

# ΦΥΣΙΚΗ: ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

Ε.Ε. 2023-2024

Διδάσκοντες: Σ. ΚΟΣΙΩΝΗΣ, Ε. ΠΑΣΠΑΛΑΚΗΣ, και Ι. ΘΑΝΟΠΟΥΛΟΣ

SEARS & ZEMANSKY

# ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΗ ΦΥΣΙΚΗ με Σύγχρονη Φυσική

4η ΕΛΛΗΝΙΚΗ ΕΚΔΟΣΗ

ΜΕ QR CODE ΒΙΝΤΕΟ ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑΤΩΝ ΚΑΙ ΔΙΑΦΑΝΕΙΣ ΔΙΔΑΣΚΑΛΙΑΣ

Τόμος Β

ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ  
ΟΠΤΙΚΗ - ΣΥΓΧΡΟΝΗ ΦΥΣΙΚΗ

YOUNG ΚΑΙ FREEDMAN

ΑΠΟΛΟΓΗ - ΕΠΙΜΕΛΕΙΑ

Θ. Η. Αλεξόπουλος  
Ι. Α. Αρβανιτιδής  
Α. Α. Αργυρίου  
Ε. Α. Δρής  
Η. Σ. Ζουμπούλης  
Η. Κ. Κατσούφης  
Γ. Α. Κουρούκλης  
Κ. Β. Παρασκευαΐδης  
Μ. Ν. Πιζάνιας  
Ι. Π. Ρίζος  
Θ. Ν. Τωμαράς  
Κ. Χριστοδουλίδης

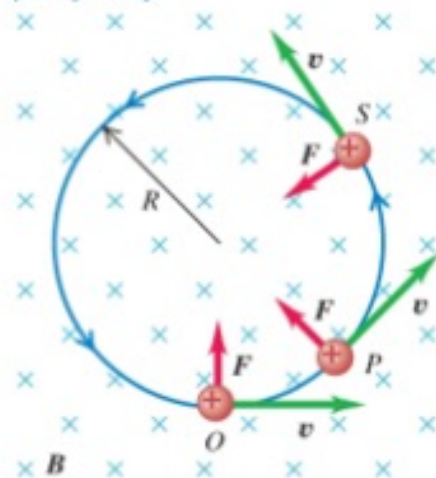
ΕΚΔΟΣΕΙΣ ΠΑΠΑΖΗΣΗ

## ΚΙΝΗΣΗ ΦΟΡΤΙΣΜΕΝΩΝ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ ΣΕ ΜΑΓΝΗΤΙΚΟ ΠΕΔΙΟ

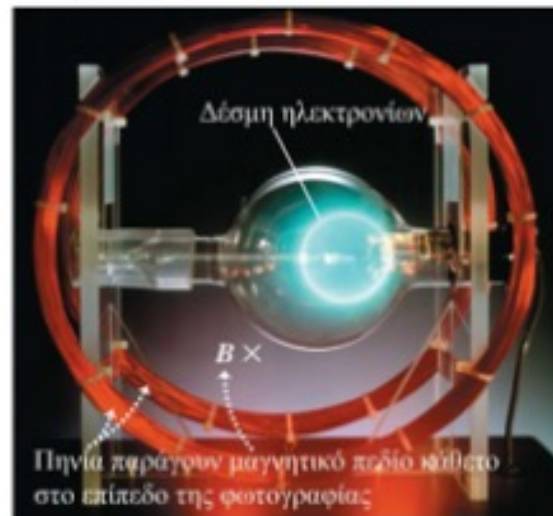
Ένα φορτισμένο σωματίο κινείται πάνω σε ένα επίπεδο κάθετο σε ένα ομοιογενές μαγνητικό πεδίο  $B$ .

27.17 (a) Η τροχιά ενός φορτισμένου σωματίου μέσα σε ένα ομοιογενές μαγνητικό πεδίο.

Ένα φορτίο κινούμενο κάθετα σε ένα ομοιογενές μαγνητικό πεδίο  $B$  κινείται πάνω σε έναν κύκλο με σταθερή ταχύτητα, γιατί τα  $F$  και  $v$  είναι πάντοτε κάθετα μεταξύ τους.



27.17 (b) Μια δέσμη ηλεκτρονίων (που φαίνεται σαν έναν κυκλικό τόξο) καμπυλώνεται μέσα σε ένα μαγνητικό πεδίο.



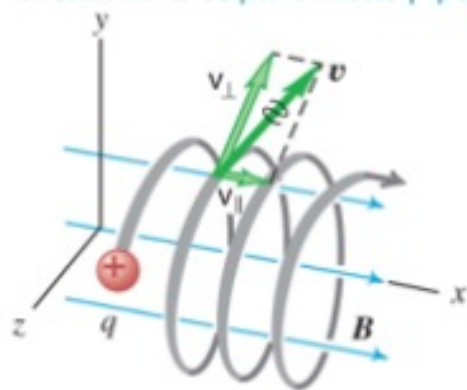
$$F = |q|vB = m \frac{v^2}{R} \quad (27.10)$$

Ακτίνα μιας κυκλικής τροχιάς μέσα σε ένα μαγνητικό πεδίο  $R = \frac{mv}{|q|B}$ 
Μάζα του σωματίου  $m$ 
Ταχύτητα του σωματίου  $v$ 
Μέτρο του μαγνητικού πεδίου  $B$ 
Φορτίο του σωματίου  $|q|$ 
(27.11)

