallel} = v \cdot \cos \alpha$$

$$F_{\text{dośr}} = F_L$$

$$F_{\text{dośr}} = q v_{\perp} B$$

jeżeli ładunek Q ma masę m

$$m \frac{v_{\perp}^2}{r} = q v_{\perp} B$$

$$r = \frac{m v_{\perp}}{q B}$$

promień (helisy)

okres obiegu cząstki: $T = \frac{2\pi r}{v_{\perp}}$

skok helisy: $h = v_{\parallel} T$

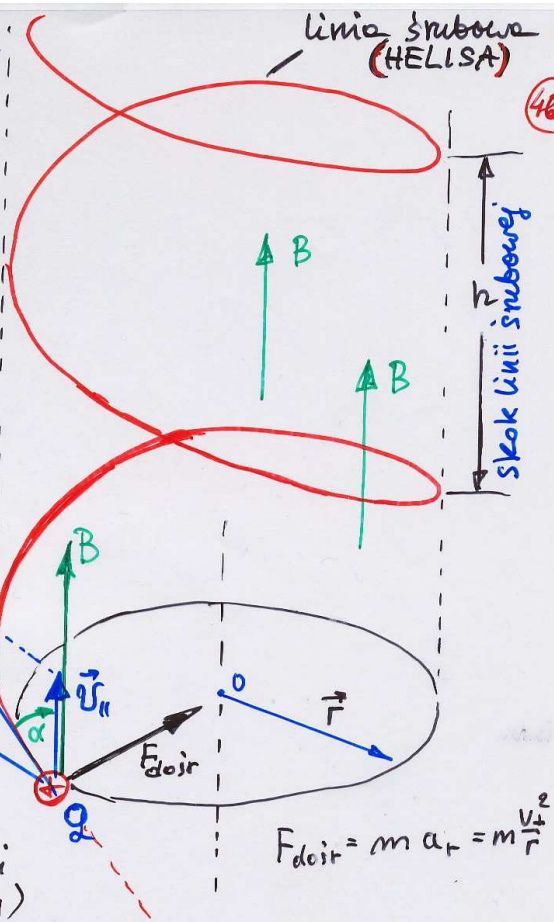
Komentarz:

Tę ruch cząstki o masie m i ładunku q w polu $\vec{B}$ zależy od kąta α ($\vec{v}$, $\vec{B}$)

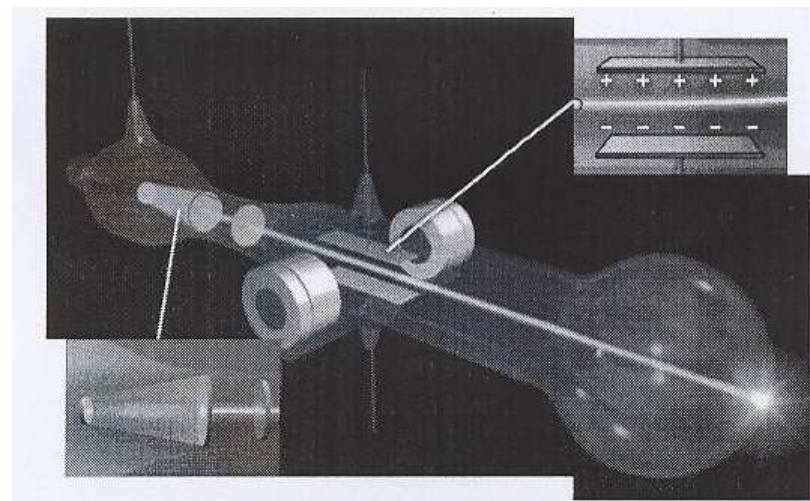
$\alpha = 90^\circ$ - okrąg o promieniu $r = \frac{mv}{qB}$

$\alpha = 0^\circ$ - brak wpływu $\vec{B}$ (linia prosta)

UWAGA: POLE $\vec{B}$ NIE ZMIENIA ENERGII MECH. CZĄSTKI!!!



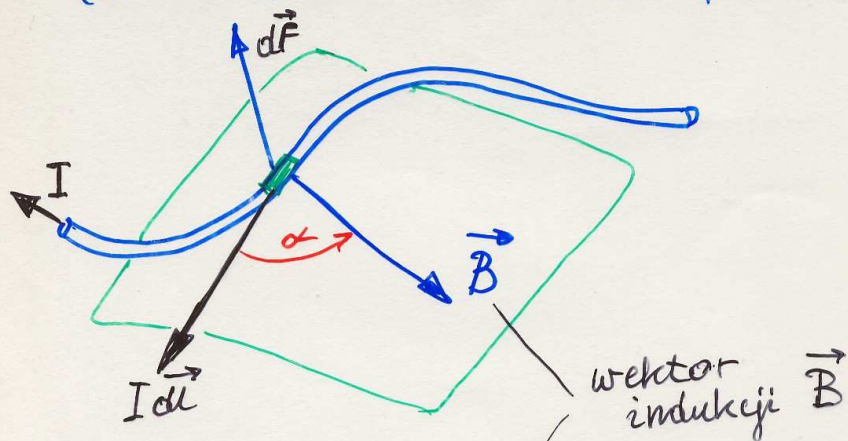
Ruch ładunku w polu magnetycznym



SILA AMPERE'A

(42)

wywodzi się z siły Lorentza $F_L = q \vec{v} \times \vec{B}$
(nośniki prądu to elektrony w przewodzie)



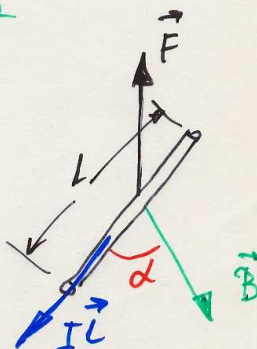
$$d\vec{F} = I d\vec{l} \times \vec{B}$$

siła działająca
na element
o długości dl

$d\vec{l}$, skierowany
zgodnie z kierunkiem
prądu.

