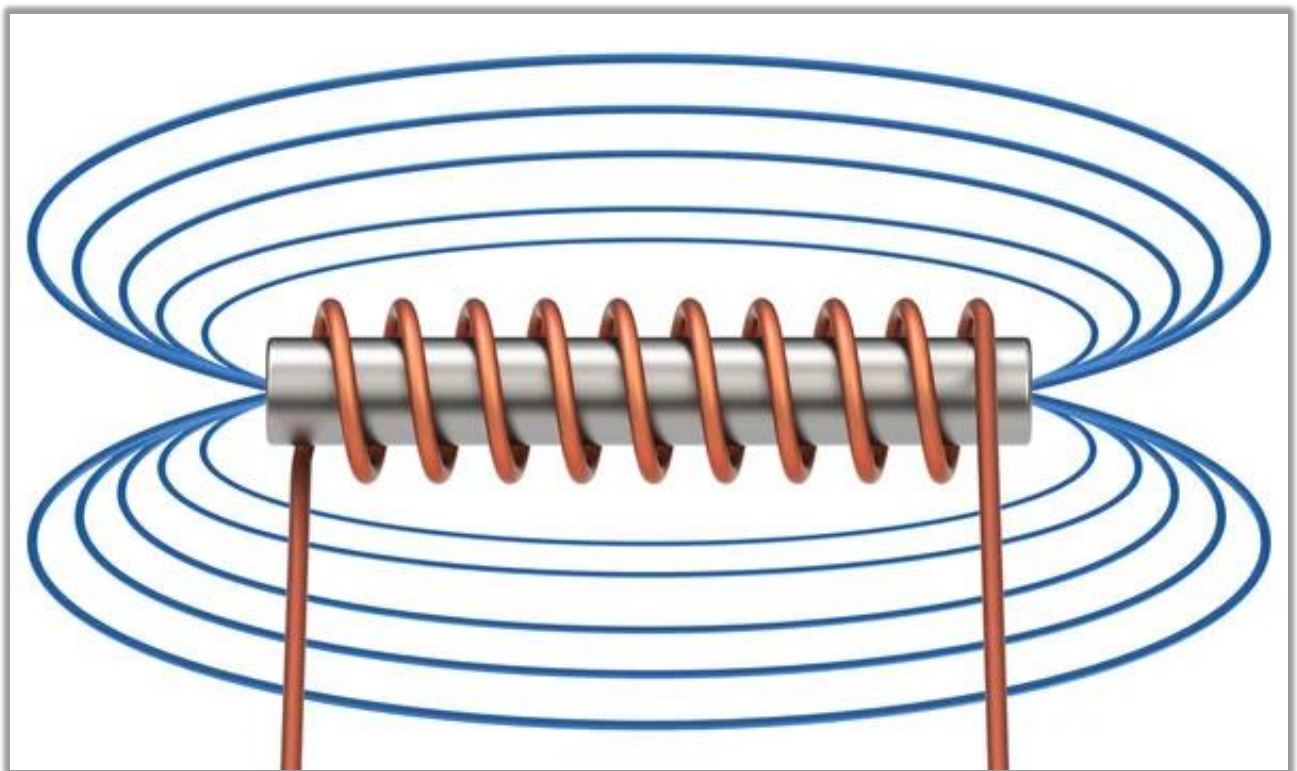
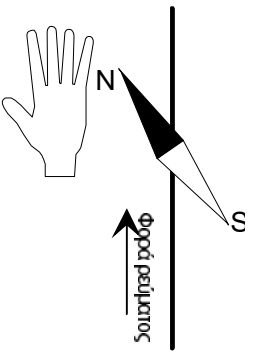


5^ο ΚΕΦΑΛΑΙΟ

ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

ΘΕΩΡΙΑ



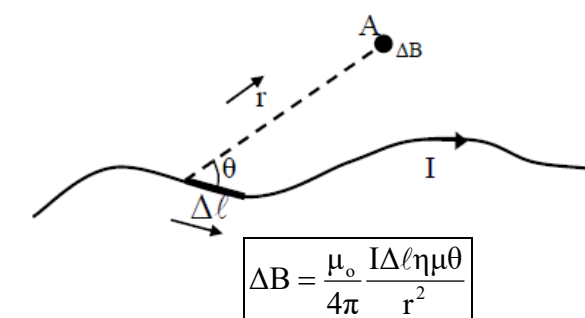
Το πείραμα Oersted


Ο Δανός Hans Christian Oersted έκανε το εξής πείραμα με το οποίο απέδειξε τα μαγνητικά αποτελέσματα του ηλεκτρικού ρεύματος. Τοποθέτησε μία μαγνητική βελόνη δίπλα σε ένα αγωγό και παρατήρησε ότι όταν πέρασε ρεύμα μέσα από τον αγωγό η βελόνη άλλαξε τον προσανατολισμό της. Αν τοποθετηθεί η βελόνη παράλληλα στον ρευματοφόρο αγωγό τότε ο βόρειος πόλος της θα αποκλίνει προς την μεριά του αντίχειρα όταν η παλάμη του δεξιού χεριού μας τοποθετηθεί πάνω από τον αγωγό ώστε τα δάκτυλά μας να δείχνουν την φορά του ρεύματος.

Το αποτέλεσμα του πειράματος Oersted ήταν ότι: **οποιοσδήποτε ρευματοφόρος αγωγός δημιουργεί γύρω του μαγνητικό πεδίο.**

Από την εργαστηριακή έρευνα προκύπτει η ένταση σ' ένα σημείο του μαγνητικού πεδίου που προκαλεί ένας ρευματοφόρος αγωγός εξαρτάται:

- 1) από την θέση του σημείου που αναφέρεται η ένταση και
- 2) από την γεωμετρία (σχήμα, μορφή, μέγεθος) του αγωγού

Νόμος Biot-Savart

Το διάνυσμα ΔB στο A έχει σημείο εφαρμογής το A, διεύθυνση κάθετη στο επίπεδο που ορίζεται από το r και το $\Delta \ell$ και η φορά του βρίσκεται με τον κανόνα του δεξιόστροφου κοχλίου. Η φορά του ΔB είναι ίδια με την φορά που πρέπει να περιστραφεί δεξιόστροφος κοχλίας για να προχωρήσει κατά μήκος του $\Delta \ell$ και κατά την φορά του ρεύματος. (στο σχήμα έχει φορά προς τον αναγνώστη)

Όπως αναφέρθηκε με τον νόμο Biot-Savart μπορούμε να υπολογίσουμε την στοιχειώδη μαγνητική επαγωγή (ένταση) ΔB του μαγνητικού πεδίου που προκαλεί ένα στοιχειώδες τμήμα ρευματοφόρου αγωγού, σ ένα σημείο A.

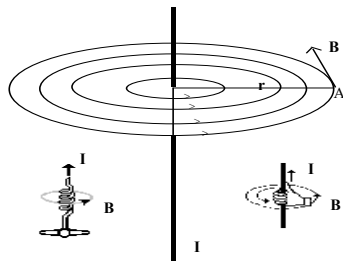
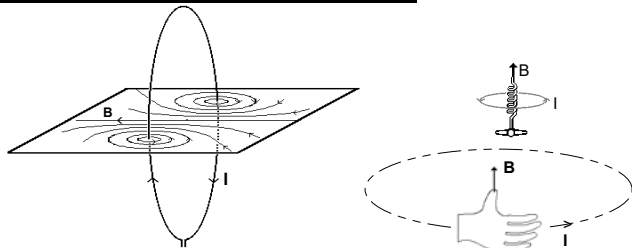
Αν θέλουμε να υπολογίσουμε την συνολική μαγνητική επαγωγή B του μαγνητικού πεδίου που προκαλεί ολόκληρος ο ρευματοφόρος αγωγός στο σημείο A, τότε για τον υπολογισμό της, αθροίζουμε τις στοιχειώδεις μαγνητικές επαγωγές $\Delta B_1, \Delta B_2, \dots, \Delta B_v$, που προκαλούν τα στοιχειώδη τμήματα $\Delta \ell_1, \Delta \ell_2, \dots, \Delta \ell_v$ που αποτελούν τον ρευματοφόρο αγωγό δηλαδή $\vec{B} = \vec{\Delta B}_1 + \vec{\Delta B}_2 + \dots + \vec{\Delta B}_v$

Νόμος Ampere

Κατά μήκος μιας κλειστής διαδρομής το άθροισμα των γινομένων $B \cdot \Delta \ell \cdot \sin \theta$ είναι ίσο με $\mu_0 \cdot I_{\text{εγκ}}$ όπου $I_{\text{εγκ}}$ το αλγεβρικό άθροισμα των ρευμάτων που διέρχονται από την επιφάνεια που περικλείεται από την κλειστή διαδρομή.

Μαθηματική διατύπωση για το κενό και το SI

$$\sum B \cdot \Delta \ell \cdot \sin \theta = \mu_0 I_{\text{εγκ}}$$

Ευθύγραμμος ρευματοφόρος αγωγός απείρου μήκους**Κυκλικός ρευματοφόρος αγωγός****Μαγνητική επαγωγή ευθυγράμμου ρευματοφόρου αγωγού απείρου μήκους**

Η μαγνητική επαγωγή B σε ένα σημείο (A) που απέχει απόσταση r από το ρευματοφόρο αγωγό παριστάνεται με ένα διάνυσμα που έχει μέτρο που δίδεται από τη σχέση

$$B = K_\mu \frac{2I}{r}$$

όπου I η ένταση του ρεύματος, r η απόσταση του σημείου από τον αγωγό και K_μ σταθερά του μαγνητικού πεδίου

Μαγνητική επαγωγή στο κέντρο κυκλικού ρευματοφόρου αγωγού

Η μαγνητική επαγωγή B στο κέντρο κυκλικού ρευματοφόρου αγωγού είναι ένα διάνυσμα που έχει μέτρο που δίδεται από τη σχέση

$$B = K_\mu \frac{2\pi I}{r}$$

όπου I η ένταση του ρεύματος, r η ακτίνα του κυκλικού αγωγού, K_μ σταθερά του μαγνητικού πεδίου.

Στην περίπτωση που ο κυκλικός αγωγός αποτελείται από N σπείρες τότε η B στο κέντρο του θα δίδεται από την σχέση

$$B = N K_\mu \frac{2\pi I}{r}$$

Ρευματοφόρο σωληνοειδές απείρου μήκους

$$B = k_{\mu} 4\pi I n^* \quad \text{ή} \quad B = k_{\mu} 4\pi I \frac{N}{L}$$

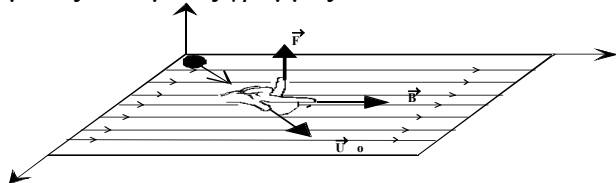
Σε περιοχή κοντά στα άκρα του σωληνοειδούς η μαγνητική επαγωγή B' έχει μέτρο περίπου ίσο με το μισό της B δηλαδή

$$B' \approx \frac{B}{2} = k_{\mu} 2\pi I n^* \quad \text{ή} \quad B' \approx \frac{B}{2} = k_{\mu} 2\pi I \frac{N}{L}$$

Δύναμη μαγνητικού πεδίου σε κινούμενο ηλεκτρικό φορτίο (ΔΥΝΑΜΗ Lorentz).

Όταν κινούμενο ηλεκτρικό φορτίο q , εισέλθει σε ομογενές μαγνητικό πεδίο επαγωγής B με ταχύτητα u_0 τότε ασκείται πάνω του δύναμη που το μέτρο της δίνεται από τη σχέση: $F = B u_0 q \sin \phi$

Όπου ϕ η γωνία που σχηματίζει η κατεύθυνση του u_0 με τις δυναμικές γραμμές.

**Δύναμη μαγνητικού πεδίου σε ρευματοφόρο αγωγό (Δύναμη Laplace).**

Όταν ένας αγωγός (ρευματοφόρος) βρεθεί μέσα σε μαγνητικό πεδίο τότε ασκείται πάνω του δύναμη ηλεκτρομαγνητικής φύσεως η οποία υπολογίζεται με βάση το νόμο Laplace

$$F = B I L \sin \phi$$

Η δύναμη Laplace είναι πάντα κάθετη στο επίπεδο που ορίζεται από τον αγωγό και το B του μαγνητικού πεδίου η φορά της μπορεί να βρεθεί είτε από τον κανόνα των τριών δακτύλων είτε με τον κανόνα Gauss είτε από κανόνα δεξιάς παλάμης.

Μαγνητική διαπερατότητα υλικού

$$\mu = \frac{B}{B_0}$$

B η ένταση του μαγνητικού πεδίου όταν μέσα στο πεδίο βρίσκεται το υλικό

B_0 η ένταση του μαγνητικού πεδίου όταν στο πεδίο δεν υπάρχει υλικό

Μαγνητική επαγωγή στο εσωτερικό ρευματοφόρου σωληνοειδούς απείρου μήκους

Στο εσωτερικό του σωληνοειδούς το πεδίο θεωρείται ομογενές οπότε σε κάθε σημείο του εσωτερικού του η μαγνητική επαγωγή B θεωρείται σταθερή. Το μέτρο της μαγνητικής επαγωγής B στο εσωτερικό του σωληνοειδούς δίνεται από τη σχέση:

$$B = k_{\mu} 4\pi I n^* \quad \text{ή} \quad B = k_{\mu} 4\pi I \frac{N}{L}$$

Όπου I η ένταση του ρεύματος που διαρρέει το σωληνοειδές, n^* ο αριθμός σπειρών ανά μονάδα μήκους, N ο αριθμός σπειρών του σωληνοειδούς και L το μήκος του σωληνοειδούς.

Αν το σωληνοειδές στο εσωτερικό του περιέχει πυρήνα μαγνητικής διαπερατότητας μ τότε το μέτρο της μαγνητικής επαγωγής στο εσωτερικό του θα δίδεται από τη σχέση:

$$B = \mu k_{\mu} 4\pi I n^* \quad \text{ή} \quad B = \mu k_{\mu} 4\pi I \frac{N}{L}$$

Για το SI σύστημα μονάδων και για το κενό ή αέρα

$$K_{\mu} = \frac{\mu_0}{4\pi} = 10^{-7} \text{ Tm/A}$$

Η κατεύθυνση της F είναι πάντα κάθετη και στο B και στο u_0 . Για να βρούμε την κατεύθυνση της F χρησιμοποιούμε τον κανόνα των τριών δακτύλων, όπου ο αντίχειρας δείχνει την κατεύθυνση της u_0 , ο δείκτης την κατεύθυνση του B και ο μέσος δάκτυλος την κατεύθυνση της F όταν το φορτίο είναι θετικό.

Αν το φορτίο είναι αρνητικό τότε η κατεύθυνση της F είναι αντίθετη από αυτή που δείχνει ο μέσος δάκτυλος.

Ν ο μ ο ς L a p l a c e: Η δύναμη F που ασκείται σε ένα ευθύγραμμο ρευματοφόρο αγωγό ο οποίος βρίσκεται σε ομογενές μαγνητικό πεδίο έντασης B έχει μέτρο που δίδεται από την σχέση: $F = B I L \sin \phi$

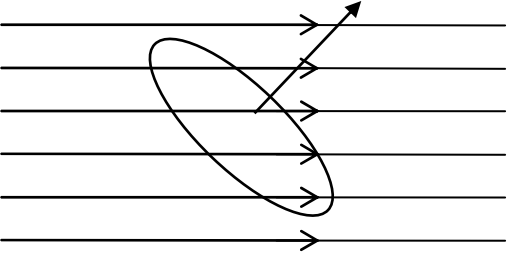
Όπου L το μήκος του αγωγού που βρίσκεται μέσα στο μαγνητικό πεδίο και ϕ η γωνία που σχηματίζει ο αγωγός με τις δυναμικές γραμμές του πεδίου

Στην περίπτωση που ο αγωγός είναι κάθετος στις δυναμικές γραμμές, η δύναμη Laplace δίδεται από την σχέση $F = B I L$, ενώ αν είναι παράλληλος στις δυναμικές γραμμές η δύναμη μηδενίζεται.

Το μ είναι καθαρός αριθμός και μας δηλώνει πόσες φορές αυξήθηκε η ένταση του μαγνητικού πεδίου με την εισαγωγή του υλικού.

Με βάση την μαγνητική διαπερατότητα τα υλικά διακρίνονται σε

- Σιδηρομαγνητικά υλικά $\mu \gg 1$
- Παραμαγνητικά υλικά $\mu > 1$
- Διαμαγνητικά υλικά $\mu < 1$

Μαγνητική ροή επιφάνειας $\Phi = B S \sigma \nu \alpha$  B ένταση ομογενούς μαγνητικού πεδίου S εμβαδόν επιφάνειας α η γωνία που σχηματίζει η κάθετος στην επιφάνεια με την μαγνητική επαγωγή B του πεδίου Αν η επιφάνεια έχει τοποθετηθεί παράλληλα στις δυναμικές γραμμές τότε $\Phi_{\min}=0$ ενώ αν είναι κάθετα έχει τη μέγιστη τιμή της $\Phi_{\max}=BS$	Η μαγνητική ροή εκφράζει το πλήθος των δυναμικών γραμμών που διαρρέουν την επιφάνεια. Η μονάδα μέτρησης στο SI είναι το Weber ($1\text{ Weber}=1\text{ Tesla}\cdot\text{m}^2$) Η μαγνητική ροή εξαρτάται Από το πόσο ισχυρό ή ασθενές είναι το πεδίο (B) από το μέγεθος της επιφάνειας S και από τη θέση της επιφάνειας μέσα στο πεδίο (συνα). Αν η επιφάνεια έχει τοποθετηθεί παράλληλα στις δυναμικές γραμμές τότε $\Phi_{\min}=0$ ενώ αν είναι κάθετα έχει τη μέγιστη τιμή της $\Phi_{\max}=BS$ Αν οι δυναμικές γραμμές εισέρχονται στην επιφάνεια τότε $\Phi>0$ ενώ αν εξέρχονται $\Phi<0$. Η συνολική μαγνητική ροή που διαρρέει μια <u>κλειστή</u> επιφάνεια είναι μηδέν (το πλήθος των δυναμικών γραμμών των εισερχομένων στην επιφάνεια είναι ίδιο με αυτό των εξερχόμενων)
ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΕΠΑΓΩΓΗ Η μέση ΗΕΔ από επαγωγή που αναπτύσσεται στα άκρα ενός πηνίου με αριθμό σπειρών N λόγω φαινομένου επαγωγής $E_{\text{επ}} = -N \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$ Η ένταση του επαγωγικού ρεύμα που διαρρέει ένα πηνίο με N σπείρες και ωμικής αντίστασης R λόγω φαινομένου επαγωγής $I_{\text{επ}} = - \frac{N \Delta\Phi}{R \Delta t}$ Εξίσωση επαγωγικού φορτίου (νόμος Newman) $Q_{\text{επ}} = \frac{N\Delta\Phi}{R}$ Σαν επαγωγικό φορτίο ορίζουμε το συνολικό φορτίο που περνά από το πηνίο όσο διαρκεί η μεταβολή της μαγνητικής ροής	Νόμος Faraday: Η μέση ΗΕΔ από επαγωγή που αναπτύσσεται στα άκρα ενός πηνίου είναι ανάλογη του ρυθμού με τον οποίο μεταβάλλεται η μαγνητική του ροή και ανάλογη του αριθμού των σπειρών του. $E = -N \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$ το μείον (-) στον τύπο ερμηνεύεται από τον κανόνα του Lenz. Κανόνας του Lenz: <u>"Το επαγωγικό ρεύμα έχει τέτοια φορά ώστε να αντιστέκεται στο αίτιο που το προκάλεσε."</u> Ο κανόνας του Lenz αποτελεί συνέπεια της αρχής διατήρησης της ενέργειας.
ΕΝΑΛΛΑΣΣΟΜΕΝΟ ΡΕΥΜΑ - Η εξίσωση που παρέχει το μέτρο της έντασης του εναλλασσόμενου ρεύματος σε συνάρτηση με το χρόνο $I = I_0 \eta \mu(\omega t + \phi)$ Αν την χρονική στιγμή $t=0$ η ένταση του ηλεκτρικού ρεύματος είναι μηδέν, τότε $\phi=0$ και $I = I_0 \eta \mu \omega t$ - Η εξίσωση που παρέχει την εναλλασσόμενη τάση σε συνάρτηση με το χρόνο $U = U_0 \eta \mu(\omega t + \phi)$ Αν την χρονική στιγμή $t=0$ η εναλλασσόμενη τάση είναι μηδέν, τότε $\phi=0$ και $U = U_0 \eta \mu \omega t$	I = η στιγμιαία τιμή της έντασης τη χρονική στιγμή t I₀ = η μέγιστη τιμή της έντασης που ονομάζεται πλάτος U = η στιγμιαία τιμή της τάσης τη χρονική στιγμή t U₀ = η μέγιστη τιμή της τάσης που ονομάζεται πλάτος $\omega = 2\pi f = 2\pi/T$ = η κυκλική συχνότητα μεταβολής του ρεύματος που μετριέται σε rad/sec. f = η γραμμική συχνότητα μεταβολής που μετριέται σε Hz και ορίζεται ως ο αριθμός των πληρών εναλλαγών τιμών της έντασης που γίνονται σε χρόνο t προς το χρόνο αυτό. T = η περίοδος (σε sec) και ορίζεται ως ο χρόνος για να γίνει μια πλήρης εναλλαγή τιμών της έντασης $(\omega t + \phi)$ = φάση (σε rad) γωνία που διαρκώς αυξάνεται με το χρόνο και της οποίας το ημίτονο κάθε χρονική στιγμή ισούται με το λόγο της στιγμιαίας τιμής προς το πλάτος φ = αρχική φάση (σε rad) γωνία ανεξάρτητη χρόνου και της οποίας το ημίτονο τη χρονική στιγμή $t=0$ ισούται με το λόγο της στιγμιαίας τιμής προς το πλάτος.
ΕΝΕΡΓΟΣ ΕΝΤΑΣΗ ΚΑΙ ΤΑΣΗ Ενεργός ένταση εναλλασσόμενου ρεύματος $I_{\text{επ}} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}$ Ενεργός τάση εναλλασσόμενου ρεύματος $U_{\text{επ}} = \frac{U_0}{\sqrt{2}}$	Ενεργός ένταση εναλλασσόμενου ρεύματος ονομάζουμε την τιμή συνεχούς ρεύματος το οποίο όταν περάσει από την ίδια αντίσταση στον ίδιο χρόνο θα προκαλέσει τα ίδια θερμικά αποτελέσματα με αυτά που προκαλεί το εναλλασσόμενο. Ενεργός τάση ονομάζουμε τη συνεχή τάση η οποία δίνει ρεύμα ίδιο με την ενεργό τιμή του εναλλασσόμενου ρεύματος.