$$\omega = \frac{v}{R} = v \frac{|q|B}{mv} = \frac{|q|B}{m} \quad (27.12)$$

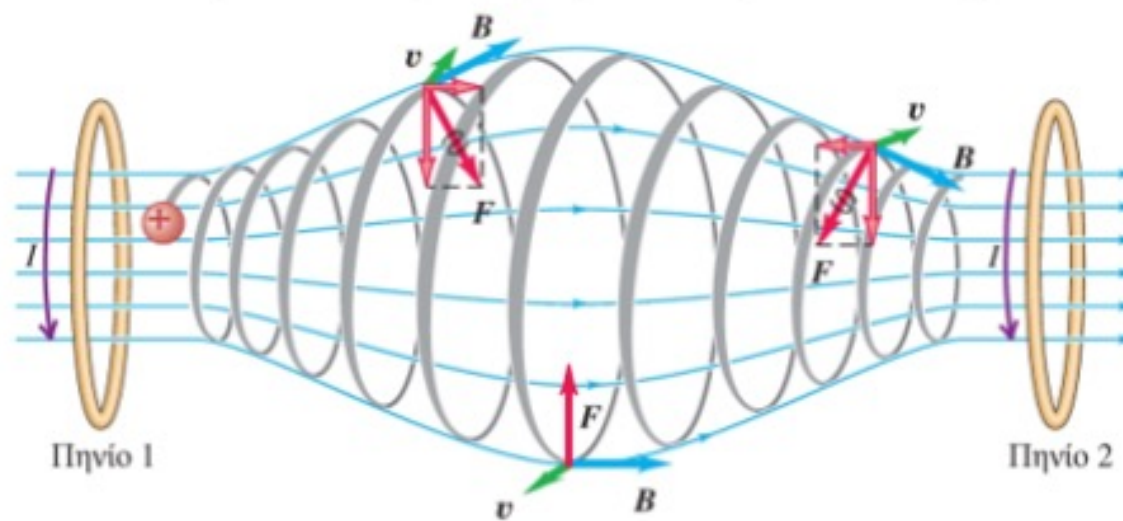
## ΚΙΝΗΣΗ ΦΟΡΤΙΣΜΕΝΩΝ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ ΣΕ ΜΑΓΝΗΤΙΚΟ ΠΕΔΙΟ

**27.18** Η κίνηση του σωματίου έχει συνιστώσες τόσο παράλληλα ( $v_{\parallel}$ ) όσο και κάθετα ( $v_{\perp}$ ) στο μαγνητικό πεδίο, έτσι ώστε αυτό να κινείται πάνω σε μια ελικοειδή τροχιά.



Το Σχ. 27.19 δείχνει το μαγνητικό πεδίο που παράγεται από δύο κυκλικά πηνία σε κάποια απόσταση το ένα από το άλλο.

**27.19** Μια μαγνητική φιάλη. Σωματίδια που βρίσκονται κοντά σε ένα από τα δύο άκρα της περιοχής υφίστανται μια μαγνητική δύναμη προς το κέντρο της περιοχής. Αυτός είναι ένας τρόπος περιορισμού ενός ιονισμένου αερίου (πλάσματος) που έχει θερμοκρασία της τάξης του  $10^6$  K, το οποίο θα προκαλούσε την εξάτμιση οποιουδήποτε υλικού δοχείου.



# ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΤΗΣ ΚΙΝΗΣΗΣ ΦΟΡΤΙΣΜΕΝΩΝ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ

## Επιλογέας ταχυτήτων

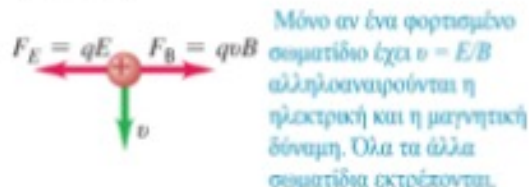
**27.22** (α) Σε έναν επιλογέα ταχύτητας για φορτισμένα σωματίδια, χρησιμοποιούνται ένα ηλεκτρικό πεδίο  $E$  και ένα μαγνητικό πεδίο  $B$ , που είναι κάθετα μεταξύ τους. Μόνο φορτισμένα σωματίδια με  $v = E/B$  περνούν μέσα από τη διάταξη χωρίς απόκλιση.

(α) Σχηματικό διάγραμμα επιλογέα ταχύτητας



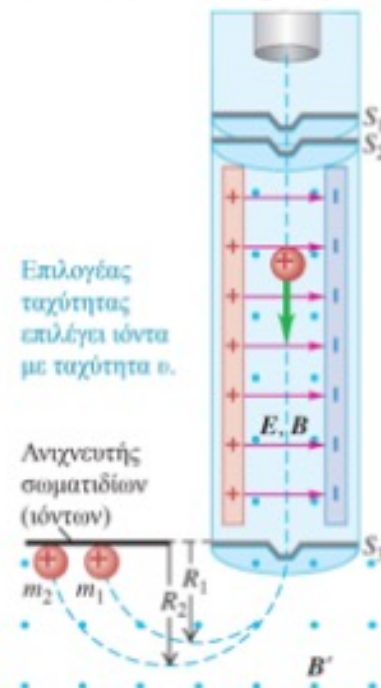
(β) Η ηλεκτρική και η μαγνητική δύναμη πάνω σε ένα κινούμενο θετικό φορτίο. Οι δυνάμεις αντιστρέφονται αν το φορτίο είναι αρνητικό.

(β) Διάγραμμα ελεύθερου σώματος για θετικό σωματίδιο



## Φασματομέτρο μάζας

**27.24** Το φασματομέτρο μάζας του Μπέινμπριτζ χρησιμοποιεί έναν επιλογέα ταχύτητας για να διαχωρίσει ιόντα με μια συγκεκριμένη ταχύτητα  $v$ . Στην περιοχή του μαγνητικού πεδίου  $B'$  ιόντα με μεγαλύτερη μάζα ( $m_2 > m_1$ ) κινούνται σε τροχιές με μεγαλύτερη ακτίνα ( $R_2 > R_1$ ).

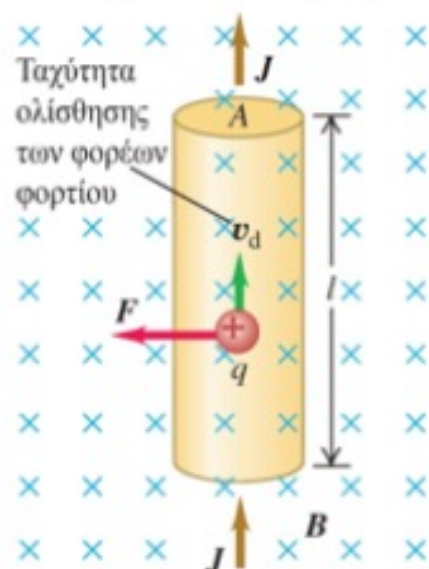


$$R = mv/qB'$$

Το μαγνητικό πεδίο διαχωρίζει τα ιόντα σύμφωνα με τη μάζα τους: όσο πιο μεγάλη είναι η μάζα ενός ιόντος τόσο πιο μεγάλη και η ακτίνα της τροχιάς του.

## ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΔΥΝΑΜΗ ΣΕ ΡΕΥΜΑΤΟΦΟΡΟ ΑΓΩΓΟ

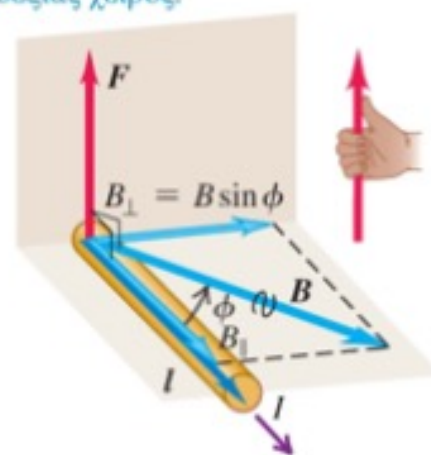
**27.25** Οι δυνάμεις που ασκούνται πάνω σε ένα κινούμενο θετικό φορτίο σε έναν αγωγό που διαρρέεται από ρεύμα.



**27.26** Ένα ευθύγραμμο τμήμα αγωγού μήκους  $l$  διαρρέεται από ρεύμα  $I$  στην κατεύθυνση του  $l$ . Η μαγνητική δύναμη πάνω σε αυτό το τμήμα είναι κάθετη τόσο στο  $l$  όσο και στο μαγνητικό πεδίο  $B$ .

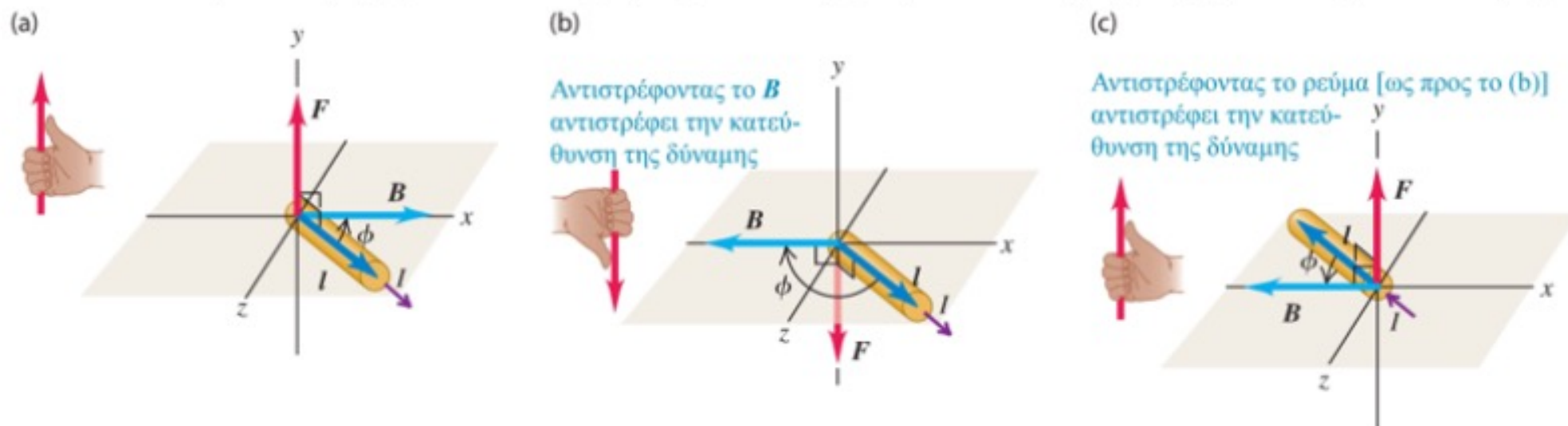
Η δύναμη  $F$  πάνω σε έναν ευθύγραμμο αγωγό που διαρρέεται από θετικό ρεύμα και είναι προσανατολισμένο σε γωνία  $\phi$  ως προς ένα μαγνητικό πεδίο  $B$ :

- Το μέτρο της είναι  $F = IlB_{\perp} = IlB \sin\phi$
- Η κατεύθυνση της  $F$  δίνεται από τον κανόνα της δεξιάς χειρός.



## ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΔΥΝΑΜΗ ΣΕ ΡΕΥΜΑΤΟΦΟΡΟ ΑΓΩΓΟ

27.27 Τα διανύσματα του μαγνητικού πεδίου  $B$ , μήκους  $l$  και δύναμης  $F$  για έναν ευθύγραμμο αγωγό που διαρρέεται από ρεύμα  $I$ .



Μαγνητική δύναμη πάνω σε ευθύγραμμο τμήμα αγωγού

$$F = Il \times B$$

Ρεύμα  $l$   
 Μαγνητικό πεδίο  $B$   
 Διανυσματικό μήκος του τμήματος του αγωγού (με κατεύθυνση αυτήν του ρεύματος)

(27.19)

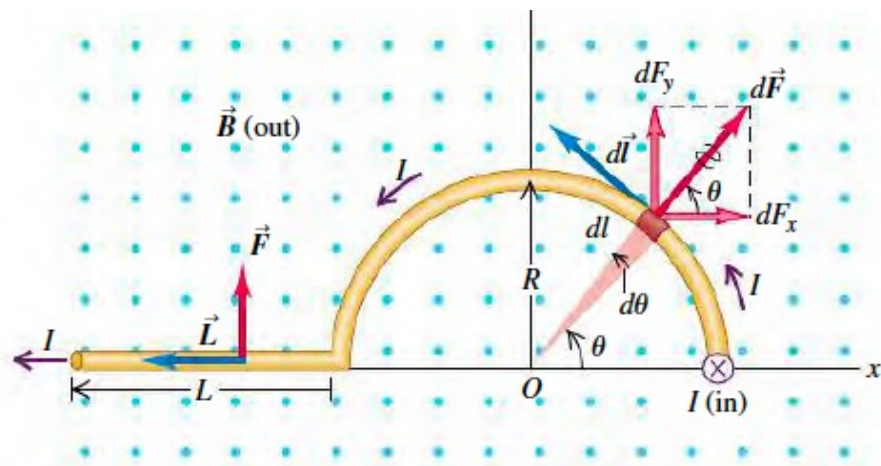
$$F = IlB_{\perp} = IlB \sin \phi$$

(27.18)





## ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑ



το μαγνητικό πεδίο  $\mathbf{B}$  είναι ομογενές και κάθετο στο επίπεδο του σχήματος, προς τα έξω. Ένας αγωγός αποτελείται από ένα ευθύγραμμο τμήμα μήκους  $L$ , κάθετο στο επίπεδο του σχήματος, που βρίσκεται στα δεξιά (μικρός κύκλος στο σχήμα) και μέσα στο οποίο το ρεύμα έχει φορά αντίθετη του  $\mathbf{B}$ . Στη συνέχεια ο αγωγός έχει σχήμα ημικυκλίου ακτίνας  $R$  και συνεχίζεται σε ένα ευθύγραμμο τμήμα μήκους  $L$  που είναι παράλληλο με τον άξονα  $x$ , όπως φαίνεται. Ο αγωγός διαρρέεται από ρεύμα  $I$ . Να υπολογιστεί η ολική μαγνητική δύναμη πάνω στα τρία αυτά τμήματα σύρματος.

**ΛΥΣΗ** Ας εξετάσουμε πρώτα τα εύκολα τμήματα (τα ευθύγραμμα). Δεν ασκείται δύναμη πάνω στο τμήμα στα δεξιά, που είναι κάθετο στο επίπεδο του σχήματος, γιατί είναι αντιπαράλληλο προς το  $\mathbf{B}$  και  $\mathbf{L} \times \mathbf{B} = \mathbf{0}$ , ή  $\phi = 180^\circ$  και  $\sin \phi = 0$ . Για το ευθύγραμμο τμήμα στα αριστερά, το  $\mathbf{L}$  έχει φορά προς τα αριστερά και είναι κάθετο στο  $\mathbf{B}$ . Το μέτρο της δύναμης είναι απλώς  $F = ILB$  και η κατεύθυνσή της είναι προς τα πάνω (προς την κατεύθυνση  $+y$  στο σχήμα).

Η διασκέδαση αρχίζει με το ημικύκλιο. Στο σχήμα φαίνεται ένα τμήμα  $dl$  με μήκος  $dl = R d\theta$ , σε γωνία  $\theta$ . Η κατεύθυνση του  $dl \times \mathbf{B}$  είναι ακτινική, από το κέντρο προς τα έξω.

Επειδή τα  $dl$  και  $\mathbf{B}$  είναι κάθετα, το μέτρο της δύναμης  $dF$  πάνω στο τμήμα  $dl$  είναι απλώς  $dF = I dl B$  και έτσι έχουμε

$$dF = I (R d\theta) B.$$

Οι συνιστώσες της δύναμης  $dF$  πάνω στο τμήμα  $dl$  είναι

$$dF_x = IR d\theta B \cos \theta, \quad dF_y = IR d\theta \sin \theta.$$

Για να βρούμε τις συνιστώσες της ολικής δύναμης, ολοκληρώνουμε αυτές τις εκφράσεις, μεταβάλλοντας την  $\theta$  από 0 μέχρι  $\pi$ , για να συμπεριλάβουμε όλο το ημικύκλιο. Βρίσκουμε ότι

$$F_x = IRB \int_0^\pi \cos \theta d\theta = 0,$$

$$F_y = IRB \int_0^\pi \sin \theta d\theta = 2IRB.$$

Από τη συμμετρία, θα μπορούσαμε να είχαμε προβλέψει ότι η  $F_x$  θα ήταν ίση με μηδέν. Στο δεξιό ήμισυ του ημικυκλίου η συνιστώσα  $x$  της δύναμης είναι προς την κατεύθυνση  $+x$  και στο αριστερό προς την κατεύθυνση  $-x$ : οι θετικές και οι αρνητικές συνεισφορές στο ολοκλήρωμα αλληλοαναιρούνται.

[https://videos.papazissi.gr/EX27\\_8/](https://videos.papazissi.gr/EX27_8/)

Τέλος, αθροίζοντας τις δυνάμεις πάνω στα ευθύγραμμα τμήματα και πάνω στο ημικύκλιο, βρίσκουμε την ολική δύναμη:

