

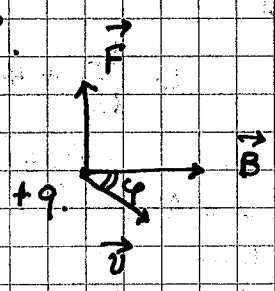
2/11

ΜΑΓΝΗΤΙΚΟ ΠΕΔΙΟ

- Δύναμη Lorentz. (κινούμενο φορτίο σε \vec{B})

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

$$F = q \cdot v \cdot B \sin \phi$$



Δύναμη σε χώρο \vec{B}, \vec{E} για κινούμενο φορτίο.

$$\vec{F} = q \cdot [\vec{E} \times \vec{v} + \vec{v} \times \vec{B}]$$

- Μαγνητική ροή Φ_B

$$\Phi_B = B \cdot A \cdot \sin \phi \quad (1 \text{ Wb} = 1 \text{ T} \cdot \text{m}^2)$$

$$\Phi_B = \int \vec{B} \cdot d\vec{A}$$

$\oint \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0$ (κλειστή επιφάνεια με υπέρση μαγνητικών μονοπόλων λείπει και νόμος Gauss στον μαγνητισμό.)

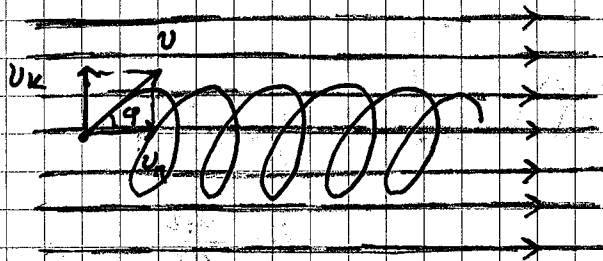
- Κίνηση φορτισμένων σωματίων.

α) $\vec{v} \perp \vec{B} \Rightarrow F = q \cdot v \cdot B$

$$F \perp v \Rightarrow F = F_c = \frac{mv^2}{R}$$

$$R = \frac{mv}{Bq}, \quad \omega = \frac{qB}{m} \quad \text{ο.κ.κ.}$$

- $v=0 \Rightarrow F=0$
- $\vec{v} \parallel \vec{B} \Rightarrow F=0$ ο.κ.κ.
- $(\vec{v}, \vec{B}) = \phi \Rightarrow F = qvB \sin \phi$

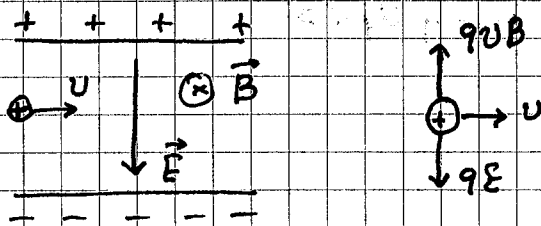


Ο.Κ.Κ. $\Rightarrow R = \frac{mv \sin \varphi}{B \cdot q}$, $T = \frac{2\pi m}{B \cdot q}$

Σ.Ο.Κ. $\Rightarrow S = v \cos \varphi \cdot t$, βήμα $b = \frac{2\pi m \sin \varphi \cos \varphi}{q \cdot B}$ ✓

• Το μαγνητικό πεδίο μεταβάλλει μόνο την κατεύθυνση της ταχύτητας όχι το μέτρο της αφού $(\vec{F} \perp \vec{v} \Rightarrow \vec{F} \perp d\vec{s})$.

• Επιλογές ταχυτήτων



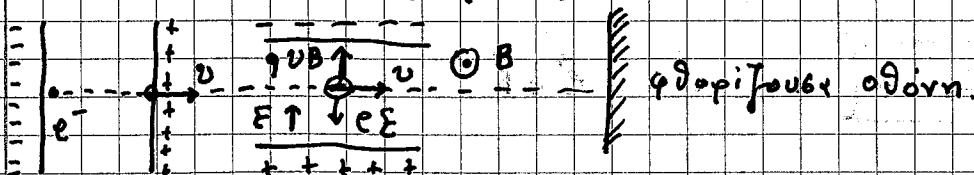
$\sum F = 0 \Rightarrow qvB = qE \Rightarrow v = \frac{E}{B}$ άρα περνάει μόνο η φορτία

με ταχύτητα $v = \frac{E}{B}$ ✓

Αν $v > \frac{E}{B} \Rightarrow qvB > qE$ αποκλίνουν ↑ ✓

Αν $v < \frac{E}{B} \Rightarrow qvB < qE$ -- -- ↓

• Πείραμα Thomson για (e/m)

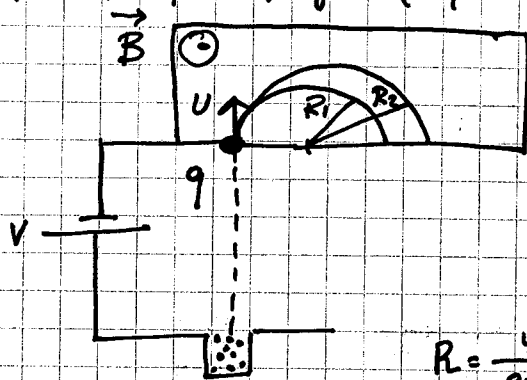


$e \cdot V = \frac{1}{2} m v^2 \Rightarrow v = \sqrt{\frac{2eV}{m}}$

$v = \frac{E}{B} \Rightarrow \frac{E}{B} = \sqrt{\frac{2eV}{m}} \Rightarrow$

$\frac{e}{m} = \frac{E^2}{2VB^2}$

- φασματόμετρα μήκας (κύρση ισοτόπων). ✓



$$\frac{1}{2} m v^2 = q V$$

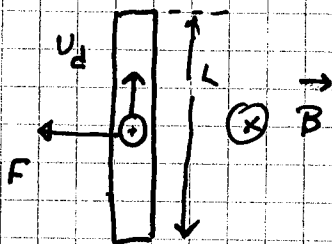
$$R = \frac{m v}{q B}$$

$$R = \frac{m}{q B} \sqrt{\frac{2 q V}{m}} = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2 m V}{q}}$$

για ισοτόπα $q_1 = q_2$, $m_1 \neq m_2$.