ΙΣΧΥΣ ΕΝΑΛΛΑΣΣΟΜΕΝΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ

η μέση ισχύς εναλλασσόμενου ρεύματος που καταναλώνεται από έναν αντιστάτη δίδεται από τη σχέση

$$P = I_{\text{ev}}^2 R = \frac{U_{\text{ev}}^2}{R}$$

U_{ev} , I_{ev} οι ενεργές τιμές τάσης και έντασης και R η ωμική αντίσταση του αντιστάτη

Στα συνεχή ρεύματα η ισχύς δίδεται από τον τύπο $P=VI$ όπου V η συνεχής τάση και I η ένταση του συνεχούς ρεύματος.

Στα εναλλασσόμενα ρεύματα επειδή τα U και I μεταβάλλονται με το χρόνο η στιγμιαία ισχύς θα είναι συνάρτηση του χρόνου, επειδή όμως η ισχύς σε μέγεθος θέλουμε να είναι ανεξάρτητη του χρόνου αντί της στιγμιαίας ισχύος χρησιμοποιούμε τη μέση ισχύ η οποία ισούται με το πηλίκο της ενέργειας W που καταναλώνει το κύκλωμα σε χρόνο μιας περιόδου προς το χρόνο αυτό,

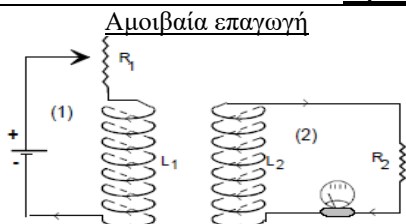
$$\text{δηλαδή } P = \frac{W}{T}$$

Διαφορές και πλεονεκτήματα εναλλασσόμενου ρεύματος απέναντι συνεχούς

- 1) Η φορά του εναλλασσόμενου ρεύματος μεταβάλλεται περιοδικά με το χρόνο ενώ του συνεχούς παραμένει σταθερή.
- 2) Η εναλλασσόμενη τάση δεν προκαλεί ηλεκτρόλυση ενώ η συνεχής προκαλεί.
- 3) Το εναλλασσόμενο ρεύμα δε φορτίζει τους συσσωρευτές ενώ το συνεχές τους φορτίζει.
- 4) Οι μετασχηματιστές λειτουργούν με εναλλασσόμενα ρεύματα και όχι με συνεχή.
- 5) Το εναλλασσόμενο ρεύμα διαρρέει κυκλώματα που περιέχουν πυκνωτές ενώ το συνεχές δεν τα διαρρέει.
- 6) Τα πηνία όταν διαρρέονται από εναλλασσόμενα ρεύματα παρουσιάζουν και επαγωγική και ωμική αντίσταση ενώ όταν διαρρέονται από συνεχή παρουσιάζουν μόνο ωμική.
- 7) Όταν ένας αγωγός διαρρέεται από εναλλασσόμενο ρεύμα τότε δημιουργεί γύρω του ηλεκτρομαγνητικό πεδίο ενώ όταν διαρρέεται από συνεχές προκαλεί μόνο μαγνητικό.

- 1) Η λειτουργία των μετασχηματιστών γίνεται μόνο με εναλλασσόμενο ρεύμα και επειδή με τους μετασχηματιστές μπορούμε να μεταφέρουμε ηλεκτρική ενέργεια υπό μεγάλη τάση και να την υποβιβάσουμε στον τόπο κατανάλωσης εξασφαλίζουμε οικονομία στην μεταφορά ηλεκτρικής ενέργειας

- 2) Οι ηλεκτρικές μηχανές εναλλασσόμενου ρεύματος είναι πιο απλές πιο οικονομικές και έχουν μεγαλύτερο συντελεστή απόδοσης έναντι του συνεχούς.

Αμοιβαία επαγωγή - Αυτεπαγωγή

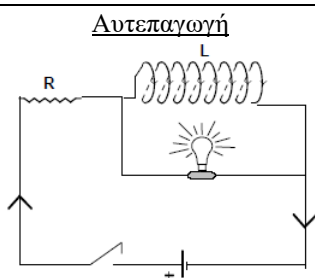
Μεταβάλλοντας την ένταση στο πηνίο (1) τότε το γαλβανόμετρο στο πηνίο (2) δείχνει κάποια ένδειξη δηλαδή εμφανίζεται στα άκρα του πηνίου (2) μια ηλεκτρεγερτική δύναμη ΗΕΔ που ονομάζεται ΗΕΔ από αμοιβαία επαγωγή.

Νόμος αμοιβαίας επαγωγής:

Η ΗΕΔ επαγωγής που αναπτύσσεται στο πηνίο (2) κατά το φαινόμενο αμοιβαίας επαγωγής είναι ανάλογη του ρυθμού μεταβολής της έντασης του ρεύματος του άλλου πηνίου δηλαδή

$$E_2 = -M \frac{\Delta I_1}{\Delta t} \quad \text{όπου } M = \mu_0 \frac{N_1 N_2 A}{\ell}$$

Το μείον ερμηνεύεται από τον κανόνα του Lenz και το M ονομάζεται συντελεστής αμοιβαίας επαγωγής ο οποίος εξαρτάται από τα γεωμετρικά στοιχεία των πηνίων (μήκος, αριθμός σπειρών, εμβαδόν σπείρας), τη μαγνητική διαπερατότητα του υλικού και τη σχετική θέση μεταξύ των δυο πηνίων.



Αν διακόψουμε ξαφνικά το ρεύμα στο κύκλωμα τότε παρατηρούμε ότι η λάμπα αντί να σβήσει φωτοβολεί πιο ζωηρά και μετά σβήνει.

Νόμος αυτεπαγωγής:

Η ΗΕΔ από αυτεπαγωγή που αναπτύσσεται στα άκρα ενός πηνίου είναι ανάλογη του ρυθμού με τον οποίο μεταβάλλεται η ένταση του ρεύματος στο ίδιο το πηνίο δηλαδή

$$E_{\text{αυτ}} = -L \frac{\Delta I}{\Delta t} \quad \text{όπου } L = \mu_0 \frac{N^2 A}{\ell}$$

Το μείον (-) ερμηνεύεται από τον κανόνα του Lenz και το L ονομάζεται συντελεστής αυτεπαγωγής ο οποίος εξαρτάται από τα γεωμετρικά στοιχεία του πηνίου και από τη μαγνητική διαπερατότητα.

Ενέργεια U μαγνητικού πεδίου στο πηνίο με συντελεστή αυτεπαγωγής L όταν διαρρέεται από ρεύμα I

$$U = \frac{1}{2} LI^2$$

1. Ο μαγνητισμός (εισαγωγικές έννοιες)

Οι αρχικές παρατηρήσεις πάνω στα μαγνητικά φαινόμενα ήταν δύο

- α) η ελκτική δυνατότητα του μαγνητόλιθου (ορυκτό μαγνητίτης) και
- β) ο προσανατολισμός ενός ελεύθερου ραβδομαγνήτη προς τον βορρά.

Οι παρατηρήσεις αυτές έγιναν για πρώτη φορά από τους Κινέζους και τους Έλληνες όπου οι πρώτοι τις αξιοποίησαν και κατασκεύασαν την «πυξίδα» ενώ οι δεύτεροι δεν έδωσαν ιδιαίτερη σημασία.

Για την ερμηνεία του φαινομένου ότι η πυξίδα έδειχνε διαρκώς τον βορρά, οι ευρωπαίοι κατ το τέλος του μεσαίωνα έλεγαν ότι «οφειλότανε στον πολικό αστέρα δηλαδή ότι το άστρο αυτό είχε την ιδιότητα να ασκεί έλξη σε όλες τις πυξίδες».

Στην σύγχρονη εποχή ο William Gilbert είπε ότι ο προσανατολισμός της μαγνητικής βελόνας οφείλεται στην Γη η οποία συμπεριφέρεται σαν ένας τεράστιος μαγνήτης. Για να ενισχύσει την άποψη του κατασκεύασε και ένα μεγάλο σφαιρικό μαγνήτη που ονόμασε *terrella* (μικρή Γη) και έδειξε ότι η μαγνητική βελόνη όταν βρισκόταν κοντά του προσανατολιζότανε με τον ίδιο τρόπο με αυτόν που προσανατολιζόταν πάνω στη Γη.

Οι ιδιότητες των μαγνητών

Με απλά πειράματα μπορούμε να επαληθεύσουμε τις παρακάτω ιδιότητες που παρουσιάζουν οι μαγνήτες

α) Οι μαγνήτες έλκουν ορισμένα υλικά τα οποία ονομάζονται Σιδηρομαγνητικά. Τέτοια υλικά είναι αυτά που περιέχουν σίδηρο, χάλυβα, νικέλιο, κοβάλτιο και κάποια κράματα. Σε αντίθεση οι μαγνήτες δεν έλκουν το αλουμίνιο τον άργυρο το μόλυβδο το χαλκό και τους μονωτές.

β) Οι μαγνήτες αλληλεπιδρούν μεταξύ τους ασκώντας ο ένας στον άλλο έλξεις ή απώσεις. Στους ραβδόμορφους μαγνήτες οι αλληλεπιδράσεις εμφανίζονται ιδιαίτερα στα άκρα τους ενώ στο μέσον έχουμε την ουδέτερη ζώνη όπου δεν παρουσιάζει μαγνητικές ιδιότητες.

γ) Οι μαγνήτες προσανατολίζονται έτσι ώστε, αν κρεμάσουμε ένα μαγνήτη, το ένα άκρο του να μας δείχνει πάντα το Βορρά και το άλλο το νότο.

δ) Είναι αδύνατο να απομονώσουμε τους μαγνητικούς πόλους. Αν τεμαχίσουμε σε οποιαδήποτε θέση ένα μαγνήτη, μετά τον τεμαχισμό θα προκύψουν πάλι μαγνήτες έχοντας δύο πόλους βόρειο (N) και νότιο (S).

ε) Οι μαγνήτες μπορούν και μαγνητίζουν ορισμένα αντικείμενα. Η διαδικασία μετατροπής των σωμάτων σε μαγνήτες ονομάζεται μαγνήτιση. Η μαγνήτιση μπορεί να γίνει είτε με επαφή είτε με επαγωγή (από απόσταση). Αναλόγως του υλικού που μαγνητίζεται η μαγνήτιση μπορεί να είναι προσωρινή (μαλακός σίδηρος) ή μόνιμη (χάλυβας)

στ) Οι μαγνήτες αλληλεπιδρούν με ηλεκτρικά φορτία εφόσον και μόνο εφόσον βρίσκονται σε σχετική κίνηση Δηλαδή οι μαγνήτες αλληλεπιδρούν με κινούμενα ηλεκτρικά φορτία ενώ δεν αλληλεπιδρούν με ακίνητα ηλεκτρικά φορτία.

Οι θεωρίες ερμηνείας του μαγνητισμού

Οι θεωρίες που στο παρελθόν εξυπηρέτησαν τους φυσικούς για να ερμηνεύσουν την συμπεριφορά των μαγνητών ήταν

α) Η θεωρία των δύο πόλων

Η θεωρία αυτή δέχεται ότι κάθε μαγνήτης έχει οπωσδήποτε δύο πόλους τον βόρειο και τον νότιο.

Η έλξη οφείλεται στην αλληλεπίδραση ετερωνύμων πόλων και η άπωση σε ομώνυμους (ανάλογο με αυτό που ισχύει στα δύο είδη ηλεκτρικού φορτίου). Όταν προσανατολιστεί ο ραβδόμορφος μαγνήτης τότε το άκρο που βλέπει στον βορρά ονομάζεται βόρειος πόλος (N) και το άλλο νότιος (S).

β) Η θεωρία των μαγνητικών ποσοτήτων

Η θεωρία αυτή δέχεται ότι στο άκρο κάθε μαγνήτη είναι συγκεντρωμένη ποσότητα μαγνητισμού σαν κάποιο είδος «μαγνητικού φορτίου». Υπάρχουν δύο τύποι μαγνητικών ποσοτήτων, η θετική (βόρεια) και η αρνητική (νότια), δηλαδή κάτι ανάλογο με αυτό που ισχύει για τα δύο είδη ηλεκτρικού φορτίου. Στο άκρο κάθε μαγνήτη υπάρχουν ίσες και αντίθετες μαγνητικές ποσότητες, δηλαδή η βόρεια ποσότητα που υπάρχει στο βόρειο πόλο του μαγνήτη είναι ίση με την νότια που υπάρχει στο νότιο πόλο του μαγνήτη.

Σήμερα η ερμηνεία του μαγνητισμού γίνεται με την θεωρία των πεδίων και τις έννοιες του ηλεκτρικού φορτίου και της κίνησης, ενώ η έννοια της μαγνητικής ποσότητας έχει εγκαταλειφθεί.

2. ΜΑΓΝΗΤΙΚΟ ΠΕΔΙΟ

Ανάλογα με το ηλεκτρικό πεδίο μπορούμε να ορίσουμε το μαγνητικό πεδίο

Μαγνητικό πεδίο είναι ο χώρος στον οποίο όταν τοποθετηθεί μία μαγνητική βελόνη (μαγνητικό δίπολο) θα ασκηθούν πάνω της μαγνητικές δυνάμεις με αποτέλεσμα να προσανατολιστεί προς μία κατεύθυνση.

Σαν πηγή μαγνητικού πεδίου μπορούμε να θεωρήσουμε ένα μαγνητικό δίπολο ή ένα κινούμενο ηλεκτρικό φορτίο (ή γενικότερα ένα ηλεκτρικό ρεύμα)

Για την ανίχνευση ύπαρξης ενός μαγνητικού πεδίου (υπόθεμα) μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε είτε ένα μαγνητικό δίπολο είτε ένα κινούμενο ηλεκτρικό φορτίο είτε έναν ρευματοφόρο αγωγό.

Ένταση μαγνητικού πεδίου

Ανάλογα με την ένταση E του ηλεκτρικού πεδίου ορίζουμε την ένταση B στο μαγνητικό πεδίο ή μαγνητική επαγωγή B .

Η B εκφράζει το πόσο ισχυρό ή ασθενές είναι το μαγνητικό πεδίο. (μεγάλες τιμές της B δηλώνουν ότι το μαγνητικό πεδίο στην περιοχή αυτή είναι ισχυρό και μικρές ασθενές)

Η διεύθυνση της έντασης B σ' ένα σημείο του μαγνητικού πεδίου είναι εφαπτόμενη στην μαγνητική δυναμική γραμμή που διέρχεται από το σημείο αυτό και η φορά της είναι ίδια με την φορά της δυναμικής γραμμής.

Η μονάδα έντασης για το μαγνητικό πεδίο στο SI σύστημα είναι το ένα το 1T (Tesla)

Επίσης η μαγνητική επαγωγή ορίζεται με βάση τις μαγνητικές δυνάμεις που ασκούνται στους ρευματοφόρους αγωγούς (νόμος Laplace).

Μαγνητικές δυναμικές γραμμές (Μαγνητικό φάσμα)

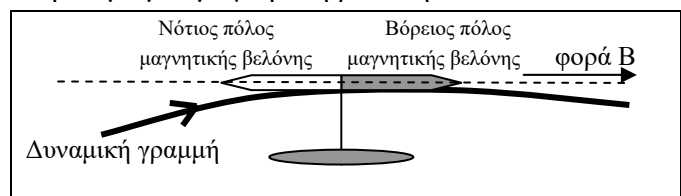
Μαγνητικό φάσμα ονομάζουμε το σύνολο των μαγνητικών δυναμικών γραμμών.

Οι μαγνητικές δυναμικές γραμμές είναι οι γραμμές που το διάνυσμα της μαγνητικής επαγωγής B σε κάθε σημείο της είναι εφαπτόμενο. Η φορά των δυναμικών γραμμών είναι ίδια με την φορά της B .

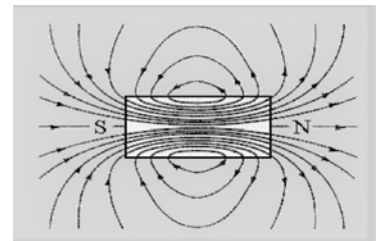
Πειραματικά το μαγνητικό φάσμα μπορεί να παρατηρηθεί αν στο πεδίο τοποθετηθούν ρινίσματα σιδήρου, τα οποία λόγω των μαγνητικών δυνάμεων, θα προσανατολιστούν πάνω σε γραμμές που θα είναι οι μαγνητικές δυναμικές γραμμές.

Επίσης πειραματικά μπορούμε να βρούμε την διεύθυνση και την φορά μιας μαγνητικής δυναμικής γραμμής σε ένα σημείο, αν στο σημείο αυτό τοποθετήσουμε μια μαγνητική βελόνη.

- Η διεύθυνση της μαγνητικής βελόνης θα είναι εφαπτόμενη στην δυναμική γραμμή που διέρχεται από το σημείο και ο βόρειος πόλος της βελόνης θα καθορίζει την φορά της B όπως στο σχήμα. Σε σύμβαση ορίζουμε βόρειο πόλο μιας μαγνητικής βελόνης τον πόλο της βελόνης που δείχνει τον γεωγραφικό γήινο βορρά και όχι τον μαγνητικό βορρά.



- Σε περιοχή έξω από τον μαγνήτη, οι μαγνητικές δυναμικές γραμμές προέρχονται από τον βόρειο πόλο (N) και πηγαινούν προς τον νότιο (S) πόλο του μαγνήτη. Σε περιοχή μέσα στον μαγνήτη η φορά είναι από τον νότιο (S) προς τον βόρειο πόλο (N) του μαγνήτη.
- Οι δυναμικές γραμμές δεν τέμνονται ούτε εφάπτονται μεταξύ τους.
- Η πυκνότητα των μαγνητικών δυναμικών γραμμών καθορίζει το μέτρο της έντασης B του μαγνητικού πεδίου. Δηλαδή σε περιοχές που δυναμικές γραμμές είναι πιο πυκνές αντιστοιχούν μεγάλες τιμές της έντασης ενώ σε περιοχές που είναι αραιές αντιστοιχούν μικρές τιμές της B .
- Στο μαγνητικό πεδίο δεν μπορεί να βρεθεί μόνο ένας τύπος πόλου μαγνήτη αλλά πάντα εμφανίζονται και οι δύο τύποι πόλων. Λόγω της ύπαρξης μαγνητικών δίπολων και όχι μονόπολων οι δυναμικές γραμμές σε οποιοδήποτε μαγνητικό πεδίο είναι πάντα κλειστές, σε αντίθεση με το ηλεκτρικό πεδίο που είναι ανοιχτές, αυτό αποτελεί και μια σημαντική διαφορά μεταξύ των δύο πεδίων.



Που οφείλονται οι μαγνητικές ιδιότητες των σωμάτων

Αν πάρουμε ένα μεταλλικό έλασμα που παρουσιάζει μαγνητικές ιδιότητες, τότε θα παρατηρήσουμε ότι αυτό έχει δύο μαγνητικούς πόλους. Αν τώρα κόψουμε το έλασμα τότε, ανεξάρτητα σε ποιο σημείο το κόβουμε, σε κάθε κομμάτι του ελάσματος θα υπάρχουν πάλι δυο μαγνητικοί πόλοι. Αν συνεχίσουμε τον τεμαχισμό θα παρατηρήσουμε ανεξάρτητα από το μέγεθος του τμήματος του ελάσματος, σε κάθε τμήμα θα υπάρχουν και οι δύο μαγνητικοί πόλοι.