$$F_y = IB(L + 2R),$$

ή

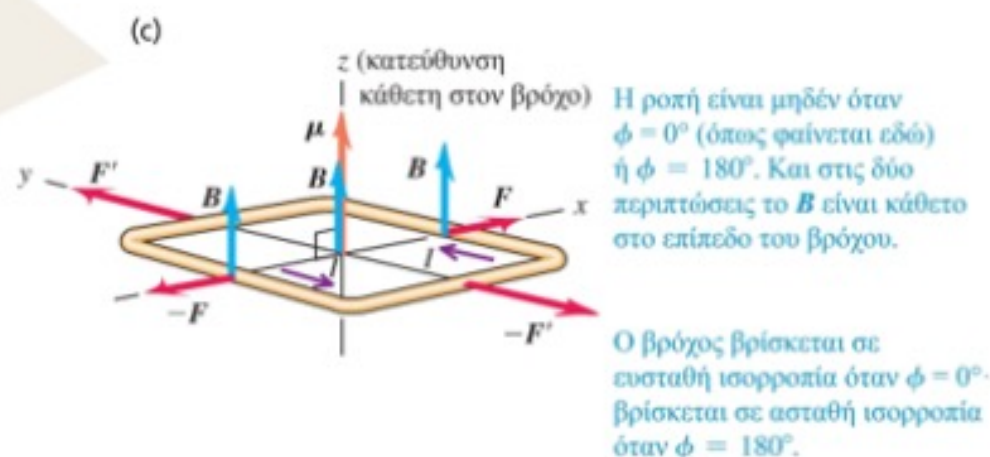
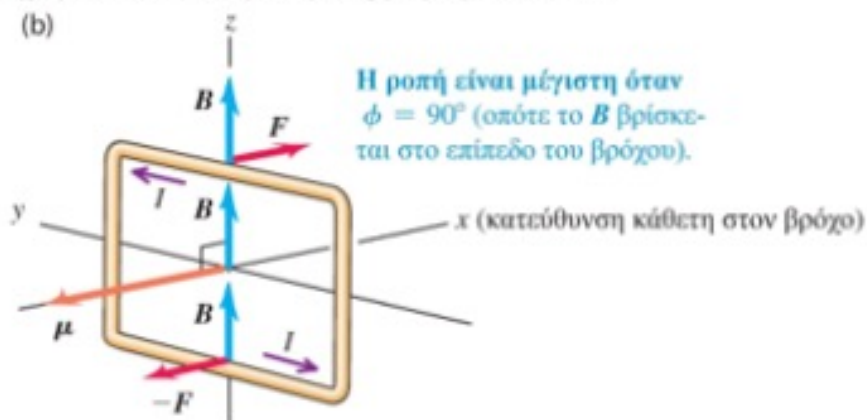
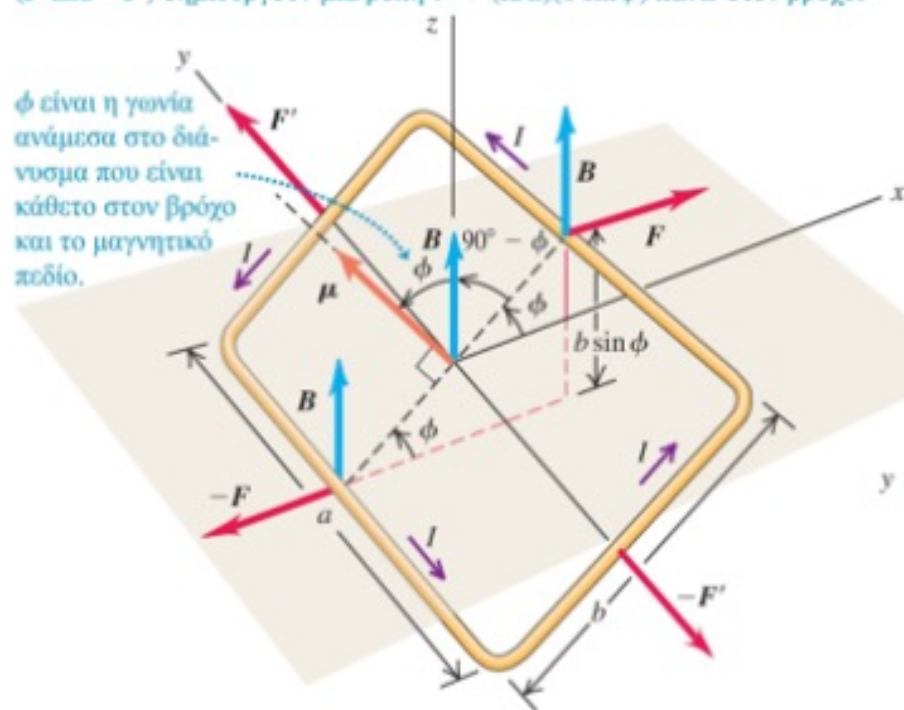
$$\mathbf{F} = IB(L + 2R)\mathbf{j}.$$

Προσέξτε ότι αυτή είναι η ίδια δύναμη που θα είχαμε αν είχαμε αντικαταστήσει το ημικύκλιο με ένα ευθύγραμμο τμήμα κατά μήκος του άξονα  $x$ . ■

## ΔΥΝΑΜΗ ΚΑΙ ΡΟΠΗ ΠΑΝΩ ΣΕ ΒΡΟΧΟ ΡΕΥΜΑΤΟΣ

**27.31** Υπολογίζοντας τη ροπή πάνω σε έναν ρευματοφόρο βρόχο μέσα σε ένα ομοιογενές μαγνητικό πεδίο.

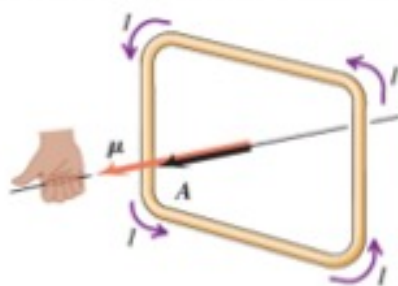
- (a) Τα δύο ζεύγη δυνάμεων που ασκούνται πάνω στον βρόχο αλληλοαναιρούνται, και γι' αυτό η ολική δύναμη πάνω στον βρόχο είναι ίση με μηδέν. Εντούτοις, οι δυνάμεις που ασκούνται πάνω στις πλευρές  $a$  του βρόχου ( $F$  and  $-F$ ) δημιουργούν μια ροπή  $\tau = (IBa)(b \sin \phi)$  πάνω στον βρόχο.



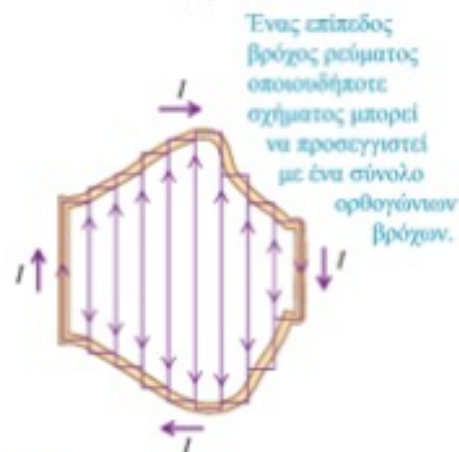
Η ολική δύναμη που ασκείται πάνω σε έναν βρόχο ρεύματος, ο οποίος βρίσκεται μέσα σε ένα ομοιογενές μαγνητικό πεδίο, είναι ίση με μηδέν. Η ολική ροπή, όμως, είναι γενικά διάφορη του μηδενός.

## Ροπή της μαγνητικής δύναμης – μαγνητική διπολική ροπή

27.32 Ο κανόνας της δεξιάς χειρός καθορίζει την κατεύθυνση της μαγνητικής ροπής ενός ρευματοφόρου βρόχου. Αυτή είναι επίσης η κατεύθυνση του διανύσματος της επιφάνειας του βρόχου,  $A$ . η  $\mu = IA$  είναι μια διανυσματική εξίσωση.