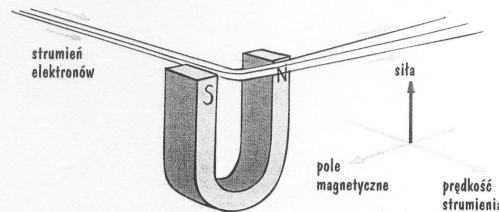
Dla prostoliniowego odcinka
przewodu z prądem

$$\vec{F} = I \vec{L} \times \vec{B}$$



Siła Ampere'a

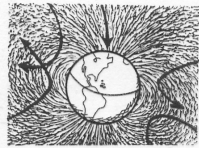
Rys. 23.12. Wiązka elektronów odchyła się w polu magnetycznym



pola magnetycznego. Przy ruchu ukośnym siła ta jest mniejsza, a gdy cząstka biegnie równoległe do tych linii, siła magnetyczna znika. W każdym przypadku kierunku siły jest prostopadły zarówno do pola magnetycznego, jak i do prędkości cząstki (rys. 23.12). Tor cząstki przecinającej linię pola magnetycznego ulega zakrzywieniu, lecz nie zmienia się, gdy cząstka porusza się równoległe do linii pola.

Zakrzywienie toru ma zupełnie inny charakter niż zakrzywienie wywołane siłami grawitacyjnymi, elektrycznymi czy siłami istniejącymi między biegunami magnetycznymi. Siła działająca na poruszający się ładunek nie działa wzdłuż toru cząstki, lecz w kierunku prostopadłym do niego.

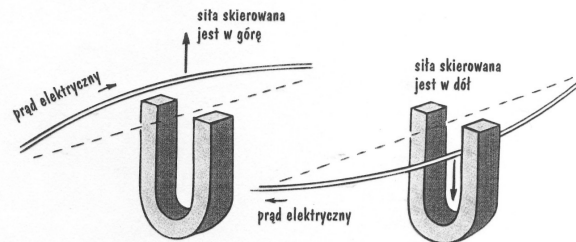
Zjawisko zakrzywiania się toru w polu magnetycznym znalazło wiele zastosowań. Dzięki niemu można sterować wiązką elektronów w lampie kineskopowej, powodującą świecenie ekranu telewizora. Na znacznie większą skalę spotykamy je w atmosferze. Tory cząstek kosmicznych są odchylane przez pole magnetyczne Ziemi i wiele tych cząstek nie dociera do powierzchni Ziemi. Szkodliwe działanie promieni kosmicznych jest przez to znacznie zredukowane.



Rys. 23.13. Pole magnetyczne Ziemi zakrzywia tory wielu cząstek promieniowania kosmicznego

Siła wywierana przez pole magnetyczne na przewodnik z prądem elektrycznym

Skoro pole magnetyczne powoduje zakrzywienie toru pojedynczego ładunku, to podobne zakrzywienie musi wystąpić przy strumieniu ładunków. Jeśli elektrony uwięzione są w drucie, to będzie on odpowiednio odpychany (rys. 23.14).



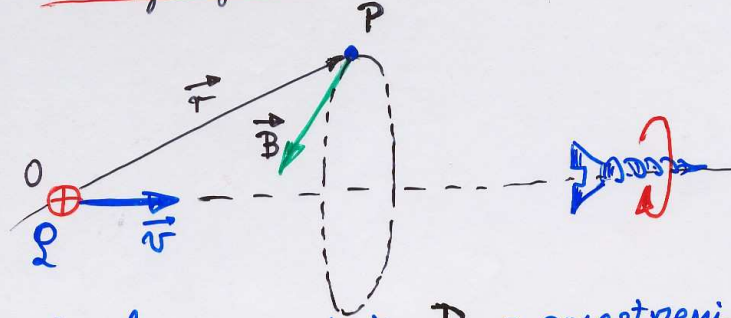
Rys. 23.14. Przewodnik z prądem wygina się w polu magnetycznym (czy widzisz związek tego faktu ze zjawiskiem przedstawionym na rys. 23.12?)

Zmiana kierunku prądu powoduje zmianę kierunku siły na przeciwny. Najsilniejsze odpychanie występuje wtedy, gdy prąd płynie prostopadle do pola magnetycznego. Kierunek siły nie pokrywa się ani z kierunkiem prądu, ani pola, lecz jest do nich (jednocześnie) prostopadły. Siła ta działa poprzecznie do obu tych kierunków. Jak widzimy, prąd elektryczny odchyła igłę magnetyczną kompasu (co zademonstrował Oersted w 1820 roku podczas wykładu), natomiast magnes odchyła prze-

Siła wywierana przez pole magnetyczne na przewodnik z prądem elektrycznym

PORUSZAJĄCY SIĘ ŁADUNEK

- jest "detektorem" pola $\vec{B}$ ($\vec{F}_L = q \vec{v} \times \vec{B}$)
- czy tylko?!