Δηλαδή δεν μπορούμε να απομονώσουμε τον ένα πόλο αλλά πάντα θα εμφανίζονται και οι δύο πόλοι. Τα παραπάνω μας οδηγούν στο συμπέρασμα ότι κάθε υλικό που παρουσιάζει μαγνητικές ιδιότητες αποτελείται από στοιχειώδεις μαγνήτες (**στοιχειώδη μαγνητικά δίπολα**). Οι στοιχειώδης αυτοί μαγνήτες είναι τα άτομα του υλικού.

Η ύπαρξη στοιχειωδών μαγνητικών διπόλων, οφείλεται αφενός στην περιστροφή του ηλεκτρονίου γύρω από τον πυρήνα αφετέρου στην περιστροφή γύρω από τον άξονα του.(ιδιοπεριστροφή).

Μέσα στα μαγνητικά υλικά υπάρχουν περιοχές εύρους 10^{-3}mm που περιέχουν 10^{10} άτομα (στοιχειώδεις μαγνήτες) που συμπεριφέρονται σαν μόνιμοι μαγνήτες και ονομάζονται **μαγνητικές περιοχές**.

Όταν το υλικό δεν παρουσιάζει μαγνητικές ιδιότητες τότε οι μαγνητικές περιοχές είναι άτακτα προσανατολισμένες ενώ όταν το υλικό παρουσιάζει μαγνητικές ιδιότητες τότε είναι προσανατολισμένες ομοιόμορφα.

Τρόποι απομαγνήτισης υλικών

Ένα υλικό που παρουσιάζει μαγνητικές ιδιότητες μπορεί να απομαγνητιστεί είτε **με θέρμανση** υπερβαίνοντας την θερμοκρασία Curie είτε **με σφυρηλάτηση**

Θερμοκρασία Curie είναι η θερμοκρασία που αν ένα υλικό την υπερβεί τότε οι μαγνητικές περιοχές χάνουν τον προσανατολισμό τους.

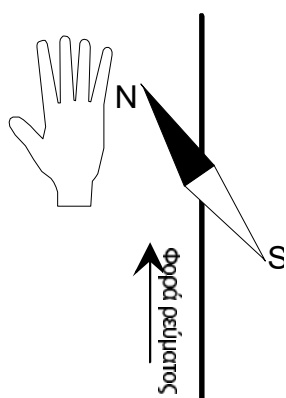
Ένα υλικό μπορεί επίσης να απομαγνητιστεί **με σφυρηλάτηση**. Με την σφυρηλάτηση καταστρέφεται η διάταξη των μαγνητικών περιοχών με αποτέλεσμα το υλικό να απομαγνητιστεί

Τρόποι μαγνήτισης υλικών

Ένα υλικό μπορεί να μαγνητιστεί είτε **με επαφή**, είτε **με επαγωγή**, είτε **με τριβή** και με τους τρεις τρόπους επιτυγχάνεται ο προσανατολισμός των μαγνητικών περιοχών του υλικού με αποτέλεσμα το υλικό να παρουσιάζει μαγνητικές ιδιότητες

3. ΤΟ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟ ΡΕΥΜΑ ΩΣ ΠΗΓΗ ΜΑΓΝΗΤΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ

Το πείραμα Oersted



Ο Δανός Hans Christian Oersted έκανε το εξής πείραμα, με το οποίο απέδειξε τα μαγνητικά αποτελέσματα του ηλεκτρικού ρεύματος. Τοποθέτησε μία μαγνητική βελόνη δίπλα σε ένα αγωγό και παρατήρησε ότι όταν πέρασε ρεύμα μέσα από τον αγωγό, η βελόνη άλλαξε τον προσανατολισμό της. Αν τοποθετηθεί η βελόνη παράλληλα στον ρευματοφόρο αγωγό, τότε ο βόρειος πόλος της θα αποκλίνει προς την μεριά του αντίχειρα, όταν η παλάμη του δεξιού χεριού μας, τοποθετηθεί πάνω από τον αγωγό, ώστε τα δάκτυλά μας να δείχνουν την φορά του ρεύματος.

Το συμπέρασμα που βγαίνει από το πείραμα Oersted (Ερστεντ), είναι ότι το ηλεκτρικό ρεύμα δημιουργεί μαγνητικό πεδίο.

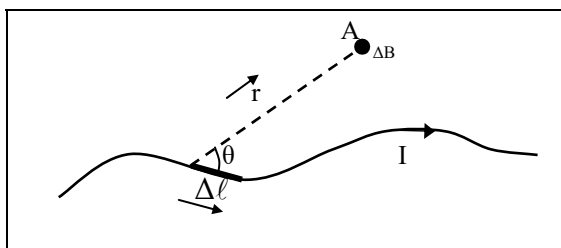
Το αποτέλεσμα του πειράματος Oersted ήταν ότι: **οποιοσδήποτε ρευματοφόρος αγωγός δημιουργεί γύρω του μαγνητικό πεδίο.**

Από την εργαστηριακή έρευνα, προκύπτει ότι η ένταση σ' ένα σημείο του μαγνητικού πεδίου που προκαλεί ένας ρευματοφόρος αγωγός εξαρτάται:

- 1) από την θέση του σημείου, που αναφέρεται η ένταση και
- 2) από την γεωμετρία (σχήμα, μορφή, μέγεθος) του αγωγού

Νόμος Biot-Savart

Στηριζόμενοι στην πειραματική έρευνα οι φυσικοί Jean-Baptiste Biot και Félix Savart διατύπωσαν ένα νόμο (σχέση) που μπορούμε να υπολογίσουμε την στοιχειώδη μαγνητική επαγωγή (ένταση) ΔB του μαγνητικού πεδίου που προκαλεί ένα στοιχειώδες τμήμα, μήκους $\Delta \ell$, ρευματοφόρου αγωγού ο οποίος διαρρέεται από ηλεκτρικό ρεύμα έντασης I , σ ένα τυχαίο σημείο A .



Η σχέση αυτή είναι η $\Delta B = K_{\mu} \frac{I \Delta \ell \sin \theta}{r^2}$ ή για το κενό και

το SI σύστημα μονάδων $\Delta B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I \Delta \ell \sin \theta}{r^2}$ όπου

- r η απόσταση του στοιχειώδους μήκους $\Delta \ell$, του ρευματοφόρου αγωγού, από το σημείο A που αναφέρεται η στοιχειώδης μαγνητική επαγωγή ΔB
- θ η γωνία που σχηματίζει η κατεύθυνση του $\Delta \ell$ με την διεύθυνση της απόστασης r . Ως φορά της κατεύθυνσης του $\Delta \ell$ ορίζουμε την φορά του ρεύματος I , ως φορά του διανύσματος της απόστασης r ορίζουμε την φορά από τον αγωγό προς το σημείο A .
- K_{μ} μια σταθερά του μαγνητικού πεδίου που για το SI σύστημα μονάδων και για το κενό

$$K_{\mu} = \frac{\mu_0}{4\pi} = 10^{-7} \text{ T} \cdot \text{m/A} \quad \text{και} \quad \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Tm/A}$$

Το διάνυσμα ΔB στο A έχει σημείο εφαρμογής το A , διεύθυνση κάθετη στο επίπεδο που ορίζεται από το r και το $\Delta \ell$ και η φορά του βρίσκεται με τον κανόνα του δεξιόστροφου κοχλίου. Η φορά του ΔB είναι ίδια με την φορά που πρέπει να περιστραφεί δεξιόστροφος κοχλίας για να προχωρήσει κατά μήκος του $\Delta \ell$ και κατά την φορά του ρεύματος. (στο σχήμα έχει φορά προς τον αναγνώστη)

Όπως αναφέρθηκε με τον νόμο Biot-Savart μπορούμε να υπολογίσουμε την στοιχειώδη μαγνητική επαγωγή (ένταση) ΔB του μαγνητικού πεδίου που προκαλεί ένα στοιχειώδες τμήμα ρευματοφόρου αγωγού, σ ένα σημείο A .

Αν θέλουμε να υπολογίσουμε την συνολική μαγνητική επαγωγή B του μαγνητικού πεδίου που προκαλεί ολόκληρος ο ρευματοφόρος αγωγός στο σημείο A , τότε για τον υπολογισμό της, αθροίζουμε τις στοιχειώδεις μαγνητικές επαγωγές $\Delta B_1, \Delta B_2, \dots, \Delta B_N$, που προκαλούν τα στοιχειώδη τμήματα $\Delta \ell_1, \Delta \ell_2, \dots, \Delta \ell_N$ που αποτελούν τον ρευματοφόρο αγωγό δηλαδή $\vec{B} = \vec{\Delta B}_1 + \vec{\Delta B}_2 + \dots + \vec{\Delta B}_N$

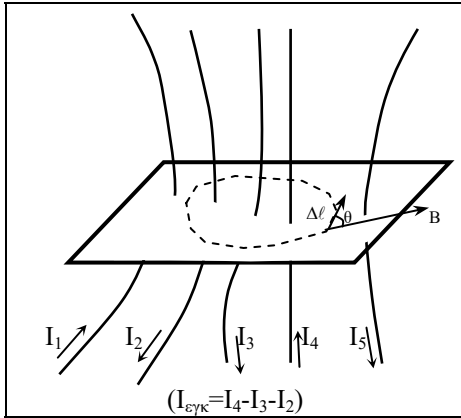
Το άθροισμα αυτό απαιτεί χρήση ολοκληρωμάτων, μαθηματικά που δεν είναι στην εξεταστέα ύλη, οπότε ο τρόπος αυτός δεν ανήκει στην εξεταστέα ύλη αλλά θα πρέπει να γνωρίζουμε μόνο το τελικό αποτέλεσμα στους ρευματοφόρους αγωγούς α) ευθύγραμμο β) κυκλικό γ) σωληνοειδές

Νόμος Ampere

Ο Ampere αξιοποιώντας την συμμετρία, διατύπωσε ένα νόμο (σχέση), με τον οποίο μπορούμε να υπολογίσουμε την ένταση των μαγνητικών πεδίων που εμφανίζουν συμμετρία. Μία απλή διατύπωση του νόμου είναι:

Κατά μήκος μιας κλειστής διαδρομής το άθροισμα των γινομένων $B \cdot \Delta \ell \cdot \sin \theta$ είναι ίσο με $\mu_0 \cdot I_{\text{εγκ}}$ όπου $I_{\text{εγκ}}$ το αλγεβρικό άθροισμα των ρευμάτων που διέρχονται από την επιφάνεια που περικλείεται από την κλειστή διαδρομή.

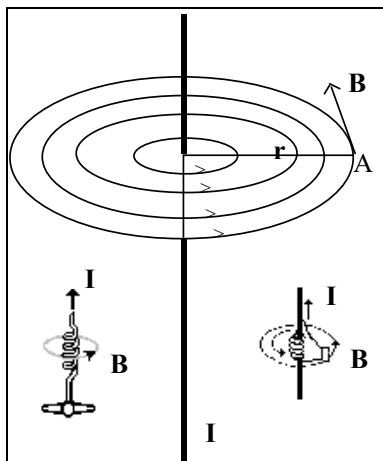
Μαθηματική διατύπωση για το κενό και το SI $\boxed{\sum B \cdot \Delta \ell \cdot \sin \theta = \mu_0 I_{\text{εγκ}}}$.

Παρατηρήσεις

- Στο άθροισμα $\sum B \cdot \Delta \ell \cdot \sin \theta$ το B είναι η συνολική ένταση του μαγνητικού πεδίου στην περιοχή του στοιχειώδους μήκους $\Delta \ell$ που προκαλείται από όλους τους ρευματοφόρους αγωγούς είτε περιέχονται στο βρόχο, που ορίζει η κλειστή διαδρομή, είτε όχι.
- θ η γωνία που σχηματίζει η μαγνητική επαγωγή (ένταση) B , του μαγνητικού πεδίου, με την διεύθυνση του διανύσματος του στοιχειώδους μήκους $\Delta \ell$.
- Στον όρο $\mu_0 \cdot I_{\text{εγκ}}$ το μ_0 είναι η μαγνητική διαπερατότητα του κενού του μαγνητικού πεδίου και $I_{\text{εγκ}}$ είναι το αλγεβρικό άθροισμα των ρευμάτων που περιέχονται

στον βρόχο, που ορίζει η κλειστή διαδρομή που αναφέρεται ο νόμος. Τα ρεύματα που δεν είναι μέσα στον βρόχο δεν υπολογίζονται στο άθροισμα $I_{\text{εγκ}}$.

- Για το πρόσημο κάθε ρεύματος, που αναφέρεται στο άθροισμα $I_{\text{εγκ}}$, χρησιμοποιούμε τον κανόνα του δεξιόστροφου κοχλίου ή δεξιού χεριού. Θεωρούμε θετική φορά του ρεύματος την φορά που προχωράει δεξιόστροφος κοχλίας όταν περιστραφεί κατά την φορά που διαγράφουμε την κλειστή διαδρομή.
- Ο νόμος ισχύει μόνο για σταθερά ρεύματα και για χρονικά σταθερά μαγνητικά πεδία που προκαλούν ρευματοφόροι αγωγοί.

ΕΥΘΥΓΡΑΜΜΟΣ ΡΕΥΜΑΤΟΦΟΡΟ ΑΓΩΓΟΣ ΑΠΕΙΡΟΥ ΜΗΚΟΥΣ:**α) Μαγνητικό φάσμα:**

Το μαγνητικό πεδίο που προκαλεί ένας ευθύγραμμος ρευματοφόρος αγωγός απείρου μήκους είναι ανομοιογενές.

Ι) Οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου είναι ομόκεντροι κύκλοι με κέντρο πάνω στον αγωγό και επίπεδο κάθετο σ' αυτόν.

ΙΙ) Η φορά των δυναμικών γραμμών είναι ίδια με τη φορά που πρέπει να περιστρέψουμε δεξιόστροφο κοχλίας, για να προχωρήσει κατά μήκος του αγωγού και κατά τη φορά του ρεύματος.

β) Μαγνητική επαγωγή

Η μαγνητική επαγωγή B σε ένα σημείο (Α) που απέχει απόσταση r από το ρευματοφόρο αγωγό παριστάνεται με ένα διάνυσμα που έχει:

Ι) **Μέτρο** που δίδεται από τη σχέση

$$B = K_\mu \frac{2I}{r} \quad \text{ή για το κενό και το SI} \quad \boxed{B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I}{r}}$$

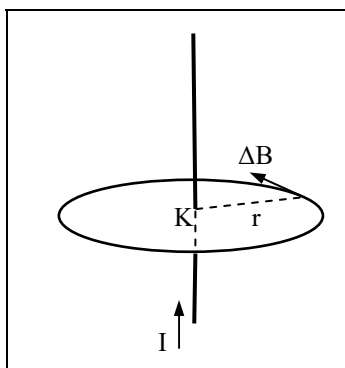
όπου I η ένταση του ρεύματος, r η απόσταση του σημείου από τον αγωγό και K_μ σταθερά του μαγνητικού πεδίου

ΙΙ) **Διεύθυνση** που είναι εφαπτόμενη στη δυναμική γραμμή που διέρχεται από το σημείο Α.

ΙΙΙ) **Φορά** που είναι ίδια με τη φορά της δυναμικής που διέρχεται από το σημείο Α.

******Η θεώρηση ότι ο αγωγός έχει άπειρο μήκος σημαίνει ότι η απόσταση r του σημείου A είναι πολύ μικρότερη του μήκους του αγωγού.

Απόδειξη της σχέσης $B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I}{r}$ για ευθύγραμμο ρευματοφόρο αγωγό (εφαρμογή νόμου Ampere)



Έστω ευθύγραμμος αγωγός που διαρρέεται από ρεύμα I και μία κυκλική διαδρομή ακτίνας r που έχει επίπεδο κάθετο στον αγωγό και στο κέντρο της K διέρχεται ο αγωγός.

Χωρίζουμε την κλειστή κυκλική σε πολλές N στοιχειώδεις με μήκη $\Delta\ell_1, \Delta\ell_2, \dots, \Delta\ell_N$ έτσι ώστε $\Delta\ell_1 + \Delta\ell_2 + \dots + \Delta\ell_N = 2\pi r$

Η μαγνητική επαγωγή B που αντιστοιχεί σε κάθε στοιχειώδες τμήμα $\Delta\ell$ είναι εφαπτόμενη στην κυκλική διαδρομή δηλαδή σχηματίζει γωνία $\theta = 90^\circ$ με το r .

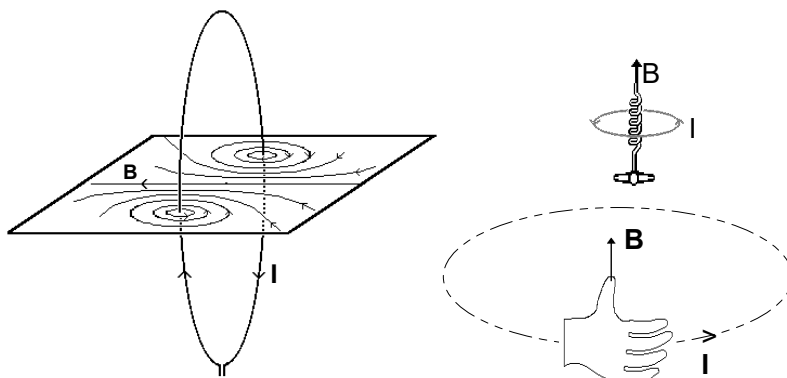
Αν εφαρμόσουμε τον νόμο του Ampere για την κλειστή κυκλική διαδρομή ισχύει

$$\sum B \cdot \Delta\ell \cdot \sin\theta = \mu_0 I_{\text{εγκ}} \Rightarrow B \cdot \sin 90^\circ (\sum \Delta\ell) = \mu_0 I \Rightarrow B(2\pi r) = \mu_0 I \Rightarrow B = \frac{\mu_0}{2\pi r} I \Rightarrow B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I}{r}$$

ΚΥΚΛΙΚΟΣ ΡΕΥΜΑΤΟΦΟΡΟΣ ΑΓΩΓΟΣ:

α) Μαγνητικό φάσμα

Το μαγνητικό πεδίο που προκαλεί ένας κυκλικός ρευματοφόρος αγωγός είναι ανομοιογενές.



I) Το φάσμα των μαγνητικών δυναμικών γραμμών του παριστάνεται με καμπύλες που είναι κάθετες στο επίπεδο του αγωγού και καθώς πλησιάζουν προς το κέντρο του τείνουν σε ευθεία (βλέπε σχήμα) που ταυτίζεται με τον άξονα συμμετρίας του.

II) Η φορά τους είναι ίδια με τη φορά που προχωράει δεξιόστροφος κοχλίας όταν τοποθετηθεί κάθετα στο επίπεδο του αγωγού και στραφεί κατά τη φορά του ρεύματος.

β) Μαγνητική επαγωγή B στο κέντρο του

Η μαγνητική επαγωγή B , στο κέντρο κυκλικού ρευματοφόρου αγωγού, είναι ένα διάνυσμα που έχει:

I) **Διεύθυνση** κάθετη στο επίπεδο του κυκλικού αγωγού και

II) **Φορά** ίδια με αυτή που προχωράει δεξιόστροφος κοχλίας, όταν τοποθετηθεί κάθετα στο επίπεδο του αγωγού και στραφεί κατά τη φορά του ρεύματος.

Δηλαδή η διεύθυνση και η φορά της μαγνητικής επαγωγής στο κέντρο του αγωγού, ταυτίζεται με τη φορά και τη διεύθυνση της αξονικής δυναμικής γραμμής που περνά από το κέντρο του.

III) **Μέτρο** που δίδεται από τη σχέση

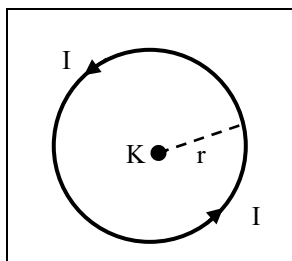
$$B = K_\mu \frac{2\pi I}{r} \quad \text{ή για το κενό και το SI} \quad \boxed{B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi I}{r}}$$

όπου I η ένταση του ρεύματος, r η ακτίνα του κυκλικού αγωγού και K_μ η σταθερά του μαγνητικού πεδίου

Στην περίπτωση που ο κυκλικός αγωγός αποτελείται από N σπείρες τότε η B στο κέντρο του θα δίδεται από την σχέση

$$B = N K_{\mu} \frac{2\pi I}{r} \text{ ή για το κενό και το SI } \boxed{B = N \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi I}{r}}$$

Απόδειξη της σχέσης $B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi I}{r}$ για κυκλικό ρευματοφόρο αγωγό (εφαρμογή νόμου Biot-Savart)



Έστω κυκλικός αγωγός, ακτίνας r , που διαρρέεται από ρεύμα I και B η συνολική μαγνητική επαγωγή που προκαλεί στο κέντρο του K .