27.33 Το σύνολο των ορθογώνιων παραλληλογράμμων ταιριάζει ακριβώς στο ακανόνιστο σχήμα του βρόχου, στο όριο, όταν ο αριθμός των παραλληλογράμμων τείνει στο άπειρο και το πλάτος καθενός από αυτά τείνει στο μηδέν.



Μέτρο της ροπής της μαγνητικής δύναμης πάνω σε βρόχο ρεύματος  $\tau = IBA \sin \phi$  Ρεύμα  $I$  Μέτρο του μαγνητικού πεδίου  $B$  Γωνία ανάμεσα στην κάθετη στο επίπεδο του βρόχου και την κατεύθυνση του πεδίου  $\phi$  (27.23)  
Εμβαδόν του βρόχου  $A$

Το γινόμενο  $IA$  ονομάζεται **μαγνητική διπολική ροπή** ή **μαγνητική ροπή** του βρόχου, και συμβολίζεται με  $\mu$ :

$$\mu = IA \quad (27.24)$$

Είναι ανάλογη της ηλεκτρικής διπολικής ροπής

Συναρτήσει της  $\mu$ , το μέτρο της μηχανικής ροπής που ασκείται πάνω στον βρόχο είναι

$$\tau = \mu B \sin \phi \quad (27.25)$$

όπου  $\phi$  είναι η γωνία ανάμεσα στην ευθεία που είναι κάθετη στο επίπεδο του βρόχου (δηλαδή έχει την κατεύθυνση της διανυσματικής επιφάνειας  $A$ ) και του  $B$ . Ένας βρόχος ρεύματος ή οποιοδήποτε σώμα το οποίο υφίσταται μηχανική ροπή που δίνεται από την Εξ. (27.25) ονομάζεται επίσης **μαγνητικό δίπολο**.

Διάνυσμα της ροπής της μαγνητικής δύναμης πάνω σε βρόχο ρεύματος  $\tau = \mu \times B$  Μαγνητική διπολική ροπή  $\mu$  Μαγνητικό πεδίο  $B$  (27.26)

Δυναμική ενέργεια ενός μαγνητικού διπόλου σε μαγνητικό πεδίο

Δυναμική ενέργεια ενός μαγνητικού διπόλου μέσα σε ένα μαγνητικό πεδίο  $U = -\mu \cdot B = -\mu B \cos \phi$  Μαγνητική διπολική ροπή  $\mu$  Γωνία ανάμεσα στα  $\mu$  and  $B$  Μαγνητικό πεδίο  $B$  (27.27)

**Ροπή πάνω σε κυκλικό πηνίο** Ένα κυκλικό πηνίο από σύρμα έχει ακτίνα 0,0500 m, αποτελείται από 30 σπείρες και βρίσκεται σε ένα οριζόντιο επίπεδο (Σχ. 28–31). Διαρρέεται από ρεύμα 5,00 A με φορά αντίθετη αυτής των δεικτών του ρολογιού, όταν το βλέπομε από πάνω. Το πηνίο βρίσκεται μέσα σε ομογενές μαγνητικό πεδίο που έχει κατεύθυνση προς τα δεξιά και μέτρο 1,20 T. Να υπολογιστεί η μαγνητική ροπή του πηνίου και η ροπή που ασκείται πάνω του από το πεδίο.

**ΛΥΣΗ** Το εμβαδόν του πηνίου είναι

$$A = \pi r^2 = \pi (0,0500 \text{ m})^2 = 7,85 \times 10^{-3} \text{ m}^2.$$

Η μαγνητική ροπή της κάθε σπείρας του πηνίου είναι

$$\mu = IA = (5,00 \text{ A})(7,85 \times 10^{-3} \text{ m}^2) = 3,93 \times 10^{-2} \text{ A} \cdot \text{m}^2,$$

και η ολική μαγνητική ροπή και των 30 σπειρών είναι

$$\mu_{\text{ολ}} = (30)(3,93 \times 10^{-2} \text{ A} \cdot \text{m}^2) = 1,18 \text{ A} \cdot \text{m}^2.$$

Η γωνία  $\phi$  ανάμεσα στην κατεύθυνση του  $\mathbf{B}$  και της κάθετης στο επίπεδο του πηνίου είναι  $90^\circ$ .

η ροπή πάνω σε κάθε σπείρα του πηνίου είναι

$$\begin{aligned} \tau &= IBA \sin \phi = (5,00 \text{ A})(1,20 \text{ T})(7,85 \times 10^{-3} \text{ m}^2)(\sin 90^\circ) \\ &= 0,0471 \text{ N} \cdot \text{m}, \end{aligned}$$

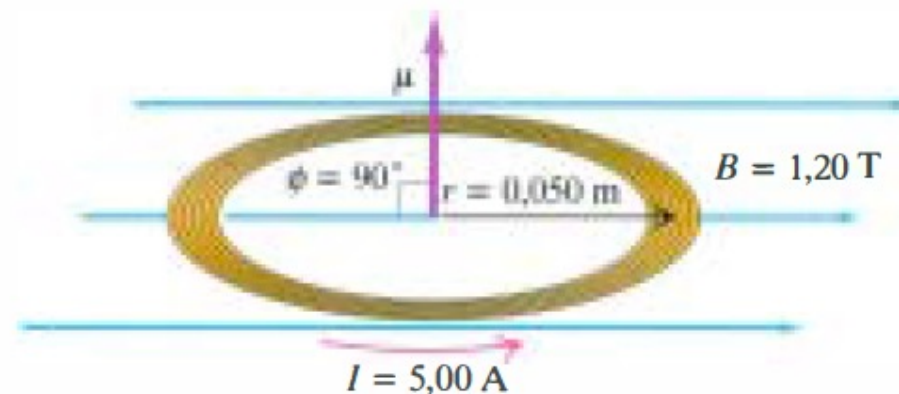
και η ολική ροπή πάνω στο πηνίο είναι

$$\tau = (30)(0,0471 \text{ N} \cdot \text{m}) = 1,41 \text{ N} \cdot \text{m}.$$