W dowolnym punkcie P w przestrzeni, gdzie porusza się ładunek q z prędkością $\vec{v}$ (dla $v \ll c$ istnieje pole $\vec{B}$)

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} q \frac{\vec{v} \times \vec{r}}{r^3}$$

heur

$$\mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6} \frac{\text{H}}{\text{m}}$$

Sporezienia:

- w każdym punkcie P wektor $\vec{B}$ jest skierowany prostopadle do płaszczyzny wyznaczonej przez $\vec{r}$ i $\vec{v}$
- kierunek i zwrot $\vec{B} \rightarrow$ środa prawoskrętna

WNIOSEK:

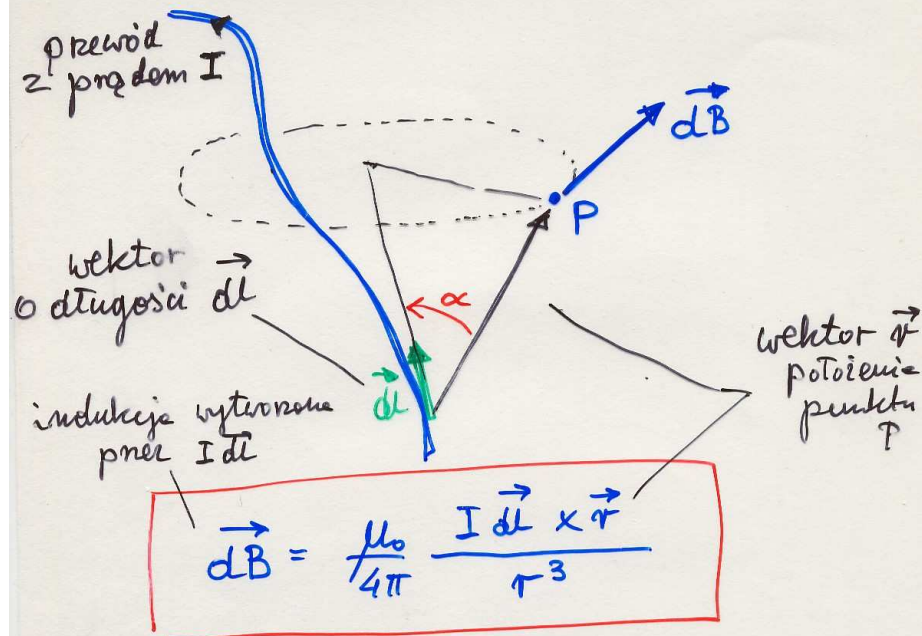
GDY RUCH ŁADUNKU ELEKTRYCZNEGO

$\rightarrow$ JEST POLE B !!!

Poruszający się
ładunek

POLE MAGNETYCZNE - Prawo BIOTA-SAVARTA

Jaka indukcja magnetyczna $\vec{B}$ powstaje od ładunków poruszających się w przewodniku (prąd elektryczny).



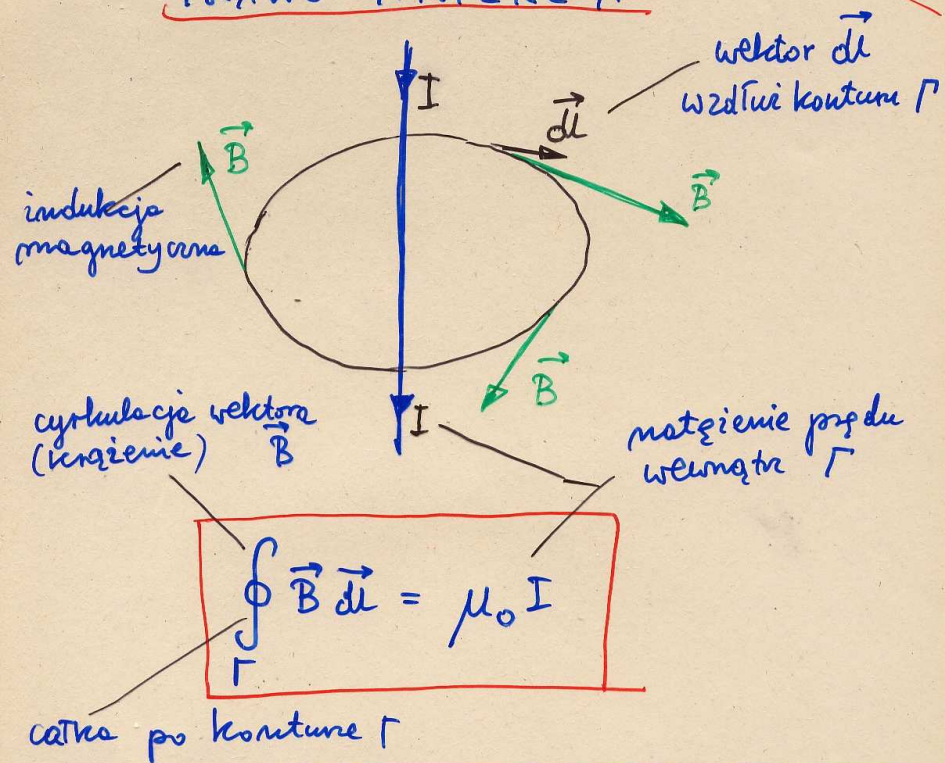
Dla przewodnika o długości L

$$\vec{B} = \int_L d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_L \frac{d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3}$$