Θεωρούμε ότι ο κυκλικός αγωγός αποτελείται από N στοιχειώδεις με μήκη $\Delta\ell_1, \Delta\ell_2, \dots, \Delta\ell_N$ έτσι ώστε $\Delta\ell_1 + \Delta\ell_2 + \dots + \Delta\ell_N = 2\pi r$.

Κάθε στοιχειώδες μήκος $\Delta\ell$ προκαλεί, στο κέντρο K του αγωγού, στοιχειώδη μαγνητικές επαγωγές $\Delta B_1, \Delta B_2, \dots, \Delta B_N$, και το μέτρο τους

υπολογίζεται από τον νόμο Biot-Savart $\Delta B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I \Delta\ell \sin\theta}{r^2}$ όπου η απόστασης r

είναι ίδια για όλα τα στοιχειώδη τμήματα και είναι ίση με την ακτίνα του αγωγού και η γωνία θ που σχηματίζει η κατεύθυνση του $\Delta\ell$ με την διεύθυνση της απόστασης r είναι $\theta=90^\circ$ ($\sin\theta=1$) οπότε

$$\Delta B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I \Delta\ell}{r^2}.$$

Επειδή τα $\Delta B_1, \Delta B_2, \dots, \Delta B_N$ έχουν την ίδια κατεύθυνση η συνολική B στο κέντρο K θα είναι

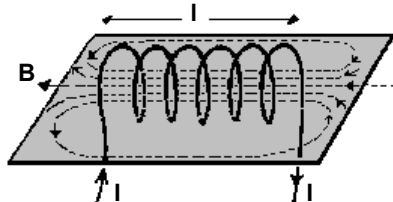
$$B = \Delta B_1 + \Delta B_2 + \dots + \Delta B_N = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I(\Delta\ell_1 + \Delta\ell_2 + \dots + \Delta\ell_N)}{r^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi r I}{r^2} \Rightarrow B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi I}{r}$$

ΡΕΥΜΑΤΟΦΟΡΟ ΣΩΛΗΝΟΕΙΔΕΣ ΑΠΕΙΡΟΥ ΜΗΚΟΥΣ:

α) Μαγνητικό φάσμα

Το μαγνητικό πεδίο που προκαλεί ρευματοφόρο σωληνοειδές είναι γενικά ανομοιογενές. Στο εσωτερικό του σωληνοειδούς το πεδίο είναι ομογενές.

I) Το φάσμα των μαγνητικών δυναμικών γραμμών στο εξωτερικό του σωληνοειδούς είναι ίδιο με ένα ραβδόμορφο μαγνήτη δηλαδή είναι κλειστές και περνούν όλες από το εσωτερικό του σωληνοειδούς.



Στο εσωτερικό του σωληνοειδούς οι δυναμικές γραμμές είναι παράλληλες ομόρροπες και ισαπέχουσες δηλαδή ίδιες με αυτές του ομογενούς μαγνητικού πεδίου.

II) Η φορά των δυναμικών γραμμών στο εσωτερικό του σωληνοειδούς είναι ίδια με τη φορά που προχωράει δεξιόστροφος κοχλίας όταν τοποθετηθεί κατά μήκος του άξονα του σωληνοειδούς και στραφεί κατά τη φορά του ρεύματος που διαρρέει τις σπείρες του.

β) Μαγνητική επαγωγή στο εσωτερικό του

Στο εσωτερικό του σωληνοειδούς, όπως αναφέρθηκε, το πεδίο θεωρείται ομογενές, οπότε σε κάθε σημείο του εσωτερικού του, η μαγνητική επαγωγή B θεωρείται σταθερή.

I) Το μέτρο της μαγνητικής επαγωγής B στο εσωτερικό του σωληνοειδούς δίνεται από τη σχέση:

$$B = k_{\mu} 4\pi I \eta^* = k_{\mu} 4\pi I \frac{N}{\ell} \text{ ή για το SI και το κενό } \boxed{B = \mu_0 I \eta^* = \mu_0 I \frac{N}{\ell}}$$

Σε περιοχή κοντά στα άκρα του σωληνοειδούς, αποδεικνύεται ότι η μαγνητική επαγωγή B' , έχει μέτρο περίπου ίσο με το μισό της B που έχει στο εσωτερικό του δηλαδή

$$B' \approx \frac{B}{2} = k_{\mu} 2\pi I \eta^* = k_{\mu} 2\pi I \frac{N}{\ell} \text{ για το SI και το κενό } B' \approx \frac{B}{2} = \frac{\mu_0}{2} I \eta^* = \frac{\mu_0}{2} I \frac{N}{\ell}$$

Όπου I η ένταση του ρεύματος που διαρρέει το σωληνοειδές, η^* ο αριθμός σπειρών ανά μονάδα μήκους, N ο αριθμός σπειρών του σωληνοειδούς και ℓ το μήκος του σωληνοειδούς.

Αν το σωληνοειδές στο εσωτερικό του περιέχει πυρήνα μαγνητικής διαπερατότητας μ τότε το μέτρο της μαγνητικής επαγωγής στο εσωτερικό του θα δίδεται από τη σχέση:

$$B = \mu k_{\mu} 4\pi I \eta^* = \mu k_{\mu} 4\pi I \frac{N}{\ell} \text{ ή για το SI } B = \mu \mu_0 I \eta^* = \mu \mu_0 4\pi I \frac{N}{\ell}$$

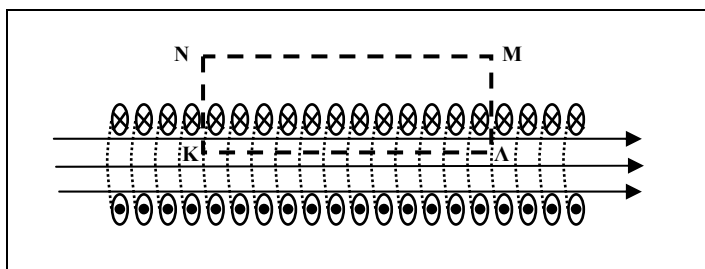
II) Η **διεύθυνση** της μαγνητικής επαγωγής B στο εσωτερικό ρευματοφόρου σωληνοειδούς είναι παράλληλη στον άξονα του σωληνοειδούς.



III) Η **φορά** της μαγνητικής επαγωγής είναι ίδια με τη φορά που προχωράει δεξιόστροφος κοχλίας κατά μήκος του άξονα του πηνίου όταν περιστραφεί κατά τη φορά του ρεύματος που διαρρέει τις σπείρες του.

Το φάσμα, των δυναμικών γραμμών, του μαγνητικού πεδίου που προκαλεί το ρευματοφόρο σωληνοειδές, είναι όμοιο με το φάσμα ενός ραβδόμορφου μαγνήτη. Το ρευματοφόρο σωληνοειδές ονομάζεται και ηλεκτρομαγνήτης, όπου ο βόρειος και νότιος πόλος του, βρίσκεται όπως φαίνεται στο σχήμα, με τον τρόπο που προσδιορίζεται η φορά της μαγνητικής επαγωγής B .

Απόδειξη της σχέσης $B = \mu_0 I n^* = \mu_0 I \frac{N}{\ell}$ για ρευματοφόρο σωληνοειδές (εφαρμογή νόμου Ampere)



Ορίζουμε μια κλειστή διαδρομή ΚΛΜΝ πάνω σε επίπεδο που τέμνει κάθετα τις σπείρες του σωληνοειδούς είναι παράλληλο στις δυναμικές του μαγνητικού πεδίου στο εσωτερικό του σωληνοειδούς.

Ο βρόχος ΚΛΜΝ τέμνει N σπείρες και κάθε σπείρα διαρρέεται από ρεύμα έντασης I ,

οπότε για το άθροισμα $I_{\text{εγκ}}$ του νόμου Biot - Savart ισχύει $I_{\text{εγκ}} = NI$

Για το άθροισμα $\sum B \cdot \Delta \ell \cdot \cos \theta$ του νόμου Biot – Savart κατά μήκος του βρόχου ΚΛΜΝ ισχύει

- κατά το μήκος ΚΛ του βρόχου ΚΛΜΝ το B είναι παράλληλο στο ΚΛ ($\cos \theta = \cos 0^\circ = 1$).
- κατά μήκος των μηκών ΛΜ και ΝΚ που βρίσκονται μέσα στο μαγνητικό πεδίο το B είναι κάθετο στις διευθύνσεις τους ($\cos \theta = \cos 90^\circ = 0$).
- το τμήμα ΜΝ βρίσκεται εκτός του μαγνητικού πεδίου B που επικρατεί στο εσωτερικό του σωληνοειδούς.

Τελικά εφαρμόζουμε τον νόμου Biot-Savart για την κλειστή διαδρομή ΚΛΜΝ και προκύπτει

$$\sum B \cdot \Delta \ell \cdot \cos \theta = \mu_0 I_{\text{εγκ}} \Rightarrow B(K\Lambda) = \mu_0 NI \Rightarrow B = \mu_0 \frac{N}{(K\Lambda)} I \Rightarrow$$

$$B = \mu_0 n^* I \text{ όπου } n^* \text{ ο αριθμός σπειρών ανα μονάδα μήκους.}$$

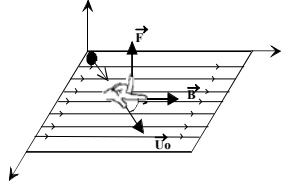
4. Δυνάμεις μαγνητικού πεδίου ως πηγή του μαγνητικού πεδίου μπορεί να θεωρηθεί ένα κινούμενο ηλεκτρικό φορτίο ή ένας ρευματοφόρος αγωγός ή ένα μαγνητικό δίπολο. Γενικά οι δυνάμεις του μαγνητικού πεδίου θεωρούνται ως μη συντηρητικές εκτός από αυτές που αναπτύσσονται από μόνιμους μαγνήτες

Δύναμη μαγνητικού πεδίου σε κινούμενο ηλεκτρικό φορτίο (ΔΥΝΑΜΗ Lorentz).

Όταν κινούμενο ηλεκτρικό φορτίο q , εισέλθει σε ομογενές μαγνητικό πεδίο επαγωγής B με ταχύτητα u_0 τότε ασκείται πάνω του δύναμη που το μέτρο της δίνεται από τη σχέση:

$$F = B u_0 q \sin \phi$$

Όπου ϕ η γωνία που σχηματίζει η κατεύθυνση του u_0 με τις δυναμικές γραμμές.



Η κατεύθυνση της F είναι πάντα κάθετη και στο B και στο u_0 . Για να βρούμε την κατεύθυνση της F χρησιμοποιούμε τον κανόνα των τριών δακτύλων, όπου ο αντίχειρας δείχνει την κατεύθυνση της u_0 , ο δείκτης την κατεύθυνση του B και ο μέσος δάκτυλος την κατεύθυνση της F όταν το φορτίο είναι θετικό.

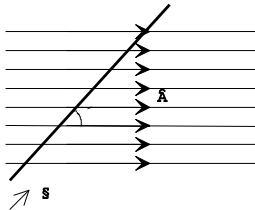
Αν το φορτίο είναι αρνητικό τότε η κατεύθυνση της F είναι αντίθετη από αυτή που δείχνει ο μέσος δάκτυλος.

Δύναμη μαγνητικού πεδίου σε ρευματοφόρο αγωγό (Δύναμη Laplace).

Όταν ένας αγωγός (ρευματοφόρος) βρεθεί μέσα σε μαγνητικό πεδίο τότε ασκείται πάνω του δύναμη ηλεκτρομαγνητικής φύσεως η οποία υπολογίζεται με βάσει το νόμο Laplace.

Νόμος Laplace: Η δύναμη F που ασκείται σε ένα ευθύγραμμο ρευματοφόρο αγωγό ο οποίος βρίσκεται σε ομογενές μαγνητικό πεδίο έντασης B έχει μέτρο που δίδεται από την σχέση :

$$F = B I L \sin \phi$$



Όπου L το μήκος του αγωγού που βρίσκεται μέσα στο μαγνητικό πεδίο και ϕ η γωνία που σχηματίζει ο αγωγός με τις δυναμικές γραμμές του πεδίου

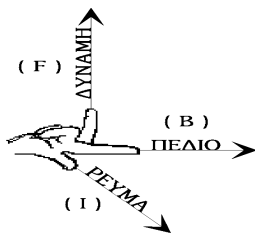
Στην περίπτωση που ο αγωγός είναι κάθετος στις δυναμικές γραμμές η δύναμη Laplace δίδεται από την σχέση $F = B I L$ ενώ αν είναι παράλληλος στις δυναμικές γραμμές η δύναμη μηδενίζεται.

Κατεύθυνση δύναμης Laplace

Η δύναμη Laplace είναι πάντα κάθετη στο επίπεδο που ορίζεται από τον αγωγό και το B του μαγνητικού πεδίου, η φορά της μπορεί να βρεθεί είτε από τον κανόνα των τριών δακτύλων είτε με τον κανόνα Gauss είτε από κανόνα δεξιάς παλάμης.

Κανόνας των τριών δακτύλων:

Τοποθετούμε τα τρία δάχτυλα αντίχειρα, δείκτη και μέσο έτσι ώστε να σχηματίζουν ανά δύο ορθή γωνία. Όταν ο αντίχειρας δείχνει τη φορά του ρεύματος και ο δείκτης τη φορά του B , τότε ο μέσος δείχνει τη φορά της δύναμης.



Κανόνας Gauss:

Η φορά της δύναμης Laplace είναι ίδια με την φορά που προχωράει δεξιόστροφος κοχλίας όταν περιστραφεί, κατά τον συντομότερο δρόμο, από το διάνυσμα $i \vec{L}$ στο διάνυσμα $\vec{B}$

Κανόνας δεξιάς παλάμης:

Αν τοποθετήσουμε την δεξιά παλάμη, με τεντωμένο τον αντίχειρα, ώστε τα τέσσερα δάκτυλα να δείχνουν την φορά των δυναμικών γραμμών και ο αντίχειρας την φορά του ρεύματος, τότε η κατεύθυνση της δύναμης θα είναι κάθετη στην παλάμη και θα έχει φορά από την εξωτερική προς την εσωτερική επιφάνεια της παλάμης.

Ορισμός έντασης μαγνητικού πεδίου:

Χρησιμοποιώντας τη δύναμη Laplace μπορούμε να ορίσουμε την ένταση του μαγνητικού πεδίου θεωρώντας σαν υπόθεμα του πεδίου τον ρευματοφόρο αγωγό.

Το μέτρο της έντασης του μαγνητικού πεδίου είναι ίσο με το πηλίκο της δύναμης F που ασκείται από το μαγνητικό πεδίο πάνω σ' ένα ρευματοφόρο αγωγό ο οποίος είναι τοποθετημένος κάθετα στις

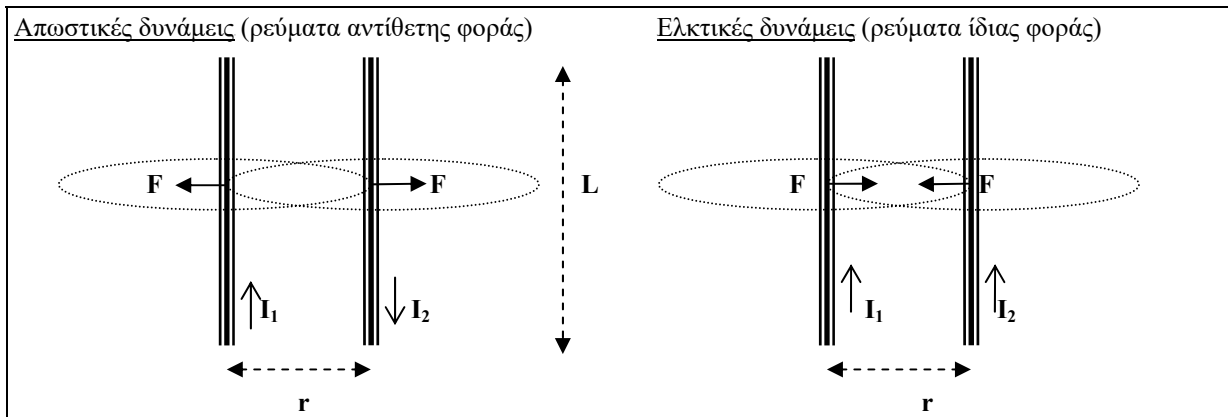
δυναμικές γραμμές του πεδίου, προς το γινόμενο της έντασης του ρεύματος που τον διαρρέει επί το

$$\text{μήκος του } L: B = \frac{F}{iL}$$

Από την ίδια εξίσωση ορίζεται και η μονάδα της έντασης του μαγνητικού πεδίου το Tesla : $1T=1N/Am$

«1Tesla είναι η ένταση ομογενούς μαγνητικού πεδίου, στο οποίο όταν τοποθετηθεί κάθετα στις δυναμικές του γραμμές, ένας αγωγός που διαρρέεται από ρεύμα έντασης 1A θα ασκείται σε κάθε 1m μήκος του, δύναμη ίση ε 1N »

Δυνάμεις μεταξύ παραλλήλων ευθύγραμμων αγωγών απείρου μήκους



Όταν δύο παράλληλοι ευθύγραμμοι ρευματοφόροι αγωγοί απείρου μήκους βρεθούν σε απόσταση r μεταξύ τους, τότε σε κάθε αγωγό και σε μήκος L , ασκείται δύναμη που το μέτρο της δίδεται από την

σχέση $F = k_{\mu} \frac{2I_1 I_2}{r} L$ ή για το κενό και το SI $F = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I_1 I_2}{r} L$, όπου I_1 και I_2 οι εντάσεις των ρευμάτων που διαρρέουν τους αγωγούς.

Αν τα ρεύματα I_1 και I_2 έχουν την ίδια φορά τότε οι αγωγοί έλκονται, ενώ αν έχουν αντίθετη φορά απωθούνται.

Ορισμός 1A ως μονάδα έντασης ηλεκτρικού ρεύματος

Αν στον τύπο $F = k_{\mu} \frac{2I_1 I_2}{r} L$ θέσουμε $k_{\mu}=10^{-7}N/A^2$, $L=1m$, $r=1m$, $I_1=I_2=1A$ προκύπτει $F=2 \cdot 10^{-7}N$

οπότε ορίζουμε ότι:

«1A είναι η ένταση του ηλεκτρικού ρεύματος, που όταν διαρρέει δύο παράλληλους ευθύγραμμους αγωγούς απείρου μήκους, οι οποίοι βρίσκονται στο κενό και σε απόσταση 1m μεταξύ τους, τότε σε τμήμα μήκους 1m, ασκεί ο ένας αγωγός στον άλλο δύναμη $F=2 \cdot 10^{-7}N$ »

5. Κινήσεις φορτισμένων σωματιδίων σε ομογενές μαγνητικό πεδίο.

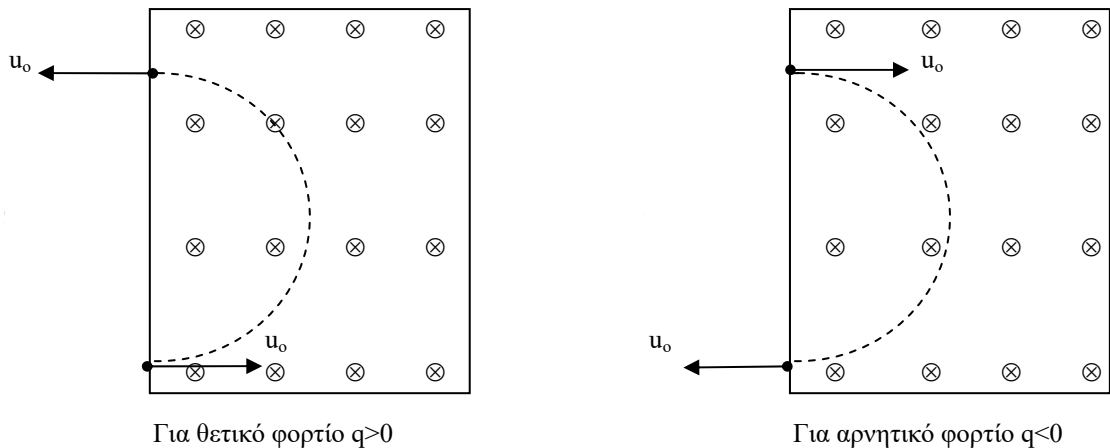
Το είδος της κίνησης που θα εκτελέσει ένα φορτισμένο σωματίδιο όταν μπει με κάποια ταχύτητα σε ομογενές μαγνητικό πεδίο εξαρτάται τόσο από την κατεύθυνση που έχει η ταχύτητά του όσο και από το είδος του ηλεκτρικού φορτίου του. Σε όλες τις παρακάτω περιπτώσεις θεωρούμε τις βαρυτικές και ηλεκτροστατικές δυνάμεις που ασκούνται στο σωματίδιο ασήμαντες, δηλαδή η μόνη δύναμη που ασκείται στο σωματίδιο είναι από το ομογενές μαγνητικό πεδίο (ΟΜΠ) .