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{\frac{1}{B} \sqrt{\frac{2 m_1 V}{q}}}{\frac{1}{B} \sqrt{\frac{2 m_2 V}{q}}} = \sqrt{\frac{m_1}{m_2}} \Rightarrow \boxed{\frac{R_1}{R_2} = \sqrt{\frac{m_1}{m_2}}}$$

- Μαγνητική δύναμη σε ρευματοφόρο αγωγό (Δύναμη Laplace). ✓



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

Αν $\vec{v}_d \perp \vec{B}$ ($\vec{I} \perp \vec{B}$ αγωγός $\perp \vec{B}$)

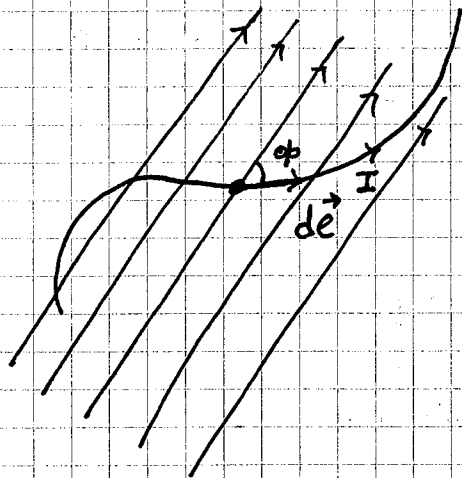
$$F = q v_d \cdot B$$

$$F_{\text{ολ}} = Q \cdot v_d \cdot B = (n A e) q v_d B$$

$$F_{\text{ολ}} = (n v_d \cdot q) A \cdot e \cdot B$$

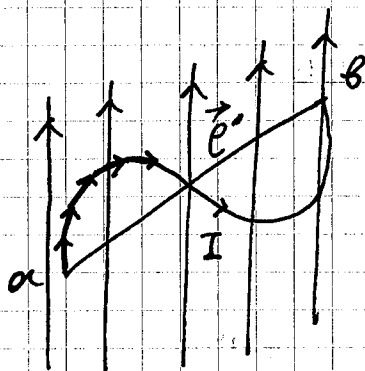
$$F_{\text{ολ}} = J \cdot A \cdot e \cdot B = \frac{I}{A} A \cdot e \cdot B$$

$$\boxed{F_{\text{ολ}} = I \cdot e \cdot B} \quad \text{ή} \quad \vec{F} = I \vec{e} \times \vec{B}$$



$$F = \int_a^b d\vec{F} = I \int_a^b d\vec{e} \times \vec{B}$$

α) Καμπύλο σύρμα σε Ο.Μ.Π.



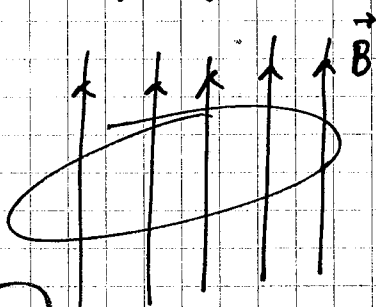
$$\vec{F} = I \int_a^b d\vec{e} \times \vec{B} = I \left(\int_a^b d\vec{e} \right) \times \vec{B}$$

αφού $\vec{B} = \text{const.}$

$$\int_a^b d\vec{e} = \vec{e}' \text{ οπότε } \vec{F} = I \cdot \vec{e}' \times \vec{B}$$

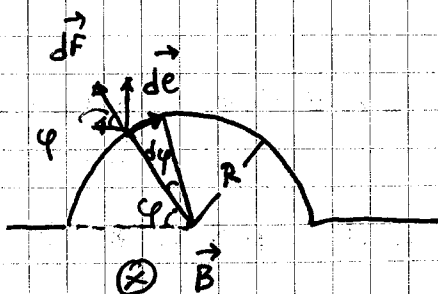
ΣΟΣΑΡ
β)

Βρόχος (κ) εικόνα ρεύμα σε Ο.Μ.Π.



$$\vec{F} = I \oint d\vec{e} \times \vec{B} = I \left(\oint d\vec{e} \right) \times \vec{B} = 0 \text{ αφού } \oint d\vec{e} = 0$$

ΣΟΣΑΡ
γ)



$$dF_x = dF \cdot \cos \varphi$$

$$dF_y = dF \cdot \sin \varphi$$

$$de = R \cdot d\phi \quad dF = I \cdot de \cdot B \quad dF = I \cdot R \cdot d\phi \cdot B$$

$$dF_x = dF \cdot \cos\phi = I \cdot R \cdot B \cos\phi \cdot d\phi$$

$$dF_y = dF \cdot \sin\phi = I \cdot R \cdot B \sin\phi \cdot d\phi$$

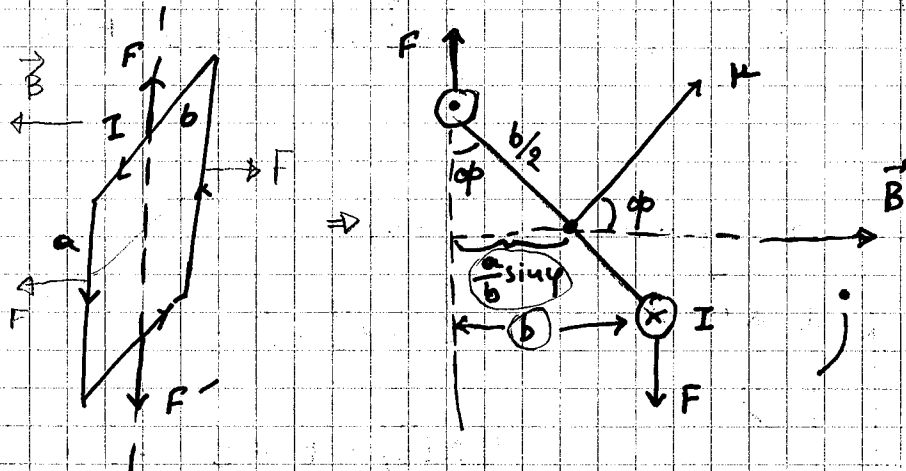
$$F_x = \int_0^\pi I R B \cos\phi \, d\phi = I R B \int_0^\pi \cos\phi \, d\phi = 0$$

$$F_y = \int_0^\pi I R B \sin\phi \, d\phi = I R B \int_0^\pi \sin\phi \, d\phi =$$

$$= I R B \left(-\cos\phi \Big|_0^\pi \right) = 2 I R B$$

φ/

212 Ροπή και δύναμη Βρόχου.