Prawo Biota-Savarta

PRAWO AMPERE'A

50

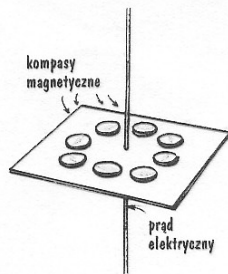


Dla n -przewodników

$$\oint_{\Gamma} \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum_{i=1}^n I_i$$

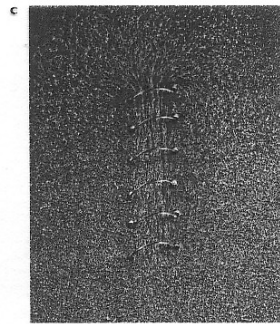
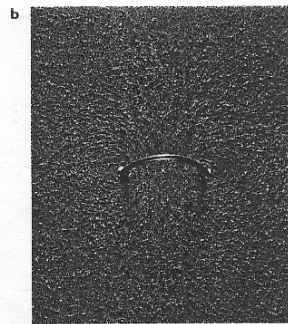
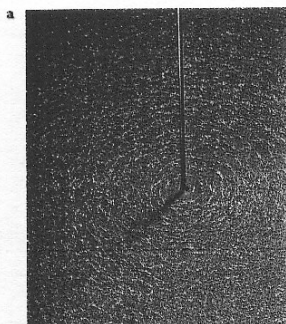
Prawo Ampere'a

Pole magnetyczne prądu elektrycznego

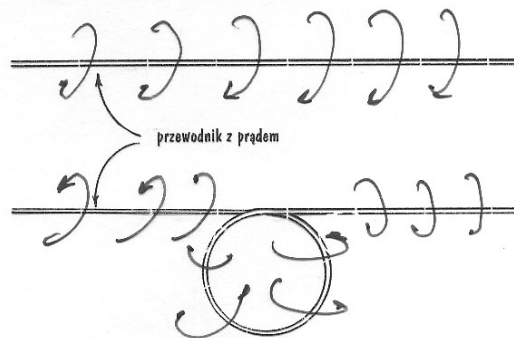


Rys. 23.8. Igły magnetyczne kompasów pokazują kierunek linii pola magnetycznego, powstającego wokół przewodnika z prądem elektrycznym

Rys. 23.10. Opitki żelazne rozrzucone na kartce papieru odzwierciedlają linie pola magnetycznego wokół:
(a) przewodnika prostoliniowego;
(b) przewodnika kołowego;
(c) spirali



Poruszający się ładunek wytwarza pole magnetyczne. Strumień ładunków czyni to samo. Pole magnetyczne prądu można stwierdzić przy użyciu zestawu kompasów, które należy ułożyć wokół drutu, jak pokazano na rysunku 23.8. Po włączeniu prądu igły kompasów ustawią się zgodnie z liniami pola magnetycznego prądu. Okazuje się, że linie te są koncentrycznymi okręgami otaczającymi drut. Zmiana kierunku prądu powoduje natychmiastowe odwrócenie się igieł kompasów, co oznacza zmianę kierunku pola magnetycznego na przeciwny. Efekt ten po raz pierwszy za-demonstrował Oersted na jednym ze swoich wykładów.



Rys. 23.9. Gdy przewodnik prostoliniowy zostanie zwinięty w okrąg, w jego wnętrzu następuje zagęszczenie linii pola magnetycznego

Jeśli drut zostanie zwinięty w pętlę linie pola magnetycznego zagęszczają się wewnątrz tej pętli (rys. 23.9). Jeśli drut zostanie zwinięty w następną pętlę, nakrywającą się z poprzednią, zagęszczenie linii pola magnetycznego wewnątrz tej pod-wójnej pętli będzie dwa razy większe niż w pojedynczej. Wynika z tego, że natężenie pola magnetycznego rośnie ze wzrostem liczby zwojów. Najlepszy efekt osiąga się wtedy, gdy prąd płynie przez spiralę zawierającą wiele zwojów.

Pole magnetyczne prądu elektrycznego

ZMIENNE POLA $\vec{B}$ i $\vec{E}$

(13)

PRAWO INDUKCJI FARADAYA

Michael FARADAY

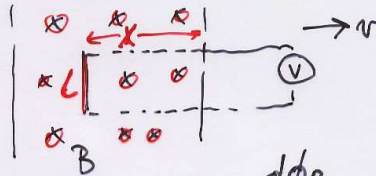
(GB)

Joseph HENRY

(USA)

$$[V] \quad \mathcal{E} = - \frac{d\Phi_B}{dt}$$

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \frac{d\Phi_B}{dt}$$



$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= - \frac{d\Phi_B}{dt} = - \frac{d}{dt} (BLx) \\ &= -BL \frac{dx}{dt} = BLv \end{aligned}$$

INDUKCYJNOŚĆ

$$\mathcal{E} = - \frac{d(N\Phi_B)}{dt}$$

N - zwoje

$$N\Phi_B = L \cdot i$$

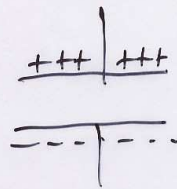
(prąd "wytwore" B)

współcz. proporcjonalności

$$\mathcal{E} = - \frac{d(N\Phi_B)}{dt} = -L \frac{di}{dt}$$

Pojemność

$$Q = C \cdot V$$



Prawo Faradaya

ENERGIA POLA ELEKTRYCZNEGO

Układy ładunków mają elektryczną energię potencjalną E_p , równą pracy W , która musi być dostarczona do utworzenia danego układu ładunków

Np. kondensator

w czasie t z jednej okładki na drugą przeniesiono ładunek $q'(t)$: wtedy $V(t) = q'(t) \cdot C$