α) Όταν το σωματίδιο εισέρχεται παράλληλα στις δυναμικές γραμμές του πεδίου. ($U_0 \parallel B$)



Επειδή $\varphi=0$ ή $\varphi=180^\circ \Rightarrow \eta\mu\varphi=0$ οπότε $F=Bv_0q\eta\mu\varphi=0$. Επομένως στο φορτισμένο σωματίδιο δεν ασκείται δύναμη από το μαγνητικό πεδίο και το σωματίδιο εκτελεί ευθύγραμμη ομαλή κίνηση με σταθερή ταχύτητα $U=U_0$, ανεξάρτητα του είδους του φορτίου που έχει.

β) Όταν το σωματίδιο εισέρχεται κάθετα στις δυναμικές γραμμές του πεδίου ($U_0 \perp B$)



Επειδή $\varphi=90^\circ \Rightarrow \eta\mu\varphi=1$ οπότε $F = Bu_0q$

Η F είναι διαρκώς κάθετη στην ταχύτητα οπότε δε μπορεί να μεταβάλλει την κινητική ενέργεια του σωματιδίου δηλαδή το μέτρο της ταχύτητας παραμένει σταθερό, ενώ μεταβάλλεται η κατεύθυνση της ταχύτητας

Επομένως το φορτισμένο σωματίδιο εκτελεί ομαλή κυκλική κίνηση και η δύναμη που ασκεί το μαγνητικό πεδίο ικανοποιεί την κεντρομόλο συνθήκη.

β1) ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΑΚΤΙΝΑΣ R ΚΥΚΛΙΚΗΣ ΤΡΟΧΙΑΣ

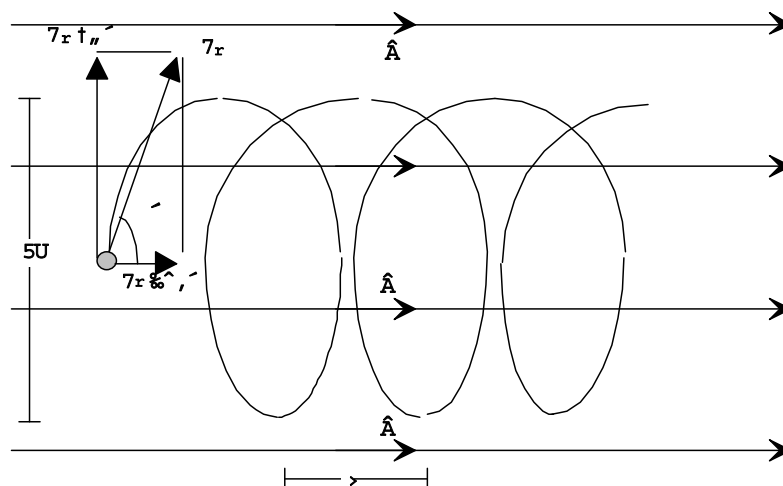
$$F = F_K \Rightarrow Bu_0q = \frac{mu_0^2}{R} \Rightarrow R = \frac{mu_0}{Bq}$$

Η ακτίνα της κυκλικής τροχιάς του σωματιδίου εξαρτάται και από την ταχύτητα (u_0) και από το ειδικό φορτίο του σωματιδίου (q/m φορτίο ανά μονάδα μάζας)

β2) ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΠΕΡΙΟΔΟΥ Τ ΚΥΚΛΙΚΗΣ ΚΙΝΗΣΗΣ

$$T = \frac{2\pi R}{u_o} \Rightarrow T = \frac{2\pi m}{Bq}$$

Η περίοδος κίνησης του σωματιδίου είναι ανεξάρτητη από την ταχύτητα αλλά εξαρτάται από το ειδικό φορτίο του σωματιδίου (q/m)

γ) Όταν το σωματίδιο εισέρχεται υπό γωνία φ (με $0 < \varphi < 90^\circ$) στο μαγνητικό πεδίο

Αναλύουμε την αρχική ταχύτητα u_o σε δύο συνιστώσες, στην $u_o \sin \varphi$ που έχει την κατεύθυνση των δυναμικών γραμμών του ΟΜΠ και στην $u_o \cos \varphi$ κάθετη στην κατεύθυνση των δυναμικών γραμμών. Το φορτισμένο σωματίδιο λόγω της $u_o \sin \varphi$ εκτελεί ευθύγραμμη ομαλή κίνηση σε διεύθυνση παράλληλη στις δυναμικές γραμμές του πεδίου και λόγω της $u_o \cos \varphi$ εκτελεί ομαλή κυκλική κίνηση σε επίπεδο κάθετο στο επίπεδο σχεδίασης. Συνδυασμός αυτών των δύο κινήσεων είναι ότι το σωματίδιο διαγράφει ελικοειδή τροχιά με ακτίνα R και βήμα έλικας β .

β1) Υπολογισμός της ακτίνας (R) της σπείρας της έλικας

Από κυκλική κίνηση:

$$F_{\text{πεδίου}} = F_K \Rightarrow B(u_o \cos \varphi)q = \frac{m u_o^2 \cos^2 \varphi}{R} \Rightarrow R = \frac{m u_o \cos \varphi}{Bq}$$

β2) Υπολογισμός του βήματος (β) της έλικας.

Το βήμα (β) της έλικας είναι η απόσταση μεταξύ δύο σπειρών της έλικας. Την απόσταση αυτή, το σωματίδιο, τη διανύει σε χρόνο ίσο με την περίοδο της κυκλικής κίνησης

Από ευθύγραμμη ομαλή κίνηση έχουμε: $x = (u_o \sin \varphi)t$ για $x = \beta$ και $t = T \Rightarrow \beta = (u_o \sin \varphi)T$ (1)

Από την ομαλή κυκλική κίνηση έχουμε: $T = \frac{2\pi R}{u_o \cos \varphi} \Rightarrow T = \frac{2\pi m}{Bq}$ (2)

$$\text{Από (1) και (2)} \Rightarrow \beta = \frac{2\pi m u_o \sin \varphi}{Bq}$$

6. Η ύλη μέσα στο μαγνητικό πεδίο

Αν σ' ένα μαγνητικό πεδίο εισάγουμε κάποιο υλικό πειραματικά διαπιστώνουμε τα εξής:

- α) Με την εισαγωγή του υλικού μεταβάλλεται η ένταση B του μαγνητικού πεδίου και επηρεάζεται (παραμορφώνεται) το φάσμα των μαγνητικών δυναμικών γραμμών
- β) όλα τα υλικά όταν βρίσκονται στο μαγνητικό πεδίο παρουσιάζουν μαγνητικές ιδιότητες
- γ) ορισμένα υλικά διατηρούν τις μαγνητικές τους ιδιότητες και μετά την απομάκρυνσή τους από το μαγνητικό πεδίο.

Για να διακρίνουμε τα υλικά με βάση της μαγνητικές τους ιδιότητες ορίζουμε το μέγεθος μαγνητική διαπερατότητα υλικού μ , ως το πηλίκο της έντασης του πεδίου B , όταν μέσα στο πεδίο βρίσκεται το υλικό, προς την ένταση του πεδίου B_0 , όταν στο πεδίο δεν βρίσκεται το υλικό.

$$\mu = \frac{B}{B_0}$$

Το μ είναι καθαρός αριθμός και μας δηλώνει πόσες φορές αυξήθηκε η ένταση του μαγνητικού πεδίου με την εισαγωγή του υλικού.

Διάκριση υλικών αναλόγως των μαγνητικών τους ιδιοτήτων

1) Σιδηρομαγνητικά υλικά

Τα υλικά αυτά έχουν μαγνητική διαπερατότητα πολύ μεγαλύτερη της μονάδος $\mu \gg 1$. Με την τοποθέτηση τους σε ένα μαγνητικό πεδίο προκαλείται μεγάλη αύξηση στην ένταση B του μαγνητικού πεδίου και παραμορφώνονται οι δυναμικές γραμμές του πεδίου, σαν να έχουν την τάση να περάσουν όσες γίνονται περισσότερες από το υλικό.



Τα υλικά αυτά διατηρούν τις μαγνητικές τους ιδιότητες και μετά την απομάκρυνσή τους από το πεδίο, εφόσον η θερμοκρασία τους είναι μικρότερη κάποιας τιμής που ονομάζεται θερμοκρασία Curie. (Σιδηρομαγνητικά υλικά είναι ο σίδηρος Fe, το Κοβάλτιο Co, το νικέλιο Ni και ορισμένα κράματα)

2) Παραμαγνητικά υλικά

Τα υλικά αυτά έχουν μαγνητική διαπερατότητα λίγο μεγαλύτερη της μονάδος $\mu > 1$. Με την τοποθέτηση τους σε ένα μαγνητικό πεδίο, προκαλείται μικρή αύξηση στην ένταση B του μαγνητικού πεδίου και οι δυναμικές γραμμές του πεδίου παραμορφώνονται λίγο, στην περιοχή που βρίσκεται το υλικό.



Τα υλικά αυτά δεν διατηρούν τις μαγνητικές τους ιδιότητες, όταν απομακρυνθούν από το μαγνητικό πεδίο. (Παραμαγνητικά υλικά είναι το αργίλιο Al, το χρώμιο Cr, και το υγρό και στερεό οξυγόνο)

3) Διαμαγνητικά υλικά

Τα υλικά αυτά έχουν μαγνητική διαπερατότητα μικρότερη της μονάδος $\mu < 1$. Με την τοποθέτηση τους σε ένα μαγνητικό πεδίο, προκαλείται μείωση της έντασης B του μαγνητικού πεδίου και οι δυναμικές γραμμές του πεδίου παραμορφώνονται σαν να έχουν την τάση να περάσουν όσες γίνονται λιγότερες από το υλικό..

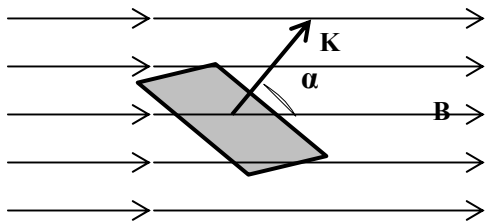


Τα υλικά αυτά δεν διατηρούν τις μαγνητικές τους ιδιότητες, όταν απομακρυνθούν από το μαγνητικό πεδίο. (Διαμαγνητικά υλικά είναι τα περισσότερα υλικά με κύριους αντιπροσώπους τον άνθρακα C και τον χαλκό Cu)

7. ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΡΟΗ.

α)ΤΙ ΕΚΦΡΑΖΕΙ: Το πλήθος των δυναμικών γραμμών που περνάνε μέσα από την επιφάνεια.

β)ΟΡΙΣΜΟΣ:

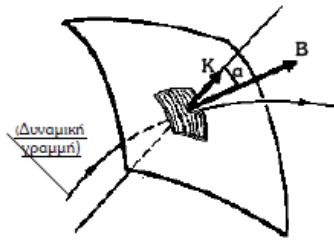


Μαγνητική ροή Φ που διαρρέει μια επίπεδη επιφάνεια εμβαδού S που βρίσκεται μέσα σε ομογενές μαγνητικό πεδίο επαγωγής B ονομάζουμε το μονόμετρο μέγεθος που δίδεται από τη σχέση:

$$\Phi = B S \sigma \nu \alpha$$

όπου α η γωνία που σχηματίζει η κάθετος K στην επιφάνεια με την κατεύθυνση των δυναμικών γραμμών.

Αν το μαγνητικό πεδίο δεν είναι ομογενές τότε η μαγνητική ροή ορίζεται για στοιχειώδη επιφάνεια έτσι ώστε στην περιοχή της το B να είναι σταθερό. Σαν στοιχειώδη μαγνητική ροή $\Delta\Phi$ που διαρρέει μια στοιχειώδης επιφάνεια εμβαδού ΔS ορίζουμε το μονόμετρο φυσικό μέγεθος που το μέτρο του δίδεται από την σχέση:



$$\Delta\Phi = B \Delta S \sigma \nu \alpha$$

όπου B η μαγνητική επαγωγή του πεδίου και α η γωνία που σχηματίζει η κάθετος στην επιφάνεια με το B .

Αν τώρα θέλουμε να υπολογίσουμε την ροή που διαρρέει μία επιφάνεια, χωρίζουμε την επιφάνεια σε στοιχειώδης και υπολογίζουμε την στοιχειώδη ροή που διαρρέει κάθε μία στοιχειώδη επιφάνεια. Η συνολική μαγνητική ροή θα είναι ίση με το άθροισμα των στοιχειωδών μαγνητικών ροών που διαρρέουν τις στοιχειώδεις επιφάνειες που αποτελείται η επιφάνεια

$$\text{δηλαδή } \Phi = \sum \Delta\Phi_i = \sum B_i \Delta S_i \sigma \nu \alpha_i$$

γ)ΑΠΟ ΤΙ ΕΞΑΡΤΑΤΑΙ: Από το πόσο ισχυρό ή ασθενές είναι το πεδίο (B) από το μέγεθος της επιφανείας S και από τη θέση της επιφάνειας μέσα στο πεδίο ($\sigma \nu \alpha$).

Αν η επιφάνεια έχει τοποθετηθεί παράλληλα στις δυναμικές γραμμές τότε $\Phi_{\min}=0$ ενώ αν είναι κάθετα έχει τη μέγιστη τιμή της $\Phi_{\max}=BS$

Αν οι δυναμικές γραμμές εισέρχονται στην επιφάνεια τότε $\Phi>0$ ενώ αν εξέρχονται $\Phi<0$.

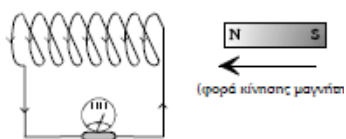
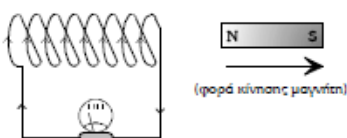
Η συνολική μαγνητική ροή που διαρρέει μια κλειστή επιφάνεια είναι μηδέν (το πλήθος των δυναμικών γραμμών των εισερχομένων στην επιφάνεια είναι ίδιο με αυτό των εξερχομένων)

δ)ΜΟΝΑΔΑ: 1 Weber=1Tesla 1m²

1 Weber είναι η μαγνητική ροή η οποία διαρρέει επιφάνεια εμβαδού 1m² όταν αυτή βρίσκεται κάθετα στις δυναμικές γραμμές ομογενούς μαγνητικού πεδίου επαγωγής 1tesla.

ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ ΕΠΑΓΩΓΗΣ

α)Πείραμα:



Όταν πλησιάσουμε ή απομακρύνουμε το μαγνήτη από το πηνίο εμφανίζεται στα άκρα του πηνίου μία ηλεκτρεργετική δύναμη. Παρατηρείται ότι η εμφάνιση της ηλεκτρεργετικής δύναμης (ΗΕΔ) στα άκρα του πηνίου διαρκεί όσο διαρκεί η σχετική κίνηση μαγνήτη και πηνίου. Η ΗΕΔ αυτή ονομάζεται ΗΕΔ από επαγωγή.

β)Εξήγηση:

Ερμηνεία Faraday :Από το πείραμα καταλαβαίνουμε ότι η εμφάνιση της ΗΕΔ οφείλεται στην μεταβολή της μαγνητικής ροής που διαρρέει το πηνίο. Η παραπάνω εξήγηση αποτελεί

μία πειραματική ερμηνεία η οποία στερείται φυσικής ερμηνείας.

Φυσική ερμηνεία του φαινομένου:Όσο διαρκεί η σχετική κίνηση του μαγνήτη, τα ελεύθερα e που βρίσκονται στο πηνίο είναι κινούμενα ως προς το μαγνητικό πεδίο του μαγνήτη, οπότε πάνω τους

ασκούνται δυνάμεις. Οι δυνάμεις αυτές έχουν σαν αποτέλεσμα να συσσωρεύουν στο ένα άκρο του πηνίου ηλεκτρόνια ενώ στο άλλο να δημιουργήσουν έλλειμμα ηλεκτρονίων. Δηλαδή στα άκρα του πηνίου δημιουργείται ΗΕΔ (διαφορά δυναμικού).

γ)Νόμος Faraday: Η μέση ΗΕΔ από επαγωγή που αναπτύσσεται στα άκρα ενός πηνίου είναι ανάλογη του ρυθμού με τον οποίο μεταβάλλεται η μαγνητική του ροή και ανάλογη του αριθμού των σπειρών του.

$$E = -N \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$$

το μείον (-) στον τύπο ερμηνεύεται από τον κανόνα του Lenz.

δ)Εξίσωση επαγωγικού ρεύματος:

Αν το πηνίο περιέχει N σπείρες και παρουσιάζει ωμική αντίσταση R τότε το επαγωγικό ρεύμα που θα διαρρέει λόγω φαινομένου επαγωγής θα προκύπτει από το νόμο του ohm:

$$\begin{aligned} I_{\varepsilon\pi} &= \frac{E_{\varepsilon\pi}}{R} \\ E_{\varepsilon\pi} &= -N \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \end{aligned} \quad \Rightarrow \quad I_{\varepsilon\pi} = -\frac{N}{R} \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$$

Το μείον (-) όπως και προηγούμενα ερμηνεύεται από τον κανόνα του Lenz.

ε)Εξίσωση επαγωγικού φορτίου

Σαν επαγωγικό φορτίο ορίζουμε το συνολικό φορτίο που περνά από το πηνίο όσο διαρκεί η μεταβολή της μαγνητικής ροής και η εξάρτηση του προκύπτει από την εξίσωση του επαγωγικού ρεύματος.

$$\begin{aligned} I_{\varepsilon\pi} &= \frac{Q_{\varepsilon\pi}}{\Delta t} \Rightarrow Q_{\varepsilon\pi} = I_{\varepsilon\pi} \Delta t \\ I_{\varepsilon\pi} &= -\frac{N}{R} \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \end{aligned} \quad \Rightarrow \quad Q_{\varepsilon\pi} = -\frac{N}{R} \Delta\Phi$$

Απο την παραπάνω σχέση παρατηρήστε ότι το επαγωγικό φορτίο εξαρτάται από τη μεταβολή της μαγνητικής ροής και όχι από το ρυθμό μεταβολής της.

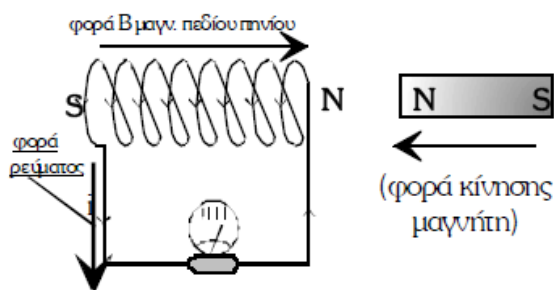
Ο παραπάνω τύπος ονομάζεται και **νόμος του Newman**, στον οποίο δε βάζουμε το (-) του Lenz επειδή δε μας ενδιαφέρει η φορά που περνά το επαγωγικό φορτίο αλλά η ποσότητά του.

στ)Κανόνας του Lenz:

"Το επαγωγικό ρεύμα έχει τέτοια φορά ώστε να αντιστέκεται στο αίτιο που το προκάλεσε."

Ο κανόνας του Lenz αποτελεί συνέπεια της αρχής διατήρησης της ενέργειας.

Παράδειγμα: Κατά το πλησίασμα του βόρειου πόλου του μαγνήτη (βλέπε σχήμα) σύμφωνα με τον



κανόνα του Lenz το επαγωγικό ρεύμα πρέπει να έχει τέτοια φορά ώστε να δημιουργεί στο δεξί άκρο του πηνίου βόρειο πόλο. Αν η φορά του ρεύματος ήταν αντίθετη από αυτή του κανόνα του Lenz, τότε στο δεξί άκρο του πηνίου θα είχαμε νότιο πόλο.

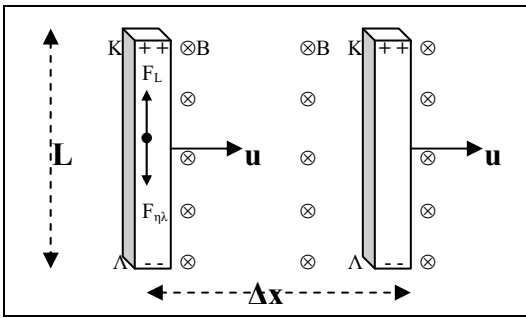
Αυτό σημαίνει ότι δίνοντας μια μικρή αρχική ταχύτητα στο μαγνήτη θα είχαμε έλξη από το πηνίο με αποτέλεσμα ο μαγνήτης να επιταχύνεται και να αυξάνεται η κινητική του ενέργεια ενώ συγχρόνως να

έχουμε δημιουργία ηλεκτρικής ενέργειας στο κύκλωμα, περισσότερη απ' αυτή που αρχικά δώσαμε, πράγμα που παραβιάζει την αρχή διατήρησης της ενέργειας. Ο κανόνας του Lenz ισχύει μόνο για επαγωγικά ρεύματα. Το μείον (-) στον τύπο της ΗΕΔ δηλώνει ότι η ΗΕΔ από επαγωγή έχει τέτοια πολικότητα, ώστε να προκαλεί ρεύμα το οποίο να ικανοποιεί τον κανόνα του Lenz.