$$\tau = F \cdot d \quad \text{ή} \quad \tau = F \cdot d \cdot \sin\phi$$

$$\tau = I \cdot a \cdot b \cdot b \sin\phi$$

$$\tau = I (a b) B \sin\phi = I \cdot A \cdot B \sin\phi$$

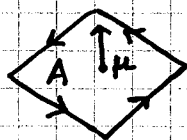
$\mu = IA$ μαγνητική ροπή.

$$\tau = \mu B \sin\phi$$

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

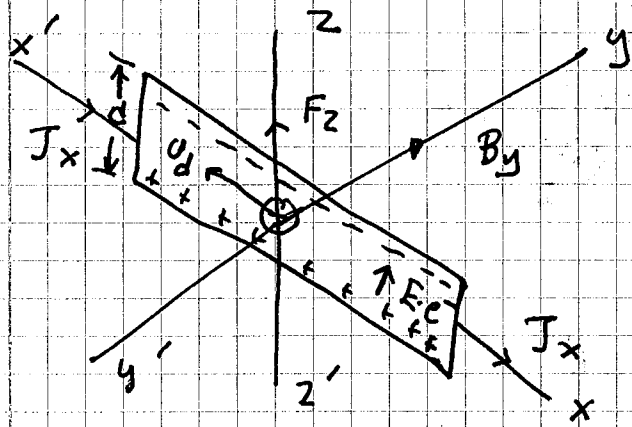
$$U = -\mu \cdot \vec{B} = -\mu B \cos\phi$$

δυναμική ενέργεια



$$\vec{\mu} = I \cdot \vec{A}$$

213 φαινόμενο Hall.



$$F_2 = q v_d B_y$$

$$F_c = -F_2$$

$$q E_2 = -q v_d B$$

$$E_2 = -v_d B_y$$

$$I_x = n q v_d \Rightarrow \text{οπότε } \eta q = \frac{-I_x B_y}{E_z}$$

$$\eta q = \frac{-I_x B_y}{E_z}$$

ρεύμα στον xx'

Η.Π στον yy'

Η.Π (τάση) στον zz' .

η παραπάνω σχέση μας δίνει τη συχρότητα φορέων του Η.Ρ. το πρόσημο προσδιορίζεται με την πολικότητα της Η.Ε.Δ.

$$q v_d B = q \cdot E_H$$

$$E_H = v_d B$$

$$V_H = E_H \cdot d = v_d B \cdot d$$

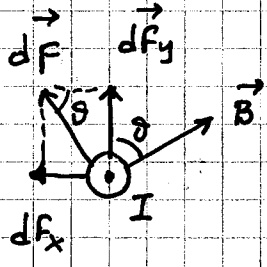
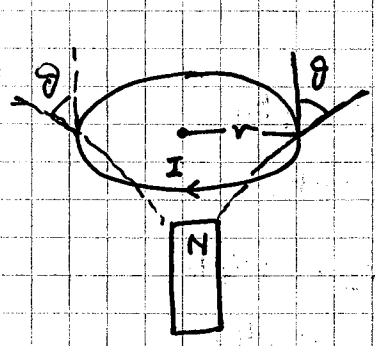
$$v_d = \frac{I}{nqA}$$

$$\Rightarrow V_H = \frac{IBd}{nqA} = \frac{IBd}{nq(td)} = \frac{IB}{nqt} = \frac{R_H IB}{t}$$

t: πάχος πλάκιδιου

R_H : σταθερά Hall.

214 Δύναμη σε δακτύλιο ακτίνας r



$$\vec{dF} = I \cdot d\vec{e} \times \vec{B}$$

$$dF = I \cdot dl \cdot B \quad (d\vec{e} \perp \vec{B})$$

$$dF_x = dF \cdot \sin\theta = I \cdot dl \cdot B \cdot \sin\theta$$

$$dF_y = dF \cdot \cos\theta = I \cdot dl \cdot B \cdot \cos\theta$$

$$\int_0^{2\pi} dF_x = 0 \quad \text{ζεύγη αντιδιαμετρικών dl που έχουν } \sum F_x = 0.$$

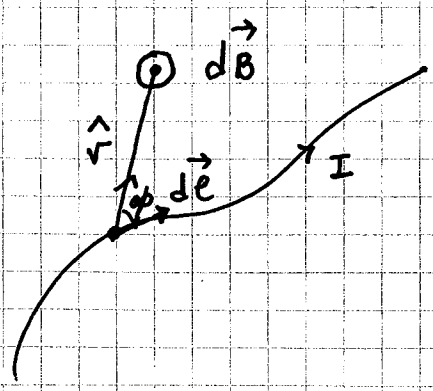
$$F_{0z} = \sum \Delta F_y = I \cdot B \cdot \cos\theta \cdot \sum \Delta l$$

$$F_{0z} = 2\pi r I B \cos\theta$$

κατεύθυνση προς τα πάνω.

215 Νόμος Biot - Savart

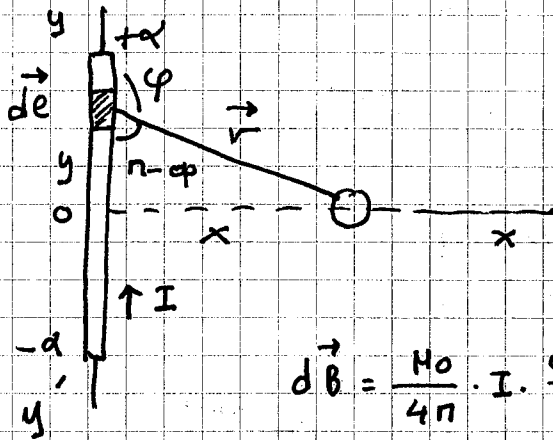
Πείραμα Oersted (δημιουργία μαγνητικού πεδίου γύρω από ρευματοφόρο αγωγό).



$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I \cdot d\vec{e} \times \hat{r}}{r^2} \quad (\kappa_m = \frac{\mu_0}{4\pi})$$

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{d\vec{e} \times \hat{r}}{r^2} \quad (\text{πάνω στον αγωγό})$$

216 Μαγνητικό πεδίο κυρτού γραμμικού αγωγού.