Praca na przeniesienie dodatkowego ładunku dq' :

$$dW = V dq = \frac{q'}{C} dq'$$

Przeniesienie całego ładunku:

$$W = \int dW = \int_0^q \frac{q'}{C} dq' = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C}$$

ponieważ

$$q = CV \quad W = (E_p) = \frac{1}{2} CV^2$$

Jeżeli energia pola umieszczona jest w objętości kondensatora to gęstości energii

$$C = \epsilon_0 \frac{S}{d} \quad u_E = \frac{E_p}{S \cdot d} = \frac{\frac{1}{2} CV^2}{S \cdot d}$$

$$u_E = \frac{\epsilon_0}{2} \left(\frac{V}{d} \right)^2 \quad \text{stąd}$$

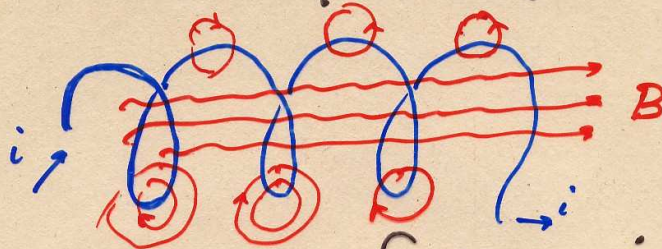
$$u_E = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2$$

* E_p często jest oznaczane U_E

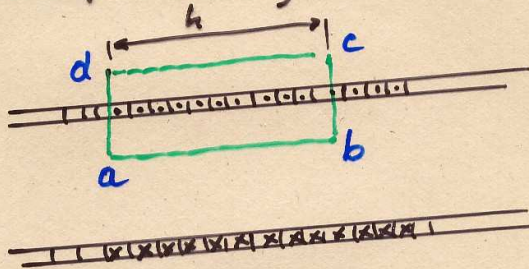
Energia pola elektrycznego

ENERGIA POLA MAGNETYCZNEGO

Solenoid - przyrząd do "gromadzenia"
pola magnetycznego



Prawo Ampera: $\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 i$



n - ilość
zwojów

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \int_a^b \vec{B} d\vec{l} + \int_b^c \vec{B} d\vec{l} + \int_c^d \vec{B} d\vec{l} + \int_d^a \vec{B} d\vec{l}$$

$$Bh = \mu_0 i_0 n h$$

$$\underline{B = \mu_0 i_0 n}$$

$$\underline{\Phi_B = \int \vec{B} d\vec{s} = B \cdot S}$$

S - pow.
przekroju

Energia pola
magnetycznego

ENERGIA POLA MAGNETYCZNEGO

U₃

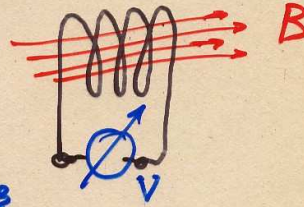
Prawo indukcji Faradaya

SEM

$$\mathcal{E} = - \frac{d\Phi_B}{dt}$$

w cewce

$$\mathcal{E} = -N \frac{d\Phi_B}{dt} = - \frac{d(N\Phi_B)}{dt}$$



$N\Phi_B$ - całkowity strumień

Dla danej cewki

$$N \cdot \Phi_B = Li$$

z prawa Faradaya

$$\mathcal{E} = - \frac{d(N\Phi_B)}{dt} = -L \frac{di}{dt}$$

definicja L

$$L = - \frac{\mathcal{E}}{di/dt}$$

$\mathcal{E}$ - sem

L dla idealnej cewki

$$N\Phi_B = L \cdot i$$

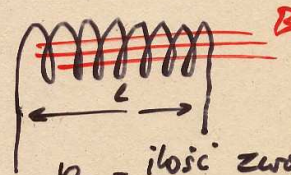
$$L = \frac{N\Phi_B}{i}$$

$$N\Phi_B = n\ell \cdot B \cdot S$$

dla solenoidu : $B = \mu_0 \cdot n \cdot i$

$$N\Phi_B = \mu_0 n^2 L i S$$

$$L = \frac{N\Phi_B}{i} = \mu_0 n^2 L \cdot S$$



n - ilość zwojów na j. długości

S - przekrój
henr

[H]

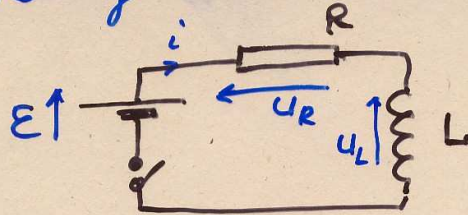
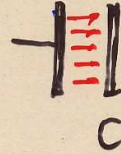
Prawo indukcji Faradaya