Φαινόμενο επαγωγής στην κίνηση ράβδου σε ομογενές μαγνητικό πεδίο

Όταν μια ευθύγραμμη ράβδος μήκους L , κινηθεί με ταχύτητα u , σε επίπεδο κάθετο στις δυναμικές γραμμές ομογενούς μαγνητικού πεδίου, μαγνητικής επαγωγής (έντασης) B , τότε στα άκρα της ΚΛ εμφανίζεται ηλεκτρεγερτική δύναμη ΗΕΔ από επαγωγή $E_{επ}$ η οποία υπολογίζεται με την σχέση

$$E_{επ} = B u L$$



Αυτό ερμηνεύεται με δύο τρόπους

α) Φυσική ερμηνεία με τις δυνάμεις Lorentz που ασκούνται στα ελεύθερα φορτία της ράβδου: κατά την κίνηση της ράβδου τα ελεύθερα ηλεκτρόνια της e^- είναι κινούμενα ως προς μαγνητικό πεδίο, οπότε ασκούνται πάνω τους δυνάμεις Lorentz (F_L) με

αποτέλεσμα να έχουμε συσσώρευση e^- στο ένα άκρο της Λ (κάτω άκρο), και στο άλλο άκρο Κ (πάνω άκρο) έλλειμμα e^- .

Η συσσώρευση αυτή έχει ως αποτέλεσμα να δημιουργηθεί μια διαφορά δυναμικού στα άκρα ΚΛ της ράβδου και να δημιουργηθεί στο εσωτερικό της ηλεκτρικό πεδίο. Οπότε σε κάθε e^- της ράβδου ασκούνται δύο δυνάμεις μία $F_{ηλ}$ από το ηλεκτρικό πεδίο και μία $F_{μαγ}$ από το μαγνητικό πεδίο. Η μετακίνηση των e^- θα σταματήσει όταν $F_{ηλ} = F_{μαγ}$ και η διαφορά δυναμικού $V_{ΚΛ}$ θα σταθεροποιηθεί και θα είναι ίση με την ΗΕΔ από επαγωγή $E_{επ}$.

Έστω E η ένταση πεδίου και $V_{ΚΛ}$ η διαφορά δυναμικού στα άκρα της ράβδου για το ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργείται στο εσωτερικό της. Η δύναμη $F_{ηλ}$ που ασκείται στα e^- θα είναι

$$F_{ηλ} = Eq = \frac{V_{ΚΛ}}{L} |e| \text{ και επειδή } V_{ΚΛ} = E_{επ} \text{ ισχύει } F_{ηλ} = \frac{E_{επ}}{L} |e| \quad (1)$$

$$\text{Η δύναμη } F_{μαγ} \text{ που ασκείται στα } e^- \text{ θα είναι } F_{μαγ} = Buq \Rightarrow F_{μαγ} = Bu|e| \quad (2)$$

$$\text{Επειδή } F_{ηλ} = F_{μαγ} \text{ από σχέσεις (1) και (2) } \Rightarrow E_{επ} = B u L$$

β) Ερμηνεία από νόμο Faraday:

Κατά την κίνηση της ράβδου σαρώνει ένα εμβαδόν που η μαγνητική ροή, που το διαρρέει, μεταβάλλεται. Λόγω αυτής της μεταβολής θα εμφανιστεί στα άκρα της ράβδου ΗΕΔ η οποία υπολογίζεται από τη

$$\text{σχέση: } E_{επ} = \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} \quad (3)$$

Έστω ότι σε χρόνο Δt , η ράβδος έχει μετατοπιστεί κατά Δx τέτοιο ώστε $\Delta x = u \Delta t$

Αν μέσα στο χρόνο Δt , το στοιχειώδες εμβαδόν που σαρώνει η ράβδος είναι ΔA , έχουμε:

$$\left. \begin{array}{l} \Delta \Phi = B \Delta A \\ \Delta A = L \Delta x \\ \Delta x = u \Delta t \end{array} \right\} \Rightarrow \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} = B u L \quad (4)$$

$$\text{Από σχέσεις (3) και (4) } \Rightarrow E_{επ} = B u L$$

*** Παρατήρηση:**

α) Ο τύπος $E_{επ} = BuL$ δίνει την στιγμιαία επαγωγή ΗΕΔ που αναπτύσσεται στα άκρα ενός ευθύγραμμου αγωγού μήκους L , όπου B είναι η συνιστώσα της μαγνητικής επαγωγής του ομογενούς πεδίου, η οποία είναι κάθετη στο επίπεδο κίνησης του αγωγού, u η συνιστώσα της στιγμιαίας ταχύτητας του αγωγού η οποία είναι κάθετη στον αγωγό.

β) Ο τύπος $E_{επ} = \Delta \Phi / \Delta t$ μας δίνει τη μέση επαγωγική τάση που αναπτύσσεται σε χρόνο Δt . Όταν όμως ο ρυθμός μεταβολής της μαγνητικής ροής είναι σταθερός τότε ο τύπος μας δίνει τη στιγμιαία επαγωγική τάση που ταυτίζεται με τη μέση. Π.χ. αν η κίνηση του αγωγού ήταν επιταχυνόμενη τότε δε θα μπορούσαμε να κάνουμε χρήση του τύπου $E_{επ} = \Delta \Phi / \Delta t$ για τον υπολογισμό της στιγμιαίας ΗΕΔ από επαγωγή γιατί η μαγνητική ροή δε θα είχε σταθερό ρυθμό μεταβολής.

Στροφοκίνηση ράβδου σε ομογενές μαγνητικό πεδίο

Έστω ράβδος μήκους L η οποία στρέφεται με σταθερή γωνιακή ταχύτητα ω , γύρω από το ένα άκρο της έτσι ώστε το επίπεδο κίνησης της να είναι συνεχώς κάθετο στις δυναμικές γραμμές ομογενούς μαγνητικού πεδίου επαγωγής B .

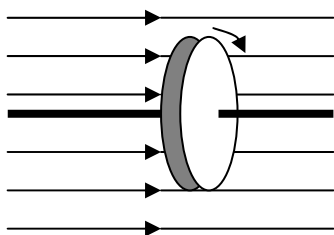
Κατά την στροφοκίνηση της, η ράβδος, σαρώνει ένα εμβαδόν όπου η μαγνητική ροή, που το διαρρέει μεταβάλλεται. Λόγω αυτής της μεταβολής θα εμφανιστεί στα άκρα της ράβδου ΗΕΔ.

Επειδή η γωνιακή ταχύτητα περιστροφής της ράβδου είναι σταθερή ο ρυθμός μεταβολής της μαγνητικής ροής θα είναι σταθερός οπότε η μέση ΗΕΔ από επαγωγή θα είναι ίδια με την στιγμιαία και ο υπολογισμός

της θα γίνει με βάση την σχέση: $E_{\varepsilon\pi} = \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$ (1)

Έστω σε χρόνο $\Delta t = T$ όπου T η περίοδος περιστροφής η ράβδος έχει διαγράψει ένα κύκλο οπότε στον χρόνο

αυτό $\Delta\Phi = B \pi L^2$ και η (1) γίνεται $E_{\varepsilon\pi} = \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = \frac{B\pi L^2}{T}$ όμως $\omega = \frac{2\pi}{T}$ οπότε $E_{\varepsilon\pi} = \frac{1}{2} B \omega L^2$

Στροφοκίνηση δίσκου σε ομογενές μαγνητικό πεδίο

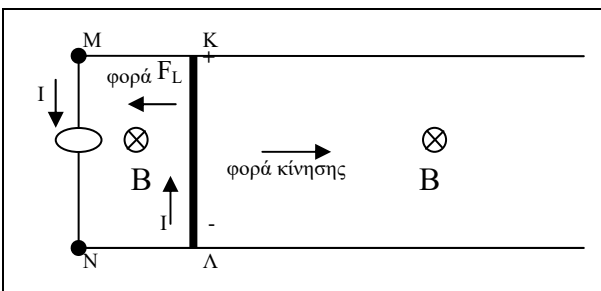
Αν περιστρέψουμε με σταθερή γωνιακή ταχύτητα ω ένα αγωγίμο δίσκο ακτίνας r , που το επίπεδο του είναι κάθετο στις δυναμικές γραμμές ομογενούς μαγνητικού πεδίου επαγωγής B , τότε μεταξύ του κέντρου και ενός σημείου της περιμέτρου του δίσκου θα εμφανισθεί ΗΕΔ από επαγωγή που θα δίδεται από την σχέση:

$$E_{\varepsilon\pi} = \frac{1}{2} B \omega r^2$$

Η εξήγηση είναι η εξής: θεωρούμε ότι ο δίσκος αποτελείται από πολλούς αγωγούς οι οποίοι βρίσκονται στις ακτίνες του δίσκου και στρέφονται με σταθερή ω . Στα άκρα κάθε αγωγού εμφανίζεται ΗΕΔ η οποία θα δίδεται από την σχέση $E_{\varepsilon\pi} = \frac{1}{2} B \omega L^2$.

Όμως το μήκος κάθε αγωγού είναι ίσο με την ακτίνα r του δίσκου και η συνολική ΗΕΔ θα είναι ίση με την ΗΕΔ κάθε αγωγού οπότε η συνολική ΗΕΔ του δίσκου θα είναι $E_{\varepsilon\pi} = \frac{1}{2} B \omega r^2$

Η παραπάνω διάταξη μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως συσκευή παραγωγής σταθερής τάσης, αν τοποθετήσουμε ολισθαίνουσες επαφές (ψήκτρες) μεταξύ του κέντρου και των εξωτερικών σημείων του δίσκου. Η συσκευή αυτή ονομάζεται **δίσκος Faraday**.

Μελέτη κίνησης ράβδου σε ΟΜΠ που εμφανίζεται ΗΕΔ από επαγωγή

Μία μεταλλική ράβδος ΚΛ έχει μάζα m , ωμική αντίσταση r και μήκος L . Η ράβδος μπορεί να κινείται εφαιπτόμενη, χωρίς τριβές, πάνω σε δύο οριζόντιες μεταλλικές ράγες μεγάλου μήκους και αμελητέας ωμικής αντίστασης. Όλη η διάταξη βρίσκεται σε κατακόρυφο ομογενές μαγνητικό πεδίο έντασης B και τα άκρα ΜΝ των ραγών συνδέονται με όργανο μέτρησης εσωτερικής αντίστασης $R_{MN} = R$.

1^η ερμηνεία (δυνάμεις Lorentz) Κατά την κίνηση της ράβδου ασκούνται δυνάμεις στα ελεύθερα e^- της ράβδου που έχει

σαν αποτέλεσμα να δημιουργηθεί μία διαφορά δυναμικού στα άκρα της ΚΛ και κατά συνέπεια εμφανίζεται ΗΕΔ από επαγωγή $E_{\varepsilon\pi}$ στα άκρα της ΚΛ και υπολογίζεται από την σχέση $E_{\varepsilon\pi} = BuL$ όπου u η ταχύτητα της ράβδου. Η πολικότητα της $E_{\varepsilon\pi}$ βρίσκεται από την φορά της δύναμης Lorentz δηλαδή στο ακρο Κ έχουμε θετικό πρόσημο και στο Λ αρνητικό. Λόγω της $E_{\varepsilon\pi}$ και επειδή το κύκλωμα ΜΚΛΝ είναι κλειστό θα

εμφανισθεί ρεύμα από επαγωγή έντασης $I = \frac{E_{\varepsilon\pi}}{R + r}$ με φορά μέσα στην ράβδο από το Λ στο Κ. Από την φορά

του ρεύματος με τον κανόνα των τριών δακτύλων ασκείται στην ράβδο δύναμη Laplace, αντίθετη της κίνησης (δηλαδή προς τα αριστερά) η οποία έχει μέτρο $F_L = BIL$.

2^η ερμηνεία (Νόμος Faraday) Κατά την κίνηση της ράβδου το εμβαδό ΜΚΛΝ αυξάνεται οπότε μεταβάλλεται η μαγνητική ροή που το διαρρέει δηλαδή εμφανίζεται ΗΕΔ από επαγωγή $E_{επ}$ στα άκρα της ΚΛ και υπολογίζεται από την σχέση $E_{επ} = BvL$ όπου v η ταχύτητα της ράβδου. Λόγω της $E_{επ}$ και επειδή το κύκλωμα ΜΚΛΝ είναι κλειστό θα εμφανισθεί ρεύμα από επαγωγή έντασης $I = \frac{E_{επ}}{R + r}$.

Η προς τα δεξιά κίνηση της ΚΛ αποτελεί το αίτιο δημιουργίας του ρεύματος έντασης I . Σύμφωνα με τον κανόνα Lenz πρέπει να ασκείται πάνω στην ΚΛ δύναμη Laplace αντίθετη της κίνησης (δηλαδή προς τα αριστερά) η οποία έχει μέτρο $F_L = BIL$.

Για να ασκείται F_L προς τα αριστερά και λόγω του κανόνα των τριών δακτύλων, η ΚΛ θα διαρρέεται από ρεύμα με φορά από το Λ στο Κ όπως στο σχήμα (αριστερόστροφη στον κόμβο ΜΚΛΝ).

Για να έχει το επαγωγικό ρεύμα την φορά που αναφέρθηκε πρέπει η $E_{επ}$ να έχει πολικότητα με θετικό πρόσημο στο Κ και αρνητικό στο Λ.

Το είδος της κίνησης της ράβδου ΚΛ εξαρτάται από τις αρχικές συνθήκες που προκαλούν την κίνηση της.

1^η περίπτωση αρχικά δίνεται μια αρχική ταχύτητα u_0 στον ΚΛ και αφήνεται ελεύθερος για κίνηση.

Η μόνη δύναμη που ασκείται στην ΚΛ είναι η F_L οπότε η ράβδος αποκτά επιβράδυνση που έχει μέτρο

$$\alpha = \frac{\Sigma F}{m} = \frac{F_L}{m} = \frac{BIL}{m} = \frac{BE_{επ}L}{m(R+r)} \Rightarrow \alpha = \frac{B^2 u_0 L^2}{m(R+r)}$$

Από την τελευταία σχέση καταλαβαίνουμε ότι αρχικά ο αγωγός ΚΛ αποκτά αρχική επιβράδυνση

$$\alpha_0 = \frac{B^2 u_0 L^2}{m(R+r)} \text{ που καθώς μειώνεται η ταχύτητα του μειώνεται η επιβράδυνση του μέχρι που ταχύτητα και επιβράδυνση μηδενίζονται και ο ΚΛ ακινητοποιείται}$$

2^η περίπτωση αρχικά ασκείται σταθερή δύναμη F στον ΚΛ

Οι δυνάμεις που ασκούνται στην ΚΛ είναι η F και η F_L οπότε η ράβδος αποκτά επιτάχυνση που έχει μέτρο

$$\alpha = \frac{\Sigma F}{m} = \frac{F - F_L}{m} = \frac{F - BIL}{m} = \frac{F(R+r) - BE_{επ}L}{m(R+r)} \Rightarrow \alpha = \frac{F(R+r) - B^2 u L^2}{m(R+r)}$$

Από την τελευταία σχέση καταλαβαίνουμε ότι αρχικά ο αγωγός ΚΛ, αποκτά αρχική επιτάχυνση $\alpha_0 = \frac{F}{m}$ που

καθώς η ταχύτητα του u αυξάνεται μειώνεται η επιτάχυνση του, μέχρι που η ταχύτητα αποκτά μια τιμή (οριακή) u_{op} και η επιτάχυνση μηδενίζεται και ο ΚΛ συνεχίζει να κινείται με σταθερή ταχύτητα u_{op} .

Υπολογισμός ταχύτητας u_{op} .

$$\text{Για } u = u_{op} \text{ η } \alpha = 0 \text{ οπότε } \frac{F(R+r) - B^2 u_{op} L^2}{m(R+r)} = 0 \Rightarrow u_{op} = \frac{F(R+r)}{B^2 L^2}$$

3^η περίπτωση αρχικά ο ΚΛ έχει αρχική ταχύτητα u_0 και ταυτόχρονα ασκείται σταθερή δύναμη F , κατά την φορά της κίνησης

Οι δυνάμεις που ασκούνται στην ΚΛ είναι η F και η F_L οπότε η ράβδος αποκτά επιτάχυνση που έχει μέτρο

$$\alpha = \frac{\Sigma F}{m} = \frac{F - F_L}{m} = \frac{F - BIL}{m} = \frac{F(R+r) - BE_{επ}L}{m(R+r)} \Rightarrow \alpha = \frac{F(R+r) - B^2 u L^2}{m(R+r)}$$

Από την τελευταία σχέση καταλαβαίνουμε ότι αρχικά ο αγωγός ΚΛ αποκτά αρχική επιτάχυνση

$$\alpha_0 = \frac{F(R+r) - B^2 u_0 L^2}{m(R+r)} \text{ όπου διακρίνουμε τρεις περιπτώσεις}$$

α) Αν $F(R+r) = B^2 u_0 L^2$ τότε $\alpha = 0$ ο αγωγός εκτελεί ευθύγραμμη ομαλή κίνηση με σταθερή ταχύτητα u_0 .

β) Αν $F(R+r) > B^2 u_0 L^2$ τότε $\alpha > 0$ ο αγωγός εκτελεί επιταχυνόμενη κίνηση με μέτρο επιτάχυνσης

$$\alpha = \frac{F(R+r) - B^2 u L^2}{m(R+r)} \text{ που καθώς η ταχύτητα του } u \text{ αυξάνεται, μειώνεται η επιτάχυνση του μέχρι που η}$$

ταχύτητα αποκτά μια τιμή (οριακή) u_{op} και η επιτάχυνση μηδενίζεται και ο ΚΛ συνεχίζει να κινείται με σταθερή ταχύτητα u_{op} .

Υπολογισμός ταχύτητας u_{op} .

$$\text{Για } u=u_{op} \text{ ή } a=0 \text{ οπότε } \frac{F(R+r) - B^2 u_{op} L^2}{m(R+r)} = 0 \Rightarrow u_{op} = \frac{F(R+r)}{B^2 L^2}$$

γ) Αν $F(R+r) < B^2 u_o L^2$ τότε $a < 0$ ο αγωγός εκτελεί επιβραδυνόμενη κίνηση με μέτρο επιβράδυνσης

$$|a| = \frac{B^2 u L^2 - F(R+r)}{m(R+r)} \text{ που καθώς η ταχύτητα του } u \text{ μειώνεται, μειώνεται το μέτρο της επιβράδυνσης του,}$$

μέχρι που η ταχύτητα παίρνει μια ταχύτητα u_{op} και η επιβράδυνση μηδενίζεται και ο ΚΛ συνεχίζει να κινείται με σταθερή ταχύτητα u_{op} .

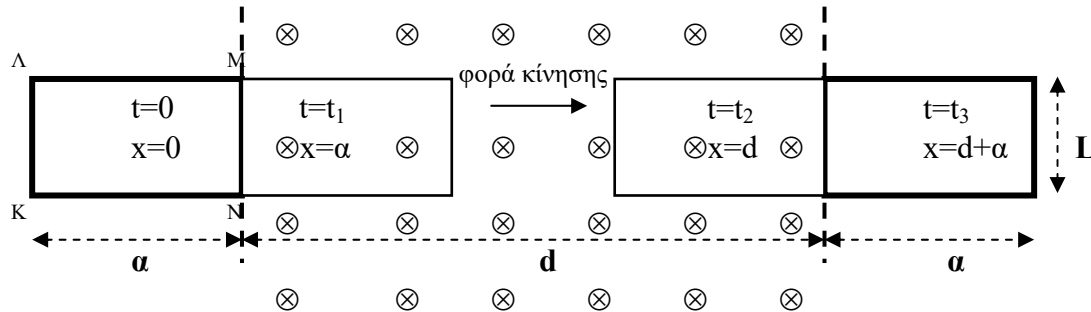
Υπολογισμός ταχύτητας u_{op} .

$$\text{Για } u=u_{op} \text{ ή } |a|=0 \text{ οπότε } \frac{B^2 u_{op} L^2 - F(R+r)}{m(R+r)} = 0 \Rightarrow u_{op} = \frac{F(R+r)}{B^2 L^2}$$

*** Η 3^η περίπτωση αναφέρεται όταν η κατεύθυνση της F είναι ίδια με την κατεύθυνση της u_o δηλαδή η φορά κίνησης του ΚΛ είναι προς τα δεξιά. Αν οι κατευθύνσεις των F και u_o είναι αντίθετες τότε η θεώρηση θα είναι διαφορετική. Θα πρέπει να διερευνηθεί, τόσο η κατεύθυνση της επιτάχυνσης a , όσο και η φορά της κίνησης, η οποία θα επηρεάσει την πολικότητα της $E_{επ}$, την φορά και το μέτρο της έντασης του ηλεκτρικού ρεύματος I και την φορά και το μέτρο της δύναμης Laplace F_L .