$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot I \cdot \frac{d\vec{e} \times \hat{r}}{r^2} \Rightarrow$$

$$dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \cdot de \cdot r \sin(\pi - \phi)$$

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_{-a}^{+a} \frac{x dy}{(x^2 + y^2)^{3/2}} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{2a}{x \sqrt{x^2 + a^2}}$$

$$de = dy \quad \checkmark$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad \checkmark$$

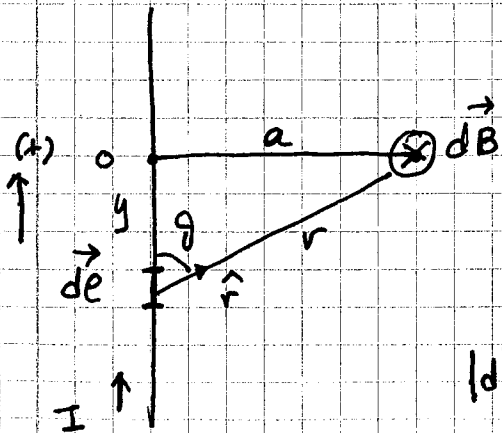
$$\sin(\pi - \phi) = \frac{x}{r}$$

$$\Rightarrow de \cdot r \cdot \sin(\pi - \phi) = \frac{x \cdot dy}{(x^2 + y^2)^{3/2}}$$

Av $a \rightarrow \infty$ $a \gg x$.

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi x} \quad (\text{κυρτού γραμμο τύπος πολύ μεγάλου μήκους})$$

Άλλη απόδειξη



$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I d\vec{e} \times \hat{r}}{r^2}$$

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I |d\vec{e} \times \hat{r}|}{r^2}$$

$$B = \int dB$$

$$|d\vec{e} \times \hat{r}| = |d\vec{e}| \cdot |\hat{r}| \sin\theta = de \sin\theta$$

$$-\frac{y}{a} = \phi \theta \Rightarrow \boxed{y = -a \phi \theta}$$

$$d\ell = dy = -a \cdot \left(-\frac{1}{\mu \theta}\right) d\theta = \frac{a d\theta}{\mu \theta}$$

$$\mu \theta = \frac{a}{r} \Rightarrow \boxed{r = \frac{a}{\mu \theta}}$$

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{d\ell \mu \theta}{r^2} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{\frac{a d\theta}{\mu \theta} \mu \theta}{\frac{a^2}{\mu^2 \theta}}$$

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_{\theta_2}^{\theta_1} \frac{\mu \theta d\theta}{a}$$

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi a} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \mu \theta d\theta = \frac{\mu_0 I}{4\pi a} (\phi \mu \theta_1 - \phi \mu \theta_2)$$

Αν ο αγωγός έχει άπειρο μήκος, τότε

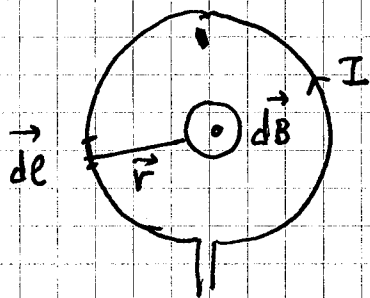
$$\theta_1 \rightarrow 0, \theta_2 \rightarrow \pi$$

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi a} (\perp + \perp) = \frac{\mu_0 I}{2\pi a}$$

Προσοχή !!! (Για Ν βύσματα ομόρροπα

$$B = N \cdot \frac{\mu_0 I}{2\pi a}$$

~~217~~ Μαγνητικό πεδίο στο κέντρο κυκλικού ρευματούργου αγωγού.



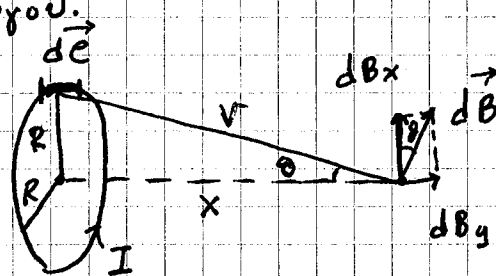
$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I \cdot d\vec{l} \times \vec{r}}{r^2}$$

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I \cdot dl}{r^2} \quad (|d\vec{l} \times \vec{r}| = dl \cdot r \cdot \sin 90^\circ = dl)$$

$$B = \int dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi r^2} \int dl = \frac{\mu_0 I}{4\pi r^2} 2\pi r$$

$$B = \frac{\mu_0 I}{2r}$$

~~218~~ Μαγνητικό πεδίο στον άξονα κυκλικού ρευματούργου αγωγού.



Οι συνιστώσες dB_x αλληλοακυρώνονται.

Επομένως $B = \int dB_y$

$$dB_y = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{dl \sin \theta}{r^2} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{dl \sin \theta}{(R^2 + x^2)}$$

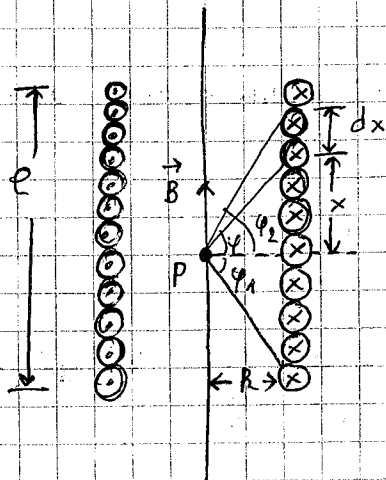
$$B = \int dB_y = \frac{\mu_0 I \sin \theta \cdot R}{4\pi (R^2 + x^2) (R^2 + x^2)^{1/2}}$$

Για $x \rightarrow 0$ $B = \frac{\mu_0 I}{2R}$

Για $x \gg R$ $B = \frac{\mu_0 I R^2}{2x^3} = \frac{\mu_0 R}{2\pi x^3}$

$$\mu = I \pi R^2$$

~~2/1~~



Θεωρούμε N πανομοιότυπους βρόχους.