E^4

ENERGIA POLA MAGNETYCZNEGO

$$E = \frac{CU^2}{2}$$

Jak zgromadzić energię?
Rozważmy obwód elektryczny



$$\mathcal{E} = iR + L \frac{di}{dt}$$

II pr. Kirchhoffa

$$\mathcal{E}i = i^2 R + Li \frac{di}{dt}$$

praca
zach. energii
(mou)

$$\underbrace{\mathcal{E} \frac{di}{dt}}_{\text{szybkość przekazu energii do obrotu}} = \underbrace{i^2 R}_{\text{szybkość "ogrzewania"}} + \underbrace{Li \frac{di}{dt}}_{\text{szybkość narastania energii w polu B}}$$



$$\frac{dE_B}{dt} = Li \frac{di}{dt}$$

$$E_B = \int_0^{E_B} dE_B = \int_0^i Li di = \frac{1}{2} Li^2$$

$$E_B = \frac{1}{2} Li^2$$

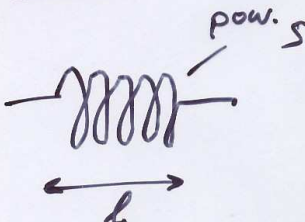
Energia pola
magnetycznego

GĘSTOŚĆ ENERGII POLA MAGNETYCZNEGO

$E_B = \frac{1}{2} L i^2$ — energia w cewce

gęstość energii

$u_B = \frac{E_B}{L \cdot S} = \frac{\frac{1}{2} L i^2}{L \cdot S}$



Pole B w cewce

$B = \mu_0 i n$

indukcyjność

$L = \mu_0 n^2 L \cdot S$

n — zwoje

$u_B = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0}$

Pole E

$u_E = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2$

Pole B

$u_B = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0}$

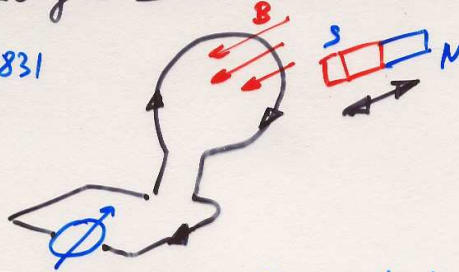
$[J/m^3]$ — jednostka objętości

Gęstość energii
pola
magnetycznego

EKSPERYMENT FARADAYA

Michael Faraday (1791 - 1867) - London
Royal Institution - Royal Society

paidnėrnik 1831



W cewce wytworona siła prądu indukcyjnego

Prawo Faraday'a

Indukowana w obwodzie siła elektromagnetyczna
(SEM) równa jest szybkości zmian
strumienia magnetycznego

$$\mathcal{E} = - \frac{d\Phi_B}{dt}$$

$$\mathcal{E} = -N \frac{d\Phi_B}{dt} = - \frac{d(N\Phi_B)}{dt}$$

$N\Phi_B$ - miara całkowitego strumienia

Prawo Faradaya

STRUMIEŃ POLA MAGNETYCZNEGO

F2 (8)

$$d\Phi_B = \vec{B} \cdot d\vec{s}$$

PRAWO FARADAYA

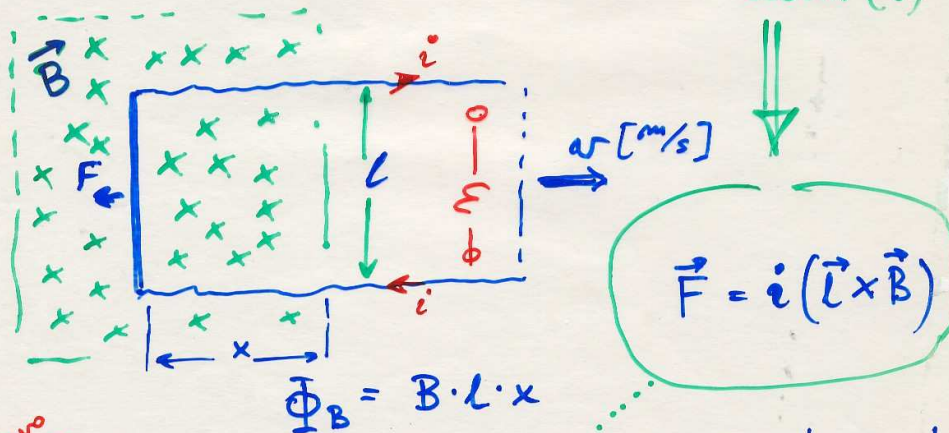
$$\mathcal{E} = - \frac{d\Phi_B}{dt}$$

"sem" siła elektromotoryczna (wolt)

$$\vec{F}_L = q_0 (\vec{v} \times \vec{B})$$

def. B

gdzie "wprowadz" ładunki (q) to ptywie prąd elektr. (i)



prawo Ohma

$$\mathcal{E} = - \frac{d\Phi_B}{dt} = - \frac{d}{dt} (B \cdot l \cdot x) = -Bl \frac{dx}{dt} = |Blv|$$

opór el. $R [\Omega]$

$$i = \frac{\mathcal{E}}{R} = \frac{Blv}{R}$$

$$F = i \cdot l \cdot B \sin \frac{\pi}{2} = \frac{B^2 l^2 v}{R}$$

Moc mechaniczna włożona do eksperymentu

$$P = F \cdot v = \frac{B^2 l^2 v^2}{R}$$

$$P = \frac{B^2 l^2 v^2}{R^2} \cdot R = i^2 R \quad [W] \text{ waty}$$

Strumień pola magnetycznego

ZMIENNE POLE MAGNETYCZNE

F3 (9)

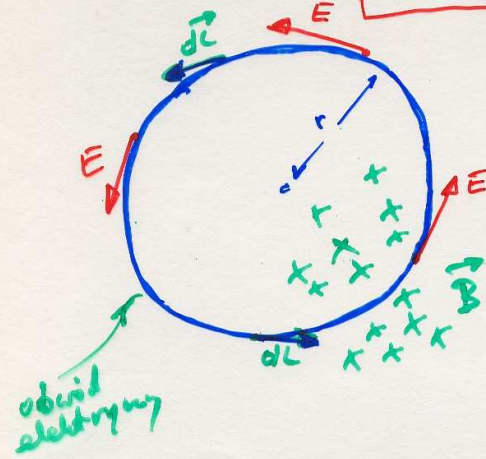
PRAWO FARADAJA

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi_B}{dt}$$

WNIOSEK:

jeżeli jest ruch ładunków elektrycznych w obwodzie, to na skale mikroświata "napędza" je pole elektr. $\vec{E}$.