Το φαινόμενο της μαγνητικής επαγωγής
στην κίνηση αγώγιμου πλαισίου σε ΟΜΠ

Ένα οριζόντιο ορθογώνιο πλαίσιο ΚΛΜΝ ωμικής αντίστασης ανά μονάδα μήκους R^* έχει πλευρές ΚΛ=ΜΝ=L και ΛΜ=ΝΚ=a. Οι πλευρές του πλαισίου παρουσιάζουν ωμικές αντιστάσεις $R_{ΚΛ}=R_{ΜΝ}=LR^*$ και $R_{ΛΜ}=R_{ΝΚ}=aR^*$ και η συνολική ωμική του αντίσταση είναι $R_{ολ}=2R^*(L+a)$. Στο πλαίσιο ασκείται κατάλληλη οριζόντια δύναμη $F_{εξ}$ και το υποχρεώνει να κινείται με σταθερή οριζόντια



ταχύτητα v (κάθετη στον ΜΝ), προς μια περιοχή εύρους d όπου υπάρχει κατακόρυφο ομογενές μαγνητικό πεδίο μαγνητικής επαγωγής B .

Αρχικά την χρονική στιγμή $t=0$, το πλαίσιο βρίσκεται εκτός μαγνητικού πεδίου ώστε η πλευρά ΜΝ του πλαισίου να βρίσκεται οριακά στην περιοχή του μαγνητικού πεδίου και ξεκινά η είσοδος του πλαισίου στην περιοχή του μαγνητικού πεδίου.

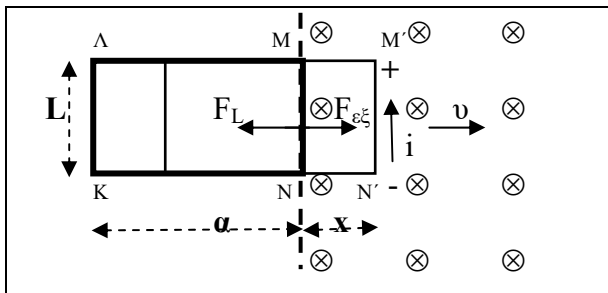
Την $t=t_1$ το πλαίσιο έχει μετατοπισθεί κατά $x=a$ έτσι ώστε όλο το πλαίσιο να έχει εισέλθει στην περιοχή του μαγνητικού πεδίου.

Την $t=t_2$ το πλαίσιο έχει μετατοπισθεί κατά $x=d$ έτσι ώστε η ΜΝ να βρίσκεται στο τέλος της περιοχής του μαγνητικού πεδίου και ξεκινά η έξοδος του από την περιοχή αυτή.

Την $t=t_3$ το πλαίσιο έχει μετατοπισθεί κατά $x=d+a$ έτσι ώστε όλο το πλαίσιο να έχει βγει από την περιοχή του μαγνητικού πεδίου.

1^η φάση Για $0 \leq t \leq t_1$ ή $0 \leq x \leq a$

(διάρκεια εισόδου του πλαισίου στην περιοχή του ΟΜΠ)



Στην φάση αυτή η μαγνητική ροή που διαρρέει το πλαίσιο αυξάνεται οπότε ο ρυθμός μεταβολής της είναι θετικός και

με σύμβαση που προκύπτει από τον τύπο $E_{επ} = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$ η

ηλεκτρεγερτική δύναμη ($E_{επ}$) που αναπτύσσεται στο πλαίσιο είναι αρνητική. Με βάση τον κανόνα του Lenz, η $E_{επ}$ πρέπει να έχει πολικότητα, τέτοια ώστε να προκαλεί ρεύμα και να ασκείται από το μαγνητικό πεδίο στον ΜΝ δύναμη Laplace η οποία να αντιστέκεται στην κίνηση του

πλαίσιου. Επομένως η πολικότητα της $E_{επ}$ στον ΜΝ προκαλεί θετικό δυναμικό στο Μ και αρνητικό στο Ν και το ρεύμα που διαρρέει το πλαίσιο έχει αριστερόστροφη φορά (φορά εντός του ΜΝ από το Ν στο Μ). Για την φάση αυτή και σε μία τυχαία χρονική στιγμή t ισχύει:

α₁ για την μαγνητικής ροής που διαρρέει το πλαίσιο $\Phi=f(x)$ ή $\Phi=f(t)$

$\Phi=BLx$ ή $\Phi=BLvt$ δηλαδή η Φ κατά την διάρκεια της 1^{ης} φάσης η Φ έχει γραμμική εξάρτηση από το x (ή το t) και όσο αυξάνεται το x (ή το t) τόσο αυξάνεται και η Φ .

β₁ για την ΗΕΔ από επαγωγή που αναπτύσσεται στο πλαίσιο $E_{επ}=f(x)$ ή $E_{επ}=f(t)$ $E_{επ} = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = -BuL$

δηλαδή κατά την διάρκεια της 1^{ης} φάσης η $E_{επ}$ είναι σταθερή ανεξάρτητη του x και του t

γ₁ για την ένταση του ηλεκτρικού ρεύματος που διαρρέει το πλαίσιο. $i=f(x)$ ή $i=f(t)$

Λόγω της πολικότητας της $E_{επ}$ την τιμή του i την θεωρούμε κατά σύμβαση αρνητική

$$i = -\frac{|E_{επ}|}{R_{ΚΛ} + R_{ΛΜ} + R_{ΜΝ} + R_{ΝΚ}} \Rightarrow i = -\frac{BuL}{2R^*(L+a)}$$

δηλαδή κατά την διάρκεια της 1^{ης} φάσης το i είναι σταθερό ανεξάρτητο του x και ανεξάρτητο του t

δ₁) για την διαφορά δυναμικού στα άκρα MN του πλαισίου $V_{MN}=f(x)$ ή $V_{MN}=f(t)$

Από τον τύπο της πολικής τάσης πηγής προκύπτει

$$V_{MN} = V_M - V_N = |E_{επ}| - |iR_{MN}| = |E_{επ}| \left(1 - \frac{R_{MN}}{R_{ολ}}\right) = |E_{επ}| \left(1 - \frac{L}{2L + 2\alpha}\right) \Rightarrow V_{MN} = BuL \frac{(L + 2\alpha)}{2(L + \alpha)} \quad \text{ή}$$

$$V_{MN} = V_M - V_N = |i(R_{NK} + R_{KL} + R_{LM})| = \frac{BuL}{2R^*(L + \alpha)} R^*(L + 2\alpha) \Rightarrow V_{MN} = \frac{BuL(L + 2\alpha)}{2(L + \alpha)}$$

δηλαδή κατά την διάρκεια της 1^{ης} φάσης η V_{MN} είναι σταθερή ανεξάρτητη του x και ανεξάρτητη του t

ε₁) για την εξωτερικής δύναμης $F_{εξ}$ που ασκείται στο πλαίσιο $F_{εξ}=f(x)$ ή $F_{εξ}=f(t)$

Επειδή η ταχύτητα v είναι σταθερή, η εξωτερική δύναμη $F_{εξ}$ θα είναι διαρκώς αντίθετη στην δύναμη F_L Laplace που ασκεί το μαγνητικό πεδίο στο πλαίσιο.

$$F_{εξ} = F_L = BiL \Rightarrow F_{εξ} = \frac{B^2 v L^2}{2R^*(L + \alpha)}$$

δηλαδή κατά την διάρκεια της 1^{ης} φάσης η $F_{εξ}$ είναι σταθερή ανεξάρτητη του x και ανεξάρτητη του t και έχει την φορά της κίνησης.

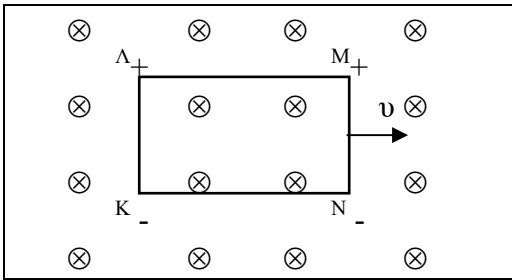
στ₁) για τον ρυθμό μετατροπής ενέργειας σε θερμότητα λόγω φαινομένου Joule

$$P_{θερ} = i^2 R_{ολ} = i^2 2R^*(L + \alpha) \Rightarrow P_{θερ} = \frac{B^2 v^2 L^2}{2R^*(L + \alpha)}$$

Κατά την διάρκεια της 1^{ης} φάσης η $P_{θερ}$ είναι σταθερή ανεξάρτητη του x και ανεξάρτητη του t

2^η φάση Για $t_1 \leq t \leq t_2$ ή $\alpha \leq x \leq d$

(διάρκεια παραμονής όλου του πλαισίου στην περιοχή του ΟΜΠ)



Στην φάση αυτή η μαγνητική ροή που διαρρέει το πλαίσιο δεν μεταβάλλεται ο ρυθμός μεταβολής της είναι μηδέν οπότε η συνολική ΗΕΔ από επαγωγή είναι μηδέν.

Επομένως το πλαίσιο δεν διαρρέεται από ρεύμα $i=0$ και δεν ασκείται πάνω του δύναμη Laplace $F_L=0$.

Για την φάση αυτή και σε μία τυχαία χρονική στιγμή t ισχύει:

α₂) για την μαγνητικής ροής που διαρρέει το πλαίσιο $\Phi=f(x)$ ή $\Phi=f(t)$

$\Phi=BL\alpha$ δηλαδή κατά την διάρκεια της 2^{ης} φάσης η Φ είναι σταθερή ανεξάρτητη του x και του t

β₂) για την ΗΕΔ από επαγωγή που αναπτύσσεται στο πλαίσιο $E_{επ}=f(x)$ ή $E_{επ}=f(t)$

Στον αγωγό MN αναπτύσσεται ΗΕΔ και $E_{επMN} = BuL$ με θετικό δυναμικό το M

Στον αγωγό ΚΛ αναπτύσσεται ΗΕΔ και $E_{επΚΛ} = BuL$ με θετικό δυναμικό το Λ.

Οι δύο αυτές ΗΕΔ έχουν τέτοια πολικότητα ώστε το πλαίσιο να μην διαρρέεται από ρεύμα και για την συνολική ΗΕΔ του πλαισίου ισχύει $E_{επ}=0$ ανεξάρτητα του x και του t (στο ίδιο συμπέρασμα προκύπτει και

$$\text{από Faraday } E_{επ} = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = 0)$$

γ₂) για την ένταση του ηλεκτρικού ρεύματος που διαρρέει το πλαίσιο. $i=f(x)$ ή $i=f(t)$

Επειδή $E_{επ}=0$ το $i=0$ ανεξάρτητα του x και του t

δ₂) για την διαφορά δυναμικού στα άκρα του πλαισίου MN $V_{MN}=f(x)$ ή $V_{MN}=f(t)$

$V_{MN} = V_M - V_N = E_{επMN} = BuL$ δηλαδή κατά την διάρκεια της 2^{ης} φάσης η V_{MN} είναι σταθερή ανεξάρτητη του x και ανεξάρτητη του t

ε₂) για την εξωτερικής δύναμης $F_{εξ}$ που ασκείται στο πλαίσιο $F_{εξ}=f(x)$ ή $F_{εξ}=f(t)$

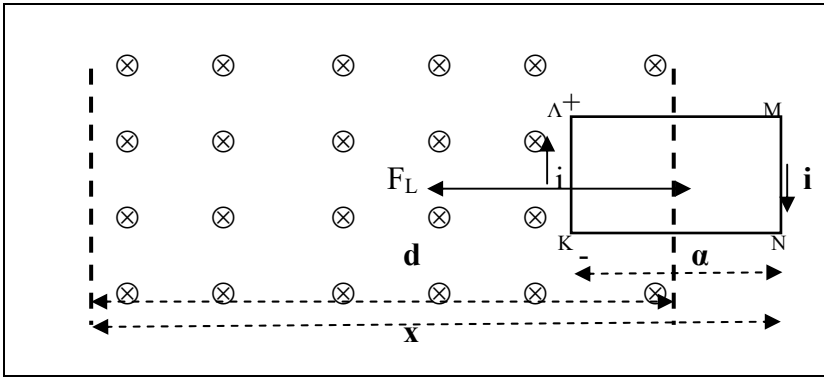
Επειδή $F_L=0 \Rightarrow F_{εξ}=0$ ανεξάρτητα του x και του t

στ₂) για τον ρυθμό μετατροπής ενέργειας σε θερμότητα λόγω φαινομένου Joule

$P_{θερ}=0$ μηδέν ανεξάρτητα της τιμής του x ή του t

3^η φάση Για $t_2 \leq t \leq t_3$ ή $d \leq x \leq d + a$

(διάρκεια εισόδου του πλαισίου στην περιοχή)



Στην φάση αυτή η μαγνητική ροή που διαρρέει το πλαίσιο μειώνεται οπότε ο ρυθμός μεταβολής της είναι αρνητικός και με σύμβαση που προκύπτει από

$$\text{τον τύπο } E_{\varepsilon\pi} = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$$

η ηλεκτρεγερτική δύναμη ($E_{\varepsilon\pi}$) που αναπτύσσεται στο πλαίσιο είναι θετική. Με βάση τον κανόνα του Lenz, η $E_{\varepsilon\pi}$ πρέπει να έχει τέτοια πολικότητα, ώστε να προκαλεί ρεύμα,

που η φορά της δύναμης Laplace που ασκεί το ΟΜΠ στον ΚΛ να αντιστέκεται στην κίνηση του πλαισίου. Επομένως η πολικότητα της $E_{\varepsilon\pi}$ στον ΚΛ προκαλεί θετικό δυναμικό στο Λ και αρνητικό στο Κ και το ρεύμα που διαρρέει το πλαίσιο έχει δεξιόστροφη φορά (φορά εντός του ΜΝ από το Μ στο Ν). Για την φάση αυτή και σε μία τυχαία χρονική στιγμή t ισχύει:

α₃) για την μαγνητικής ροής που διαρρέει το πλαίσιο $\Phi=f(x)$ ή $\Phi=f(t)$

$\Phi=BL(a-(x-d))=BL(a+d-x)$ ή $\Phi=BL(a+d-vt)$ δηλαδή κατά την διάρκεια της 3^{ης} φάσης η Φ έχει γραμμική εξάρτηση από το x (ή το t) και όσο αυξάνεται το x (ή το t) τόσο μειώνεται και η Φ .

β₃) για την ΗΕΔ από επαγωγή που αναπτύσσεται στο πλαίσιο $E_{\varepsilon\pi}=f(x)$ ή $E_{\varepsilon\pi}=f(t)$ $E_{\varepsilon\pi} = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = BvL$

δηλαδή κατά την διάρκεια της 3^{ης} φάσης η $E_{\varepsilon\pi}$ είναι σταθερή ανεξάρτητη του x και του t

γ₃) για την ένταση του ηλεκτρικού ρεύματος που διαρρέει το πλαίσιο. $i=f(x)$ ή $i=f(t)$

Επειδή την αριστερόστροφη φορά την θεωρήσαμε αρνητική, την δεξιόστροφη φορά του i την θεωρούμε θετική

$$i = \frac{E_{\varepsilon\pi}}{R_{\text{ΚΛ}} + R_{\text{ΛΜ}} + R_{\text{ΜΝ}} + R_{\text{ΝΑ}}} \Rightarrow i = \frac{BvL}{2R^*(L+a)}$$

δηλαδή κατά την διάρκεια της 3^{ης} φάσης το i είναι σταθερό ανεξάρτητο του x και ανεξάρτητο του t

δ₃) για την διαφορά δυναμικού στα άκρα του πλαισίου ΜΝ $V_{\text{ΜΝ}}=f(x)$ ή $V_{\text{ΜΝ}}=f(t)$

Από την φορά του ρεύματος στον ΜΝ προκύπτει $V_{\text{Μ}} > V_{\text{Ν}}$ ή $V_{\text{Μ}} - V_{\text{Ν}} > 0 \Rightarrow V_{\text{ΜΝ}} > 0$

$$V_{\text{ΜΝ}} = i R_{\text{ΜΝ}} = \frac{BvL}{2R^*(L+a)} R^* L \Rightarrow V_{\text{ΜΝ}} = \frac{BvL^2}{2(L+a)} \text{ δηλαδή κατά την διάρκεια της 3^{ης} φάσης η } V_{\text{ΜΝ}} \text{ είναι σταθερή}$$

ανεξάρτητη του x και ανεξάρτητη του t

ε₃) για την εξωτερικής δύναμης $F_{\varepsilon\xi}$ που ασκείται στο πλαίσιο $F_{\varepsilon\xi}=f(x)$ ή $F_{\varepsilon\xi}=f(t)$

Επειδή η ταχύτητα v είναι σταθερή, η εξωτερική δύναμη $F_{\varepsilon\xi}$ θα είναι διαρκώς αντίθετη στην δύναμη F_L Laplace που ασκείται από το μαγνητικό πεδίο.

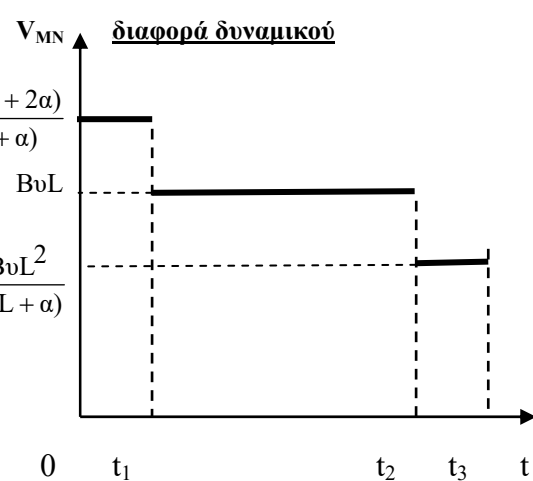
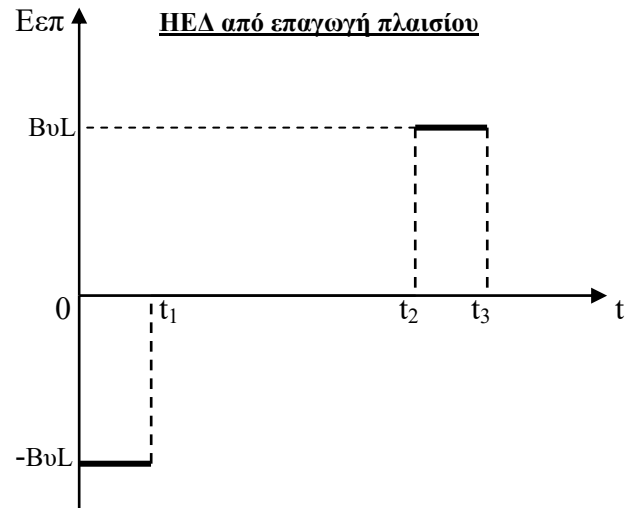
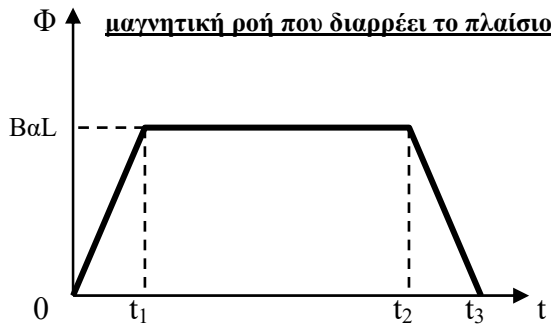
$$F_{\varepsilon\xi} = F_L = BiL \Rightarrow F_{\varepsilon\xi} = \frac{B^2 v L^2}{2R^*(L+a)} \text{ δηλαδή κατά την διάρκεια της 3^{ης} φάσης η } F_{\varepsilon\xi} \text{ είναι σταθερή}$$

ανεξάρτητη του x και ανεξάρτητη του t

στ₃) για τον ρυθμό μετατροπής ενέργειας σε θερμότητα λόγω φαινομένου Joule

$$P_{\text{θερ}} = i^2 R_{\text{ολ}} = i^2 2R^*(L+a) \Rightarrow P_{\text{θερ}} = \frac{B^2 v^2 L^2}{2R^*(L+a)}$$

Κατά την διάρκεια της 3^{ης} φάσης η $P_{\text{θερ}}$ είναι σταθερή ανεξάρτητη του x και ανεξάρτητη του t

Διαγράμματα $f(t)$ 

Σημείωση. Συμβάσεις που ισχύουν για το πρόσημο (πολικότητα) της V_{KL}

Από την θεωρία των κυκλωμάτων συνεχών ηλεκτρικών ρευμάτων γνωρίζουμε ότι:

1) Σένα τμήμα κυκλώματος που υπάρχει μόνο ωμική αντίσταση το ηλεκτρικό ρεύμα έχει φορά από ψηλό σε χαμηλό δυναμικό.

2) Για οποιαδήποτε 2 σημεία ΚΛ κυκλώματος γράφουμε $V_K - V_L = \Sigma E + \Sigma iR$ ή $V_K = \Sigma E + \Sigma iR + V_L$.

Για τον τρόπο γραφής της σχέσης $V_K = \Sigma E + \Sigma iR + V_L$ έχουμε τις εξής συμβάσεις

i) Ορίζουμε μια οποιαδήποτε φορά $K \rightarrow L$

ii) Όταν συναντάμε πρώτα τον θετικό πόλο της πηγής βάζουμε πρόσημο (+) στον όρο ΣE και αρνητικό (-) όταν συναντάμε πρώτα τον αρνητικό πόλο

iii) Όταν συναντάμε ρεύμα ίδιας φοράς με την φορά $K \rightarrow L$ βάζουμε πρόσημο (+) στον όρο ΣiR και αρνητικό (-) όταν συναντάμε ρεύμα αντίθετης φοράς με την φορά $K \rightarrow L$

Περιστροφή πλαισίου με σταθερή γωνιακή ταχύτητα σε ομογενές μαγνητικό πεδίο.