Αριθμός βρόχων σε πάχος dx

$$\left(\frac{N}{l} \right) dx$$

Σωμμάκι με ω 218 θέμα.

$$dB = \frac{\mu_0 I R^2}{2(R^2 + x^2)^{3/2}} \cdot \left(\frac{N}{l} \right) dx$$

$$x = R \tan \phi \Rightarrow dx = R \cdot \frac{1}{\cos^2 \phi} \cdot d\phi$$

$$dB = \frac{\mu_0 I N}{2l} \cdot \frac{R^2}{(R^2 + x^2)^{3/2}} \cdot R \cdot \frac{1}{\cos^2 \phi} d\phi$$

$$dB = \frac{\mu_0 I N}{2l} \cdot \left(\frac{R}{(R^2 + x^2)^{1/2}} \right)^3 \cdot \frac{1}{\cos^2 \phi} d\phi$$

$$dB = \frac{\mu_0 I N}{2l} \cdot \frac{\cos^3 \phi}{\cos^2 \phi} d\phi$$

$$B = \int dB = \frac{\mu_0 I N}{2l} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \cos \phi d\phi$$

$$B = \frac{\mu_0 I N}{2l} (\sin \phi_2 - \sin \phi_1) \quad \text{Για άπειρο μήκος } \phi_1 \rightarrow -90^\circ \quad \phi_2 \rightarrow +90^\circ.$$

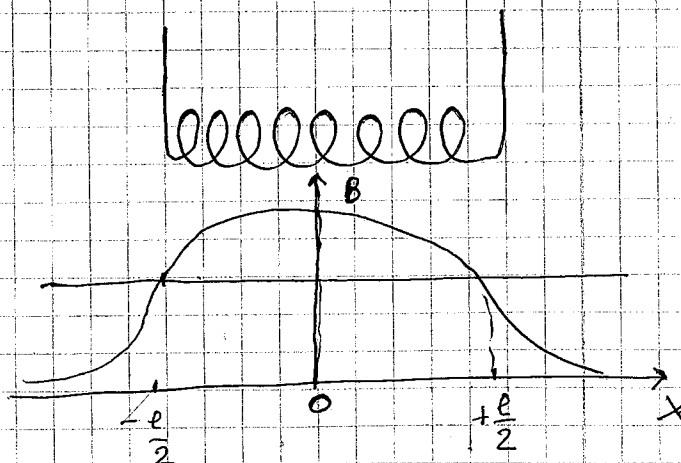
$$B = \frac{\mu_0 I N}{2l} (1 + 1) = \mu_0 I \cdot \frac{N}{l} = \mu_0 \cdot n \cdot I.$$

Το μαγνητικό πεδίο στα άκρα του είναι:

$$\phi_1 \rightarrow 0 \quad \phi_2 \rightarrow 90^\circ.$$

$$B = \frac{\mu_0 n I}{2} (1 + 0) = \frac{1}{2} \mu_0 n I.$$

$$B_{\text{άκρα}} = \frac{B_{\text{κέντρο}}}{2}$$



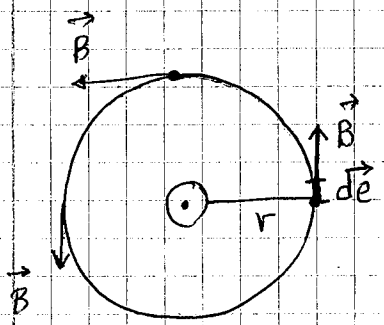
~~9/20~~ Νόμος Ampere.

- = Τρόπος προσδιορισμού μαγνητικού πεδίου από τις πηγές του ✓
- Η συμμετρία παίζει σημαντικό ρόλο. ✓
- Είναι ευκολότερος, στη κρίση, σε σχέση με το Ν. Biot-Savart. ✓
- Ο ρόλος του νόμου Ampere για μαγνητικά πεδία είναι ανάλογος του νόμου (Gauss) για ηλεκτρικά πεδία. ✓

Σημ
- Ισχύει για σταθερά ρεύματα. ✓ και για μαγνητικά πεδία που δεν μεταβάλλονται με το χρόνο.

- Εκφράζεται από το επικαμπύλιο ολοκλήρωμα του \vec{B} πάνω σε κλειστό δρόμο

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{e}$$

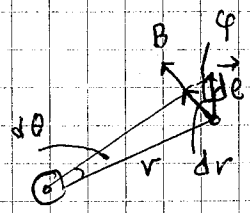
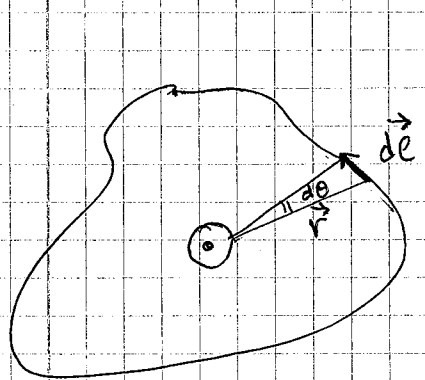


Εφαρμογή για ευθύγραμμο αγωγό.

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{e} = \int B de =$$

$$= \int \frac{\mu_0 I}{2\pi r} de = \mu_0 I.$$

Ισχύει για οποιαδήποτε επιλεγμένη κλειστή γραμμή που περιέχει φενομετρικά αγωγό I.



$$dr = de \cos \phi$$

$$r \cdot d\theta = de \sin \phi$$

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{e} = \int B de \cos \phi = \int B \cdot r \cdot d\theta$$

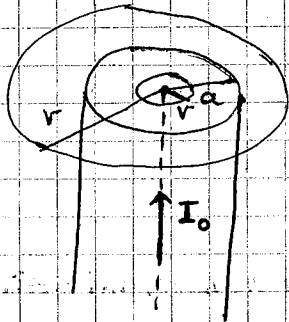
$$= B r \int_0^{2\pi} d\theta = \frac{\mu_0 I r}{2\pi r} 2\pi = \mu_0 I.$$

Άρα $\oint \vec{B} \cdot d\vec{e} = \mu_0 I_{ολ}$.

~~$I_{ολ}$ = αλλα τα ρεύματα που περιλαμβάνονται από το δρόμο~~
~~ολοκληρωθείς (Αλγεβρικά κλεισίματα)~~

Εφαρμογές Νόμου Αμπερε.