$$\underline{F = q \cdot E}$$



Potencjał

$$V_{ab} = \frac{W}{q_0}$$

$$V_{ab} \sim \mathcal{E}$$

(sem)

$$W = \mathcal{E} \cdot q_0 = E \cdot q_0 \cdot 2\pi r$$

$$\mathcal{E} \cdot q_0 = E q_0 \cdot 2\pi r$$

$$\mathcal{E} = E \cdot 2\pi r$$

droga liniowa zamknięta

$$\mathcal{E} = \oint \vec{E} \cdot d\vec{l}$$

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{d\Phi_B}{dt}$$

całkowita postać pr. Faradaya

Zmienne pole magnetyczne

PRAWO GAUSSA

(10)

$$\Phi_E = \oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = \frac{Q}{\epsilon_0}$$

$$\Phi_B = \oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = 0$$

"KOMPLET" równań "STATYCZNYCH"

$$\epsilon_0 \oint \vec{E} d\vec{s} = Q$$

$$\oint \vec{B} d\vec{s} = 0$$

$$\oint \vec{E} d\vec{L} = - \frac{d\Phi_B}{dt}$$

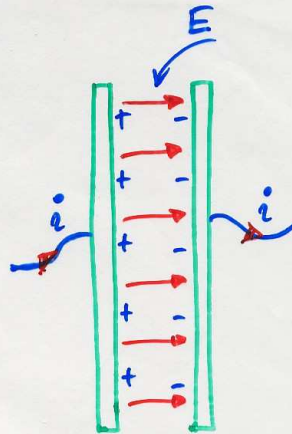
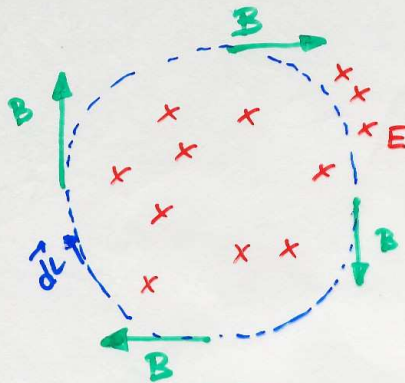
$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{L} = \mu_0 i$$

Komplet równań
statycznych

INDUKOWANE POLE MAGNETYCZNE

11

Eksperyment pokazuje, że w trakcie ładowania kondensatora powstaje pole B .



wg Faradaya

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = -\frac{d\phi_B}{dt}$$

"symetria"

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\phi_E}{dt}$$

ale pamiętamy
pr. Ampera

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 i$$

i otrzymujemy:

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\phi_E}{dt} + \mu_0 i$$

predkosc swiatla: $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$

Indukowane pole
magnetyczne

PODSTAWOWE RÓWNANIA
ELEKTROMAGNETYZMU

(12)

I
PRAWO
GAUSSA

$$\epsilon_0 \oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = q$$

II
PRAWO
GAUSSA
dla
magnet.

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

III
PRAWO
FARADAYA

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = - \frac{d\Phi_B}{dt}$$

IV

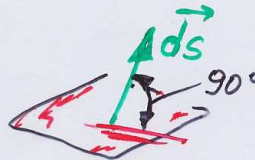
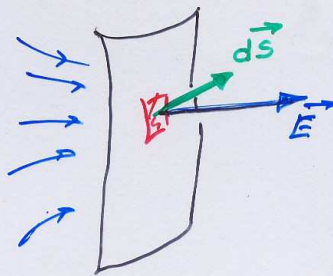
prawo
Ampère'a
+ Maxwella

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \left(\epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} + i \right)$$

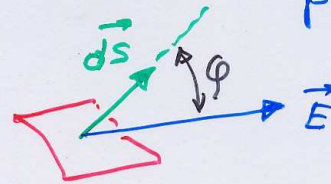
Podstawowe równania elektromagnetyzmu

STRUMIEŃ WEKTORA $\vec{E}$

EMA



$|dS|$ - elementarna powierzchnia



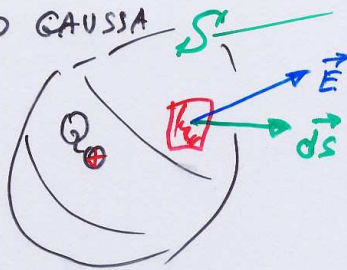
$$d\Phi_E = \vec{E} \cdot d\vec{S}$$

$$d\Phi_E = E ds \cos \varphi$$

$$\Phi_E = \int_S \vec{E} \cdot d\vec{S}$$

$d\Phi$ - strumień elementarny

PRAWO GAUSSA



dowolna powierzchnia zamknięta otaczająca ładunek Q

wektor natężenia

całkowity ładunek znajdujący się wewnątrz powierzchni S

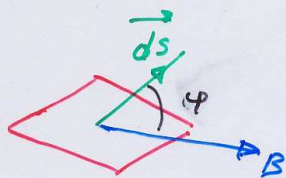
Strumień $\vec{E}$ przez powierzchnię zamkniętą S

$$\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{1}{\epsilon_0} Q$$

Strumień wektora elektrycznego

STRUMIEŃ WEKTORA $\vec{B}$

$$\Phi_B = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{s}$$



EM2

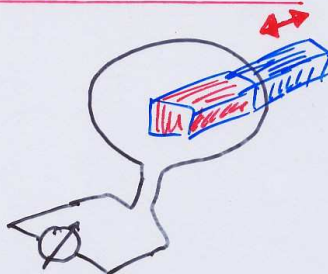
PRAWO GAUSSA DLA POLA B

$$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{s} = 0 \quad (\text{zawsze!})$$