Όταν ένα πλαίσιο περιστραφεί σε ομογενές μαγνητικό πεδίο τότε η μαγνητική ροή που θα το διαρρέει θα μεταβάλλεται με τον χρόνο. Το ίδιο θα συμβαίνει και για τον ρυθμό μεταβολής της μαγνητικής ροής $\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}$ όπου η τιμή της και το πρόσημο

της θα μεταβάλλονται με τον χρόνο, οπότε σύμφωνα με τον Faraday θα εμφανιστεί στα άκρα του πλαισίου μία ΗΕΔ από επαγωγή που το πρόσημο της και το μέτρο της θα αλλάζουν με τον χρόνο. Μια τέτοια τάση ονομάζεται εναλλασσόμενη τάση.

Επομένως:

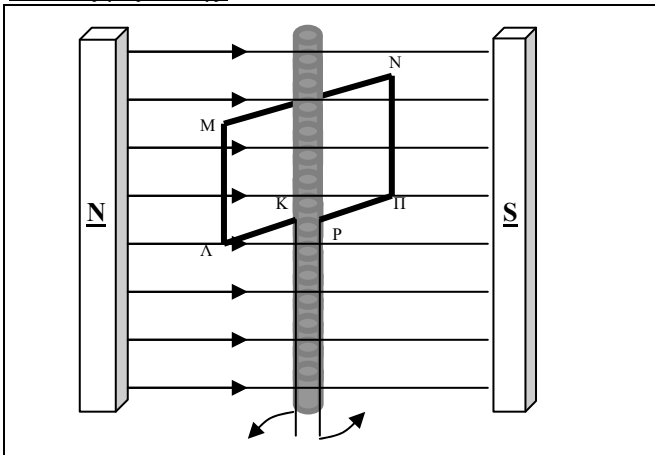
«Εναλλασσόμενη τάση παράγεται στα άκρα ενός πλαισίου το οποίο περιστρέφεται με σταθερή γωνιακή ταχύτητα ω μέσα σε ομογενές μαγνητικό πεδίο γύρω από άξονα κάθετο στις δυναμικές γραμμές του πεδίου και ο οποίος διέρχεται από τα μέσα δύο απέναντι πλευρών του πλαισίου.»

αποδεικνύεται ότι η τάση που αναπτύσσεται στα άκρα του πλαισίου δίδεται από την σχέση

$$V = NB\omega S \sin \omega t \quad \text{ή} \quad \boxed{V = V_0 \sin \omega t} \quad \text{όπου } V_0 = NB\omega S$$

όπου N ο αριθμός των σπειρών του πλαισίου B η μαγνητική επαγωγή του μαγνητικού πεδίου S το εμβαδόν του πλαισίου και ω η γωνιακή ταχύτητα περιστροφής του πλαισίου

Απόδειξη εξίσωσης:



Επειδή οι αγωγοί ΚΛ, ΜΝ, ΠΡ, κινούνται παράλληλα στο B στα άκρα τους δεν έχουμε τάση από επαγωγή. Η τάση V του πλαισίου θα οφείλεται στην τάση που αναπτύσσεται στους αγωγούς ΜΛ και ΠΝ.

Έστω σε χρόνο Δt το πλαίσιο έχει στραφεί κατά $\phi = \omega \Delta t$ τότε αξιοποιώντας την σχέση $E_{\text{επ}} = BvL$ προκύπτει :

$$V = V_{\text{AM}} + V_{\text{ΠN}} = B(M\Lambda)u\sin\omega\Delta t + B(\Pi N)u\sin(\pi - \omega\Delta t) \Rightarrow$$

$$\Rightarrow V = 2B(M\Lambda)u\sin\omega t \quad (1)$$

όμως η ταχύτητα u με την κυκλική συχνότητα περιστροφής ω του πλαισίου συνδέονται με τη σχέση $u = \omega r$ όπου $r = (MN)/2$ οπότε η (1) γίνεται:

$$V = 2B(M\Lambda)\omega \frac{(MN)}{2} \sin\omega t$$

επειδή το εμβαδόν του πλαισίου είναι $S = (MN)(M\Lambda)$ προκύπτει:

$$V = B\omega S \sin \omega t \quad \text{ή} \quad V = V_0 \sin \omega t \quad \text{όπου } V_0 = B\omega S$$

Αν το πλαίσιο αποτελείται από N σπείρες τότε οι εξισώσεις γίνονται:

$$V = NB\omega S \sin \omega t \quad \text{ή} \quad \boxed{V = V_0 \sin \omega t} \quad \text{όπου } V_0 = NB\omega S$$

Ορισμοί εναλλασσόμενου ρεύματος και εναλλασσόμενης τάσης

Εναλλασσόμενο ρεύμα ονομάζουμε το ηλεκτρικό ρεύμα που το μέτρο του και η φορά του μεταβάλλονται με το χρόνο.

Εναλλασσόμενη τάση ονομάζουμε την τάση που το μέτρο της και η πολικότητά της μεταβάλλονται με το χρόνο.

Αν η μεταβολή του μέτρου είναι ημιτονοειδής συνάρτηση του χρόνου τότε το ρεύμα ή η τάση χαρακτηρίζονται αντίστοιχα αρμονικά εναλλασσόμενο ρεύμα ή αρμονικά εναλλασσόμενη τάση.

Τα εναλλασσόμενα ρεύματα και οι εναλλασσόμενες τάσεις που θα μελετήσουμε θεωρούμε ότι είναι αρμονικά εναλλασσόμενα και έχει καθιερωθεί ότι: όταν λέμε εναλλασσόμενο ρεύμα ή τάση να εννοούμε αρμονικά εναλλασσόμενο ρεύμα ή τάση.

Εξίσωση και στοιχεία εναλλασσόμενου ρεύματος

Η εξίσωση που παρέχει το μέτρο του εναλλασσόμενου ρεύματος σε συνάρτηση με το χρόνο είναι:

$$\boxed{I = I_0 \sin(\omega t + \phi)}$$

όπου

I = η στιγμιαία τιμή της έντασης τη χρονική στιγμή t

I_0 = η μέγιστη τιμή της έντασης που ονομάζεται πλάτος

$\omega = 2\pi f = 2\pi/T$ = η κυκλική συχνότητα μεταβολής του ρεύματος που μετριέται σε rad/sec.

f = η γραμμική συχνότητα μεταβολής που μετριέται σε Hz και ορίζεται ως ο αριθμός των πλήρων εναλλαγών τιμών της έντασης που γίνονται σε χρόνο t προς το χρόνο αυτό.

T = η περίοδος (σε sec) και ορίζεται ως ο χρόνος για να γίνει μια πλήρης εναλλαγή τιμών της έντασης

$(\omega t + \phi)$ = φάση (σε rad) γωνία που διαρκώς αυξάνεται με το χρόνο και της οποίας το ημίτονο κάθε χρονική στιγμή ισούται με το λόγο της στιγμιαίας τιμής προς το πλάτος

ϕ = αρχική φάση (σε rad) γωνία ανεξάρτητη χρόνου και της οποίας το ημίτονο τη χρονική στιγμή $t=0$ ισούται με το λόγο της στιγμιαίας τιμής προς το πλάτος.

$$* \text{Αν τη χρονική στιγμή } t=0 \text{ η ένταση είναι μηδέν, τότε } \phi=0 \text{ και } I = I_0 \sin \omega t$$

Εξίσωση και στοιχεία εναλλασσόμενης τάσης

Η εξίσωση που παρέχει το εναλλασσόμενη τάση σε συνάρτηση με το χρόνο είναι:

$$V = V_0 \eta\mu(\omega t + \phi)$$

όπου

V = η στιγμιαία τιμή της τάσης τη χρονική στιγμή t

V_0 = η μέγιστη τιμή της τάσης που ονομάζεται πλάτος

$\omega = 2\pi f = 2\pi/T$ = η κυκλική συχνότητα μεταβολής του ρεύματος που μετριέται σε rad/sec.

f = η γραμμική συχνότητα μεταβολής που μετριέται σε Hz και ορίζεται ως ο αριθμός των πληρών εναλλαγών τιμών της τάσης που γίνονται σε χρόνο t προς το χρόνο αυτό.

T = η περίοδος (σε sec) και ορίζεται ως ο χρόνος για να γίνει μια πλήρης εναλλαγή τιμών της τάσης.

$(\omega t + \phi)$ = φάση (σε rad) γωνία που διαρκώς αυξάνεται με το χρόνο και της οποίας το ημίτονο κάθε χρονική στιγμή ισούται με το λόγο της στιγμιαίας τιμής προς το πλάτος

ϕ = αρχική φάση (σε rad) γωνία ανεξάρτητη χρόνου και της οποίας το ημίτονο τη χρονική στιγμή $t=0$ ισούται με το λόγο της στιγμιαίας τιμής προς το πλάτος.

*Αν τη χρονική στιγμή $t=0$ η τάση είναι μηδέν, τότε $\phi=0$ και $V=V_0\eta\mu\omega t$

ΕΝΕΡΓΟΣ ΕΝΤΑΣΗ ΚΑΙ ΤΑΣΗ.

Οι μετρήσεις της έντασης των εναλλασσομένων ρευμάτων και των τάσεων γίνεται με αμπερόμετρα και βολτόμετρα τα οποία μετράνε τα θερμικά αποτελέσματα του ρεύματος και όχι τα μαγνητικά και αυτό επειδή η φορά του ρεύματος μεταβάλλεται (υπενθυμίζεται ότι τα όργανα στα συνεχή ρεύματα μπορούν να μετράνε είτε τα θερμικά είτε τα μαγνητικά αποτελέσματα). Οι ενδείξεις των οργάνων δεν είναι ούτε οι στιγμιαίες τιμές ούτε τα πλάτη αλλά οι ενεργές τιμές των τάσεων και εντάσεων αντίστοιχα.

Ενεργός ένταση εναλλασσόμενου ρεύματος ονομάζουμε την τιμή συνεχούς ρεύματος το οποίο όταν περάσει από την ίδια αντίσταση στον ίδιο χρόνο θα προκαλέσει τα ίδια θερμικά αποτελέσματα με αυτά που προκαλεί το εναλλασσόμενο.

Η σχέση μεταξύ τιμής ενεργού έντασης I_{ev} και πλάτους I_0 της έντασης εναλλασσόμενου ρεύματος είναι $I_{ev} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}$

Ενεργός τάση ονομάζουμε τη συνεχή τάση η οποία δίνει ρεύμα ίδιο με την ενεργό τιμή του εναλλασσόμενου ρεύματος.

Η σχέση μεταξύ τιμής ενεργού τάσης V_{ev} και πλάτους V_0 της εναλλασσόμενης τάσης είναι $V_{ev} = \frac{V_0}{\sqrt{2}}$

ΙΣΧΥΣ ΕΝΑΛΛΑΣΣΟΜΕΝΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ

Στα συνεχή ρεύματα η ισχύς δίδεται από τον τύπο $P=VI$ όπου V η συνεχής τάση και I η ένταση του συνεχούς ρεύματος.

Στα εναλλασσόμενα ρεύματα επειδή τα V και I μεταβάλλονται με το χρόνο η στιγμιαία ισχύς θα είναι συνάρτηση του χρόνου, επειδή όμως η ισχύς σε μέγεθος θέλουμε να είναι ανεξάρτητη του χρόνου αντί της στιγμιαίας ισχύος χρησιμοποιούμε τη μέση ισχύ η οποία ισούται με το πηλίκο της ενέργειας W που καταναλώνει το κύκλωμα σε χρόνο μιας περιόδου προς το χρόνο αυτό, δηλαδή

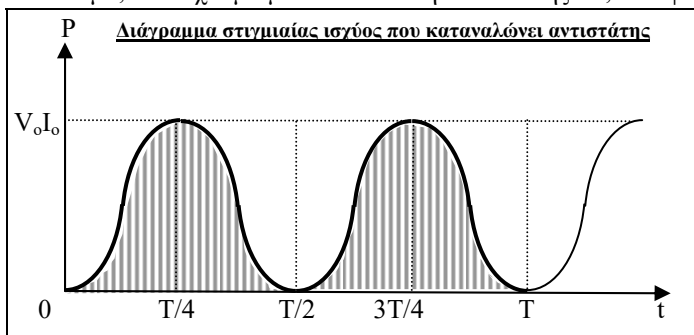
$$P = \frac{W}{T}$$

Αποδεικνύεται ότι η μέση ισχύς εναλλασσόμενου ρεύματος που καταναλώνεται από έναν αντιστάτη δίδεται από τη σχέση :

$$P = V_{ev}I_{ev} = I_{ev}^2 R = \frac{V_{ev}^2}{R}$$

Όπου V_{ev} , I_{ev} οι ενεργές τιμές τάσης και έντασης και R η ωμική αντίσταση του αντιστάτη.

Σε κύκλωμα, που έχουμε μόνο αντιστάτη αντίστασης R , αν εφαρμόσουμε εναλλασσόμενη τάση με εξίσωση $V=V_0\eta\mu\omega t$,



τότε η εξίσωση της εναλλασσόμενης έντασης είναι $I=I_0\eta\mu\omega t$ με $V_0=I_0R$ δηλαδή τα V και I θα είναι συμφασικά. Σ' αυτή την περίπτωση η στιγμιαία ισχύς που καταναλώνει ο αντιστάτης θα έχει εξίσωση $P=VI=V_0I_0\eta\mu^2\omega t$ και η γραφική παράσταση $P=f(t)$ είναι αυτή που φαίνεται στο σχήμα.

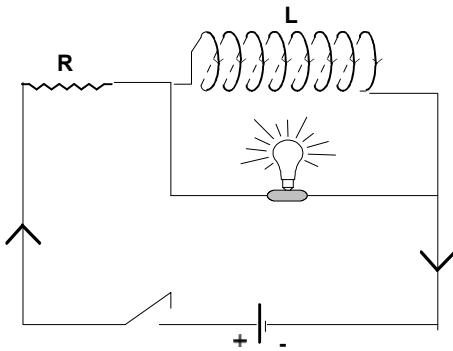
Το εμβαδόν του καμπυλόγραμμου γραμμοσκιασμένου σχήματος είναι αριθμητικά ίσο με την ενέργεια που καταναλώνεται σε χρόνο μιας περιόδου T δηλαδή ίσο με $W_T=V_{ev}I_{ev}T$

Διαφορές και πλεονεκτήματα εναλλασσόμενου ρεύματος απέναντι συνεχούς.**α) Δ ι α φ ο ρ έ ς**

- 1) Η φορά του εναλλασσόμενου ρεύματος μεταβάλλεται περιοδικά με το χρόνο ενώ του συνεχούς παραμένει σταθερή.
- 2) Η εναλλασσόμενη τάση δεν προκαλεί ηλεκτρόλυση ενώ η συνεχής προκαλεί.
- 3) Το εναλλασσόμενο ρεύμα δε φορτίζει τους συσσωρευτές ενώ το συνεχές τους φορτίζει.
- 4) Οι μετασχηματιστές λειτουργούν με εναλλασσόμενα ρεύματα και όχι με συνεχή.
- 5) Το εναλλασσόμενο ρεύμα δε διαρρέει κυκλώματα που περιέχουν πυκνωτές ενώ το συνεχές τα διαρρέει.
- 6) Τα πηνία όταν διαρρέονται από εναλλασσόμενα ρεύματα παρουσιάζουν και επαγωγική και ωμική αντίσταση ενώ όταν διαρρέονται από συνεχή παρουσιάζουν μόνο ωμική.
- 7) Όταν ένας αγωγός διαρρέεται από εναλλασσόμενο ρεύμα τότε δημιουργεί γύρω του ηλεκτρομαγνητικό πεδίο ενώ όταν διαρρέεται από συνεχές προκαλεί μόνο μαγνητικό.

β) Π λ ε ο ν ε κ τ ή μ α τ α

- 1) Η λειτουργία των μετασχηματιστών γίνεται μόνο με εναλλασσόμενο ρεύμα και επειδή με τους μετασχηματιστές μπορούμε να μεταφέρουμε ηλεκτρική ενέργεια υπό μεγάλη τάση και να την υποβιβάσουμε στον τόπο κατανάλωσης εξασφαλίζουμε οικονομία στην μεταφορά ηλεκτρικής ενέργειας
- 2) Οι ηλεκτρικές μηχανές εναλλασσόμενου ρεύματος είναι πιο απλές πιο οικονομικές και έχουν μεγαλύτερο συντελεστή απόδοσης έναντι του συνεχούς.



Αν διακόψουμε ξαφνικά το ρεύμα στο κύκλωμα τότε παρατηρούμε ότι η λάμπα αντί να σβήσει φωτοβολεί πιο ζωηρά και μετά σβήνει.

β)Εξήγηση: Όταν μεταβάλλουμε το ρεύμα στο πηνίο τότε θα μεταβληθεί η μαγνητική επαγωγή του πηνίου. Αυτή η μεταβολή θα έχει σαν αποτέλεσμα να μεταβάλει τη μαγνητική ροή του ίδιου του πηνίου (αυτεπαγωγή). Οπότε σύμφωνα με το νόμο του Faraday να εμφανιστεί στα άκρα του πηνίου μια ΗΕΔ η οποία θα προκαλέσει την έντονη φωτοβολία της λάμπας.

γ)Νόμος: Η ΗΕΔ από αυτεπαγωγή που αναπτύσσεται στα άκρα ενός πηνίου είναι ανάλογη του ρυθμού με τον οποίο μεταβάλλεται η ένταση του ρεύματος στο ίδιο το πηνίο δηλαδή

$$E_{\text{αυτ}} = -L \frac{\Delta I}{\Delta t}$$

Το μείον (-) ερμηνεύεται από τον κανόνα του Lenz και το L ονομάζεται συντελεστής αυτεπαγωγής ο οποίος εξαρτάται από τα γεωμετρικά στοιχεία του πηνίου και από τη μαγνητική διαπερατότητα.

δ)Μονάδα του συντελεστή αυτεπαγωγής

$$1 \text{ Henry} = 1 \text{ Volt sec} / \text{Ambere}$$

Ένα Henry είναι ο συντελεστής αυτεπαγωγής ενός ρευματοφόρου πηνίου που όταν μεταβληθεί η ένταση του ηλεκτρικού ρεύματος που το διαρρέει κατά 1 Ambere σε χρόνο 1sec εμφανίζεται στα άκρα του ηλεκτρεργετική δύναμη ίση με 1 Volt.

Υπολογισμός συντελεστή αυτεπαγωγής

Έστω πηνίο μήκους ℓ αριθμού σπειρών N και εμβαδού σπείρας A. Αν σε χρόνο Δt μεταβάλλουμε την ένταση του ρεύματος που διαρρέει το πηνίο κατά ΔI , τότε θα μεταβληθεί το μαγνητικό πεδίο που προκαλεί το πηνίο κατά:

$$\Delta B = \mu_0 \eta (\Delta I) = \mu_0 \frac{N}{\ell} (\Delta I) \quad (1)$$

Λόγω της μεταβολής ΔB θα μεταβληθεί η μαγνητική ροή που διαρρέει το ίδιο το πηνίο κατά:

$$\Delta \Phi = A \Delta B \quad \text{οπότε λόγω της (1)} \Rightarrow \Delta \Phi = \mu_0 \frac{N}{\ell} A \Delta I \quad (2)$$

Λόγω της μεταβολής $\Delta \Phi$ σύμφωνα με το νόμο της επαγωγής θα εμφανιστεί ΗΕΔ που δίδεται από τη σχέση:

$$E = -N \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} \quad \text{λόγω της (2)} \Rightarrow E = -\mu_0 \frac{N^2 A}{\ell} \frac{\Delta I}{\Delta t} \quad (3)$$

συγκρίνοντας τη σχέση (3) με τη σχέση $E = -L \frac{\Delta I}{\Delta t}$ προκύπτει ότι: $L = \mu_0 \frac{N^2}{\ell} A$

αν τώρα το πηνίο περιέχει υλικό μαγνητικής διαπερατότητας μ τότε ο συντελεστής αυτεπαγωγής θα δίδεται από την σχέση:

$$L = \mu \mu_0 \frac{N^2}{\ell} A$$

Ενέργεια μαγνητικού πεδίου

Αποδεικνύεται ότι, όταν ένα πηνίο διαρρέεται από ρεύμα έντασης I τότε η συνολική ενέργεια που είναι αποθηκευμένη στο πηνίο σαν ενέργεια μαγνητικού πεδίου, δίδεται από την σχέση

$$U = \frac{1}{2} L I^2$$

Η ενέργεια αυτή μπορεί να αποδοθεί σ ένα κύκλωμα ως ηλεκτρική ενέργεια, όπως συμβαίνει στο πείραμα αυτεπαγωγής που ο λαμπτήρας με την διακοπή του ρεύματος, αντί να σβήσει παίρνει ενέργεια από το πηνίο και φωτοβολεί πιο ζωηρά.