α) Μαγνητικό πεδίο ευθύγραμμου αγωγού μεγάλης μήκους πάχους a



$$r > a$$

Ν. Αμπερε

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \mu_0 I_0 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow B \oint d\ell = \mu_0 I_0 \Rightarrow$$

$$B \cdot 2\pi r = \mu_0 I_0 \Rightarrow$$

$$B = \frac{\mu_0 I_0}{2\pi r} \quad r > a$$

Προσμετροποιούμε τη συμμετρία του προβλήματος. Επιλέγουμε κυκλική διαδρομή ακτίνας r με κέντρο το κέντρο του αγωγού. Βλέπουμε όλα τα σημεία της έχουν το ίδιο μέτρο B και παράλληλα στο $d\vec{\ell}$. Αυτή περικλείει ρεύμα I_0 .

$$r < a$$

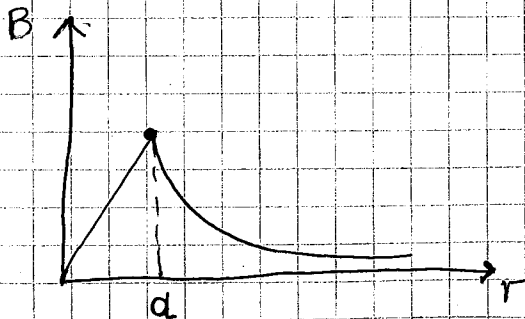
Επιλέγουμε κυκλική διαδρομή με κέντρο το κέντρο του αγωγού και ακτίνας $r < a$ σε κάθε σημείο της $\vec{B} = B\hat{\phi}$ και $\vec{B} \parallel d\vec{\ell}$. Το ρεύμα που περικλείεται είναι μικρότερο από I_0 δηλαδή I . Η πυκνότητα ρεύματος είναι ίδια σε όλο τον αγωγό. επομένως:

$$\frac{I}{\pi r^2} = \frac{I_0}{\pi a^2} \Rightarrow I = \frac{r^2}{a^2} I_0.$$

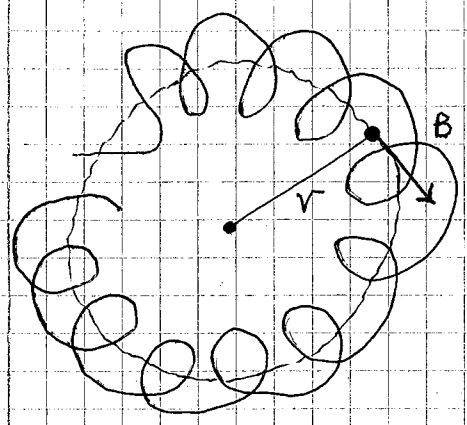
Ν. Αμπερε.

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \mu_0 I \Rightarrow B \oint d\ell = \mu_0 \frac{r^2}{a^2} I_0 \Rightarrow B \cdot 2\pi r = \frac{\mu_0 r^2}{a^2} I_0 \Rightarrow$$

$$B = \frac{\mu_0 I_0}{2\pi a^2} \cdot r$$



β) Μαγνητικό πεδίο δακτυλιοειδούς πηνίου



N σπείρα
 I ρεύμα
 r ακτίνα δακτυλίου

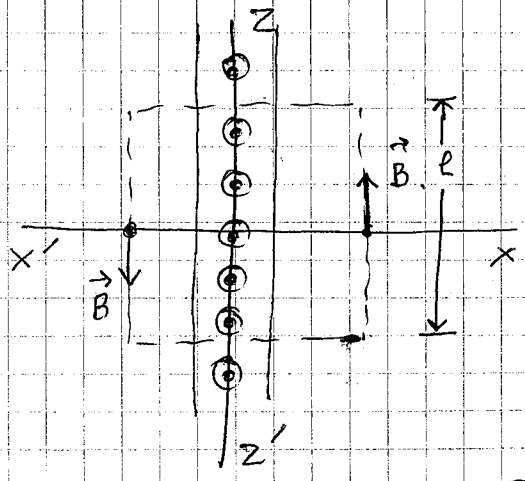
Εφαρμόζω Ν. Ampere στη κλειστή κυκλική διαδρομή ακτίνας r που περνά από τα κέντρα των σπειρών. Βλέπουμε $\vec{B} \perp d\vec{\ell}$ και $\vec{B} \parallel d\vec{\ell}$.

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \mu_0 I N \Rightarrow$$

$$B \oint d\ell = \mu_0 I N \Rightarrow B \cdot 2\pi r = \mu_0 I N \Rightarrow$$

$$B = \frac{\mu_0 N}{2\pi r} \cdot I$$

γ) Μαγνητικό πεδίο επίπεδου φύλλου απείρων διαστάσεων που διαρρέεται από ρεύμα πυκνότητας J_s στον άξονα yy' .



γραμμική πυκνότητα ρεύματος.

$$J_s = \frac{I}{l} \Rightarrow I = J_s \cdot l$$

N. Ampere. $\oint \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \mu_0 I \Rightarrow$

$$\Rightarrow B \oint d\ell = \mu_0 l \cdot J_s \Rightarrow$$

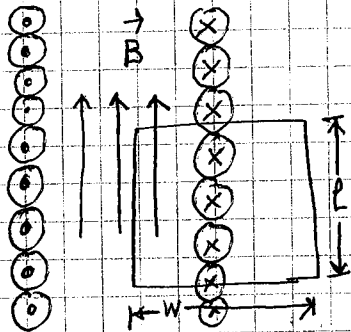
$$\Rightarrow B \cdot 2l = \mu_0 l \cdot J_s \Rightarrow$$

$$B = \frac{\mu_0}{2} J_s$$

ΟΜΟΓΕΝΕΣ.

δ) Μαγνητικό πεδίο βολών ρεύματος.

$$\eta = \frac{N}{l} \text{ βολές ανά μονάδα μήκους}$$



$B = \text{σταθ.}$ μόνο μέσα στο πηνίο.
 ενώ έξω $B = 0$.

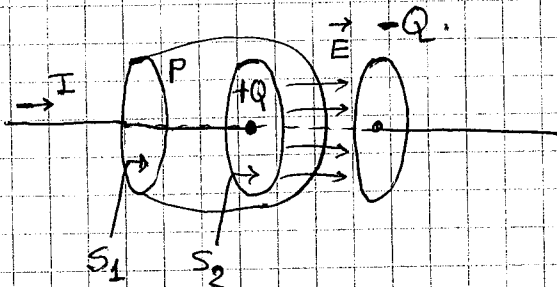
Μ.Α. $\oint \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \mu_0 I \cdot N$

$$B \cdot \oint d\ell = \mu_0 I \cdot N \Rightarrow$$

$$\Rightarrow B \cdot l = \mu_0 I \cdot N \Rightarrow$$

$$\Rightarrow B = \mu_0 I \cdot \frac{N}{l} = \underline{\mu_0 I \eta}$$

Ρεύμα μετατόπισης. (επέκταση του Ν. Αμπερε και σε μεταβαλλόμενα ηλεκτρικά πεδία).



πυκνωτής που φορτίζεται.

S_1 : επίπεδη επιφάνεια με όριο την καμπίδα P.