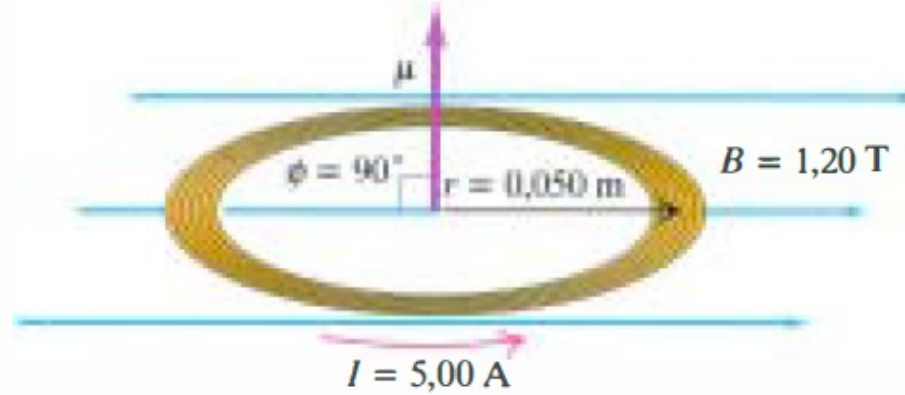
Εναλλακτικά,

$$\begin{aligned} \tau &= \mu_{\text{ολ}} B \sin \phi = (1,18 \text{ A} \cdot \text{m}^2)(1,20 \text{ T})(\sin 90^\circ) \\ &= 1,41 \text{ N} \cdot \text{m}. \end{aligned}$$

Η ροπή τείνει να μετακινήσει το δεξιό μέρος του πηνίου προς τα κάτω και το αριστερό προς τα πάνω, περιστρέφοντας το πηνίο σε μια θέση στην οποία η κάθετη στο επίπεδο του πηνίου είναι παράλληλη προς το  $\mathbf{B}$  (τα διανύσματα  $\mu$  και  $\mathbf{B}$  θα είναι τότε παράλληλα και ομόρροπα).



**28–31** Ένα κυκλικό πηνίο από σύρμα που διαρρέεται από ρεύμα, μέσα σε ομογενές μαγνητικό πεδίο.



Αν το πηνίο περιστραφεί από την αρχική του θέση στη θέση στην οποία η μαγνητική του ροπή είναι παράλληλη και ομόροπη προς το  $\mathbf{B}$ , ποια είναι η μεταβολή στη δυναμική ενέργεια;

**ΛΥΣΗ** η αρχική δυναμική ενέργεια  $U_1$  είναι

$U_1 = -\mu B \cos \phi_1 = -(1,18 \text{ A} \cdot \text{m}^2)(1,20 \text{ T})(\cos 90^\circ) = 0,$   
και η τελική δυναμική ενέργεια  $U_2$  είναι

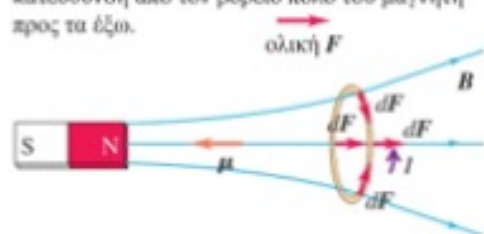
$U_2 = -\mu B \cos \phi_2 = -(1,18 \text{ A} \cdot \text{m}^2)(1,20 \text{ T})(\cos 0^\circ) = -1,41 \text{ J}.$   
Η μεταβολή στη δυναμική ενέργεια είναι  $-1,41 \text{ J}.$

[https://videos.papazissi.gr/EX27\\_10/](https://videos.papazissi.gr/EX27_10/)

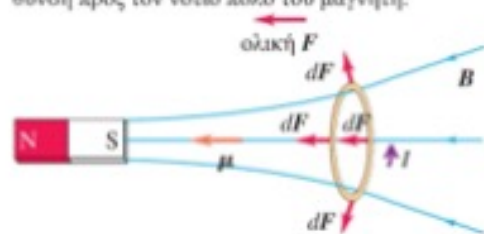
## Αλληλεπίδραση μαγνητικού διπόλου και μαγνήτη

**27.36** Δυνάμεις πάνω σε βρόχους ρεύματος που βρίσκονται μέσα σε ένα μη ομοιογενές μαγνητικό πεδίο  $B$ . Και στα δύο παραδείγματα, ο άξονας του μαγνήτη είναι κάθετος στο επίπεδο του βρόχου και περνά από το κέντρο του.

(a) Η ολική δύναμη πάνω στον βρόχο έχει κατεύθυνση από τον βόρειο πόλο του μαγνήτη προς τα έξω.

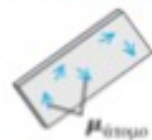


(b) Η ολική δύναμη πάνω στον βρόχο έχει κατεύθυνση προς τον νότιο πόλο του μαγνήτη.

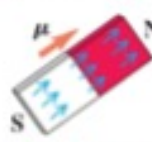


**27.37** (a) Ένα μη μαγνητισμένο κομμάτι σιδήρου. (Παρουσιάζονται μόνο λίγες αντιπροσωπευτικές ατομικές μαγνητικές ροπές.) (b) Ένα μαγνητισμένο κομμάτι σιδήρου (ραβδόμορφος μαγνήτης). Η ολική μαγνητική ροπή του ραβδόμορφου μαγνήτη έχει κατεύθυνση από τον νότιο προς τον βόρειο πόλο του. (c) Ένας ραβδόμορφος μαγνήτης μέσα σε ένα μαγνητικό πεδίο.

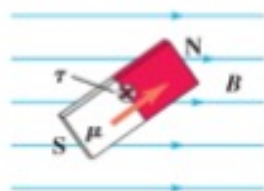
(a) Μη μαγνητισμένος σίδηρος: οι μαγνητικές ροπές έχουν τυχαίους προσανατολισμούς.