NIE MA ŁADUNKÓW MAGNETYCZNYCH

ZMIENNY W CZASIE STRUMIEŃ Φ_B - FARADAY

$$\mathcal{E} = - \frac{d\Phi_B}{dt}$$



$\mathcal{E}$ - siła elektromotoryczna

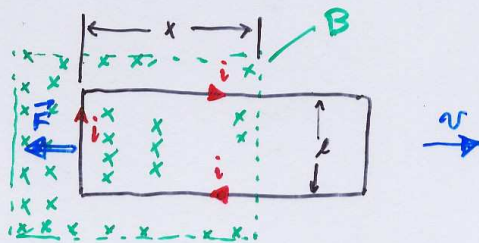
SEM - mierny woltach [V]

- indukowane SEM

Strumień wektora magnetycznego

FARADAY INDUKCJA ELEKTROMAGNETYCZNA

EM3



Strumień Φ_B objęty przez obwód

$$\Phi_B = B \cdot l \cdot x$$

SEM

$$\mathcal{E} = - \frac{d\Phi_B}{dt} = - \frac{d}{dt} (B l x) = - B l \frac{dx}{dt} = B l v$$

prąd i

$$i = \frac{\mathcal{E}}{R} = \frac{B l v}{R}$$

siła działająca na obwód

$$\vec{F} = i \vec{l} \times \vec{B} \Rightarrow F = B i l$$

$$F = B \cdot \frac{B l v}{R} \cdot l = \frac{B^2 l^2 v}{R}$$

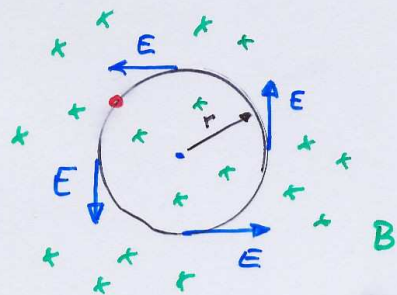
Z mechaniki

moc $P = F \cdot v$

$$P = \left(\frac{B l v}{R} \right)^2 \cdot R$$

Indukcja elektromagnetyczna

Zmienne pole magnetyczne $\vec{B}$
wytwarza pole elektryczne $\vec{E}$ EH4



Rozważamy ładunek q_0 na dowolnym promieniu r

Jeżeli $\mathcal{E} = \frac{d\Phi_B}{dt}$ to na q_0 "pojęcia μp "
 praca $\mathcal{E} \cdot q_0$

oraz

$$\mathcal{E} \cdot q_0 = E q_0 2\pi r$$

$$\mathcal{E} = E 2\pi r$$

ogólnie:

$$\mathcal{E} = \oint \vec{E} \cdot d\vec{l}$$

lub

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = - \frac{d\Phi_B}{dt}$$

Zmienne pole
 magnetyczne
 wytwarza zmienne
 pole elektryczne

ZESTAW RÓWNAŃ

EM5

PRAWO GAUSSA
DLA ELEKTRYCZNOŚCI

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = \frac{Q}{\epsilon_0}$$

PRAWO GAUSSA
DLA MAGNETYZMU

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = 0$$

PRAWO INDUKCJI
FARADAYA

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{L} = -\frac{d\Phi_B}{dt}$$

PRAWO AMPERE'A

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{L} = \mu_0 i$$

ze zmianą:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{L} = \mu_0 i + \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt}$$

Zestaw równań

Pamiętajmy prawo Faradaya

EMK

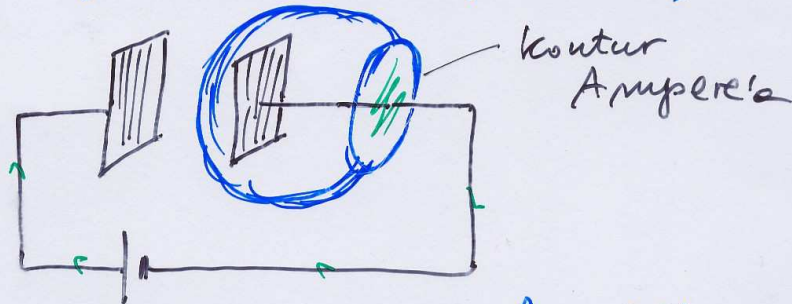
$$\oint \vec{E} d\vec{l} = - \frac{d\Phi_B}{dt}$$

zmienne B
indukuje E

"Pytanie" Maxwella:

czy zmienne E
indukuje B ?

Rozważmy kondensator (np. Teflonie)

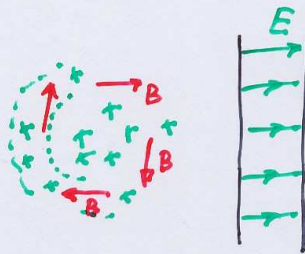


Bierzemy pod uwagę prawo Ampere'a

$$\oint B dL = \mu_0 I$$

Poprawka Maxwella

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt}$$



IV pr Maxwella

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 i + \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt}$$

IV prawo Maxwella