S_2 : εξογκωμένη επιφάνεια με όριο την καμπίδα P.

Αν θεωρήσουμε η καμπίδα P τερματίζει στην επιφάνεια S_1 τότε ο νόμος του Αμπερε :

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \mu_0 I \quad (I \text{ ρεύμα αγωγιμότητας})$$

Αν θεωρήσουμε η καμπίδα P τερματίζει την επιφάνεια S_2 τότε ο Ν. Αμπερε

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = 0 \text{ αφού δεν διαρρέεται ρεύμα μέσα από το } S_2.$$

Υπάρχει αντίφαση που την έλυσε ο Maxwell ορίζοντας το

ρεύμα μετατόμισης. $I_d = \epsilon_0 \cdot \frac{d\phi_E}{dt}$

Είναι υποθετικό ρεύμα μετατόμισης των πλακών.

Απόδειξη $q = C \cdot V = \frac{\epsilon_0 A}{d} \cdot E \cdot d \Rightarrow$

$$q = \epsilon_0 \cdot E \cdot A = \epsilon_0 \cdot \phi_E \Rightarrow dq = \epsilon_0 \cdot d\phi_E$$

$$\frac{dq}{dt} = \epsilon_0 \cdot \frac{d\phi_E}{dt} \Rightarrow I_d = \epsilon_0 \cdot \frac{d\phi_E}{dt}$$

στη συγκεκριμένη περίπτωση για λόγους συνέχειας τα δύο ρεύματα είναι ίδια. $I = I_d$.

Απόδειξη

$$E = \frac{Q}{\epsilon_0 A} = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$$

$$\phi_E = E \cdot A = \frac{Q}{\epsilon_0} \Rightarrow d\phi_E = \frac{dQ}{\epsilon_0} \Rightarrow$$

$$\frac{dQ}{dt} = \epsilon_0 \frac{d\phi_E}{dt} \Rightarrow I = I_d$$

Γενικά ισχύει $I = I_d$.

~~Από ο χρονικώς μεταβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο παράγεται ηλεκτρικό πεδίο.~~

~~$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{d\Phi_B}{dt} = -\frac{d}{dt} \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = -\frac{d}{dt} \int \mu_0 \mathbf{H} \cdot d\mathbf{A} = -\mu_0 \frac{d}{dt} \int \mathbf{H} \cdot d\mathbf{A}$$~~

~~Απόδειξη μας δείχνει ότι τα μαγνητικά πεδία παράγονται από ρεύματα αγωγιμότητας και μεταβαλλόμενα ηλεκτρικά πεδία.~~

226 φαινόμενο επαγωγής - Νόμος Faraday.

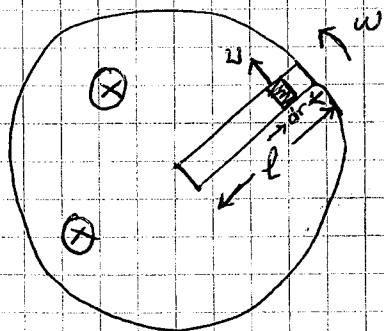
$$\left. \begin{aligned} \mathcal{E} &= - \frac{d\Phi_M}{dt} \\ \Phi_M &= \int \vec{B} \cdot d\vec{A} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \mathcal{E} = - \frac{d}{dt} (\text{ΒΑΘΥΝΦ})$$

Δηλαδή έχουμε δημιουργία ΗΕΔ από επαγωγή όταν μεταβάλλεται το ένα τουλάχιστον από (B, A, Φ)

227 φ. επαγωγής λόγω μεταφορικής κίνησης.

Γενικά: $\mathcal{E} = \int_a^b \vec{v} \times \vec{B} \cdot d\vec{l}$

228 φ. επαγωγής σε περιστρεφόμενη ράβδο.

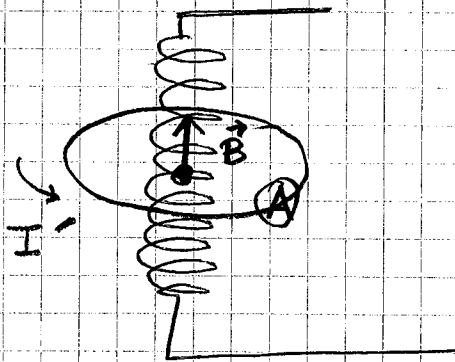


$$\begin{aligned} d\mathcal{E} &= B \cdot v \cdot dr \\ \mathcal{E} &= \int_0^l d\mathcal{E} = \int_0^l B \cdot v \cdot dr \\ \mathcal{E} &= B \int_0^l \omega r \cdot dr = B\omega \int_0^l r \cdot dr \\ \mathcal{E} &= \frac{B\omega l^2}{2} \end{aligned}$$

229 Κανόνας του Lenz.

Το επαγωγικό ρεύμα τείνει να ανατρέξει το αίτιο που το προκαλεί. Είναι αποτέλεσμα Α.Δ.Ε. Για να υπάρχει ρεύμα θα πρέπει το κύκλωμα να είναι κλειστό. Αν δω είναι κλειστό το κάνουμε κλειστό με το από αριστερά για να βρούμε την φορά του.

230 Επαγόμενα ηλεκτρικά πεδία



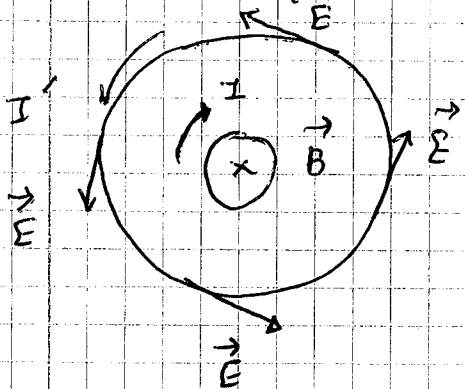
$$\frac{dI}{dt} \Rightarrow \frac{dB}{dt} \Rightarrow \frac{d\Phi_B}{dt} \Rightarrow \mathcal{E}$$

$$\mathcal{E} = - \frac{d\Phi_B}{dt} = - \frac{d}{dt} (BA) = - \frac{d}{dt} (\mu_0 n I A)$$

$$\mathcal{E} = - \mu_0 n A \frac{dI}{dt}$$

$$I' = \frac{\mathcal{E}}{R} = - \frac{\mu_0 n A}{R} \frac{dI}{dt}$$

Θεωρούμε ότι έχουμε επαγόμενο ηλεκτρικό πεδίο αφού το μαγνητικό πεδίο δεν υφίσταται και δεν έχουμε κίνηση αγωγού.



Το πεδίο αυτό είναι μη θωπευτικό γιατί το ε ραο κλασικός κλειστής διδρομής είναι $\neq 0$. Για αυτό δεν έχει καμιά συνέπεια το δυναμικό - Δ.Δ.

$$w = q \mathcal{E} \neq 0$$

Έργο που παράγει το επαγόμενο πεδίο ανά μονάδα φορτίου.

$$\frac{\oint \vec{E} \cdot d\vec{e}}{q} = w \Rightarrow \oint \vec{E} \cdot d\vec{e} = \mathcal{E}$$

$$\mathcal{E} = - \frac{d\Phi_B}{dt} \text{ οπότε } \boxed{\oint \vec{E} \cdot d\vec{e} = - \frac{d\Phi_B}{dt}}$$

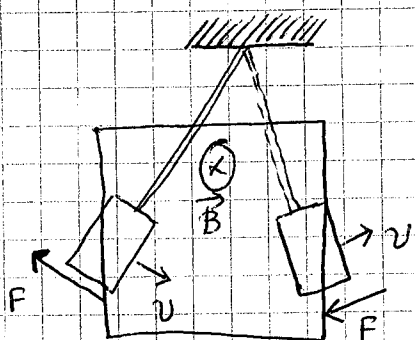
Για περίπτωση κυκλικού αγωγού ακτίνας r έχουμε:

$$\oint \vec{E} d\vec{\ell} = E \cdot \oint d\ell = E \cdot 2\pi r$$

$$\oint \vec{E} d\vec{\ell} = \left| \frac{d\Phi_B}{dt} \right|$$

$$E = \frac{1}{2\pi r} \left| \frac{d\Phi_B}{dt} \right| \quad \text{Αν χρειάζεται η παρουσία αγωγού.}$$

231) Δινορεύματα (eddy) ή Foucault



Λόγω $\frac{d\Phi}{dt} \neq 0$ τα e^- του μετάλλου δημιουργούν κλειστά ρεύματα (eddy) που αντιστέκονται στο αίτιο που τα προκαλέσει, σύμφωνα με τον κανόνα του Lenz. Μπορούμε να μειώσουμε τα ρεύματα eddy ανοίγοντας γρήγορα τους μεταλλικούς αγωγούς που λειτουργούν ως ανοικτοί διακόπτες.

232

ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ MAXWELL.

- Απουσία διηλεκτρικών και μαγνητικών υλικών (στο κενό).
- Είναι εξισώσεις βασισμένες στα πειράματα Coulomb, Ampere, Faraday, Henry κ.λπ.
- Βρίσκονται σε συμφωνία με την ειδική θεωρία της σχετικότητας του Einstein περί σταθερότητας της ταχύτητας του φωτός.

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = 3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$$
 Προβλέπει την ύπαρξη ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων που κινούνται στο κενό με $c = 3 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$ και επίσης προβλέπουν την εκπομπή Η/Μ κυμάτων από επιταχυνόμενα φορτία.

■ Νόμος Gauss από τον οποίο απορρέει ο νόμος Γουλιόμ.

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

↓
 αλγή ροή Η.Π
 διαπερνά κλειστή
 επιφάνεια.

↗
 φορτίο που περιβάλλεται από την
 κλειστή επιφάνεια. Οι ηλεκτρικές
 δυναμικές γραμμές έχουν αρχή και
 τέλος.

- Συνδέει το ηλεκτρικό φορτίο με το Η.Π.

■ Συνήθως λέμε νόμος του Gauss στον μαγνητικό.

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

↓
 αλγή μαγνητική ροή
 που διαπερνά κλειστή
 επιφάνεια.

Οι μαγνητικές δυναμικές γραμμές είναι κλειστές δεν έχουν αρχή και τέλος
προβλέπει τη μη ύπαρξη μαγνητικών μονόπολων.

■ Νόμος Faraday (φαινόμενο επαγωγής)

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

↙
 κλειστό επικτηπόλιο
 ολοκλήρωμα του
 ηλεκτρικού πεδίου.

↘
 χρονικός ρυθμός μεταβολής
 μαγνητικής ροής.

~~Περιγράφει την σχέση χρονικά μεταβαλλόμενου μαγνητικού
πεδίου και του ηλεκτρικού πεδίου που επαγεται.~~



Νόμος Ampere-Maxwell.

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{e} = \mu_0 I_c + \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\phi_e}{dt}$$

κλειστό επικαμπύλιο
ολοκλήρωμα στο μαγνη-
τικό πεδίο

ρεύμα
αγωγιμότητας

ρεύμα μετατόπισης

Το κλειστό επικαμπύλιο ολοκλήρωμα του μαγνητικού πεδίου για οποιαδήποτε κλειστή διαδρομή ισούται με το άθροισμα συνολικού ρεύματος αγωγιμότητας που περνάει μέσα από τη καμπύλη αυτή, και του ρεύματος μετατόπισης. Το ρεύμα μετατόπισης ισούται με το χρονικό ρυθμό μεταβολής της ροής του Η.Π. το οποίο διαπερνά την επιφάνεια που περικλείεται από τη διαδρομή πάνω στην οποία υπολογίζεται το κλειστό επικαμπύλιο ολοκλήρωμα του Η.Π.

Η ∂^y και η ∂^x εξίσωση μας λέει πως μπορούμε να δημιουργήσουμε μαγνητικό ή ηλεκτρικό πεδίο.

Χρονική μεταβολή του μαγνητικού πεδίου \Rightarrow ηλεκτρικό πεδίο

Χρονική μεταβολή ηλεκτρικού πεδίου \Rightarrow μαγνητικό πεδίο.

Δηλαδή όταν μεταβάλλεται χρονικά ένα πεδίο τότε παράγεται το άλλο πεδίο.

ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΗ: Το ολικό ηλεκτρικό πεδίο (\vec{E}) σε κάποιο σημείο

του χώρου μπορεί να οφείλεται σε ακίνητα φορτία (\vec{E}_e) (σωτηρικό πεδίο) και το επαγόμενο Η.Π. (\vec{E}_h) λόγω $\frac{d\phi_e}{dt}$ (μή σωτηρικό)

$$\text{Άρα } \vec{E}_{ολ} = \vec{E}_h + \vec{E}_e$$