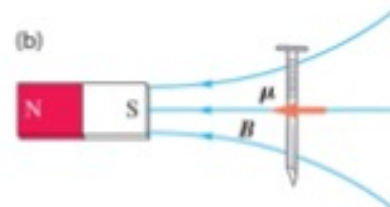
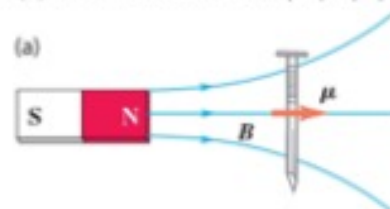
(b) Σε έναν ραβδόμορφο μαγνήτη οι μαγνητικές ροπές είναι προσανατολισμένες σε μια κατεύθυνση.



(c) Ένα μαγνητικό πεδίο ασκεί μια ροπή πάνω στον ραβδόμορφο μαγνήτη που τείνει να ευθυγραμμίσει τη διπολική του ροπή με το πεδίο  $B$ .



**27.38** Ένας ραβδόμορφος μαγνήτης έλκει ένα μη μαγνητισμένο καρφί σε δύο στάδια. Αρχικά, το μαγνητικό πεδίο  $B$  του μαγνήτη προκαλεί μαγνητική ροπή στο καρφί. Στη συνέχεια, επειδή το πεδίο του μαγνήτη είναι ανομοιογενές, αυτό το μαγνητικό δίπολο έλκεται προς τον μαγνήτη. Η έλξη είναι η ίδια είτε το καρφί είναι πιο κοντά (a) στον βόρειο πόλο του μαγνήτη είτε (b) στον νότιο πόλο του μαγνήτη.

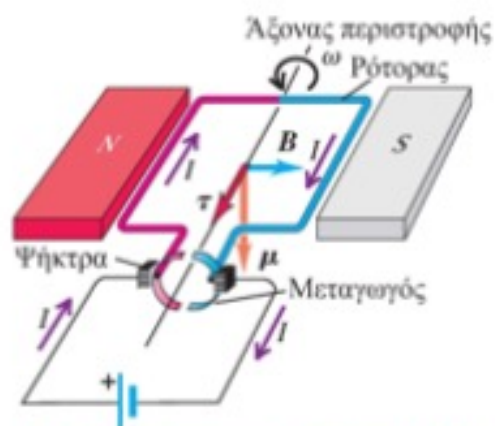


## Ο ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΣ ΚΙΝΗΤΗΡΑΣ ΣΥΝΕΧΟΥΣ ΡΕΥΜΑΤΟΣ

Σε έναν ηλεκτροκινητήρα, μια ροπή ασκείται από ένα μαγνητικό πεδίο πάνω σε έναν αγωγό που διαρρέεται από ηλεκτρικό ρεύμα, και ηλεκτρική ενέργεια μετατρέπεται σε μηχανική ενέργεια.

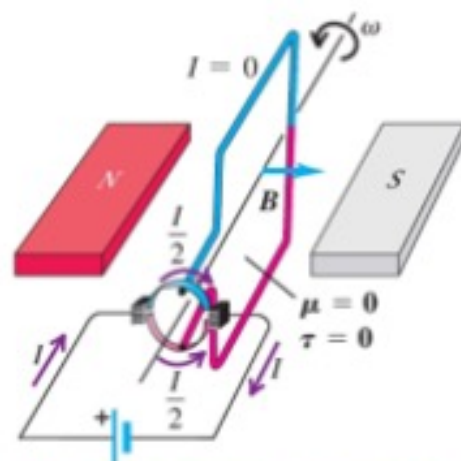
**27.39** Σχηματικό διάγραμμα ενός απλού ηλεκτρικού κινητήρα συνεχούς ρεύματος. Ο ρότορας είναι ένας συρμάτινος βρόχος που είναι ελεύθερος να περιστραφεί γύρω από άξονα· τα άκρα του ρότορα είναι συνδεδεμένα σε δύο κυκλικούς αγωγούς που αποτελούν τον μεταγωγό. (Τα δύο μισά του ρότορα είναι χρωματισμένα μπλε και κόκκινο.) Τα τμήματα του μεταγωγού είναι ηλεκτρικά μονωμένα το ένα από το άλλο.

(a) Οι ψήκτρες είναι ευθυγραμμισμένες με τα τμήματα του μεταγωγού.



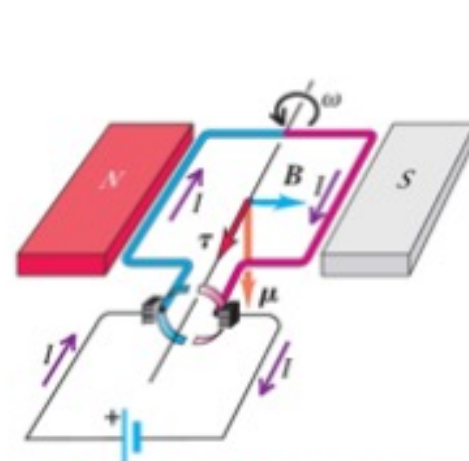
- Το ρεύμα εισέρχεται στον ρότορα από το κόκκινο άκρο και εξέρχεται από το μπλε άκρο.
- Η ροπή των μαγνητικών δυνάμεων κάνει επομένως τον ρότορα να περιστραφεί σε κατεύθυνση αντίθετη των δεικτών του ρολογιού.

(b) Ο ρότορας έχει περιστραφεί κατά  $90^\circ$ .



- Οι δύο ψήκτρες είναι σε επαφή και με τα δύο τμήματα του μεταγωγού και έτσι το ρεύμα παρακάμπτει τον ρότορα εντελώς.
- Οι μαγνητικές δυνάμεις δεν ασκούν ροπή πάνω στον ρότορα.

(c) Ο ρότορας έχει περιστραφεί κατά  $180^\circ$ .



- Οι ψήκτρες είναι και πάλι ευθυγραμμισμένες με τα τμήματα του μεταγωγού. Αυτήν τη φορά το ρεύμα εισέρχεται στον ρότορα από το μπλε άκρο και εξέρχεται από το κόκκινο άκρο.
- Η ροπή των μαγνητικών δυνάμεων κάνει επομένως τον ρότορα να περιστραφεί και πάλι σε κατεύθυνση αντίθετη των δεικτών του ρολογιού.



# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 28

## ΠΗΓΕΣ ΜΑΓΝΗΤΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ

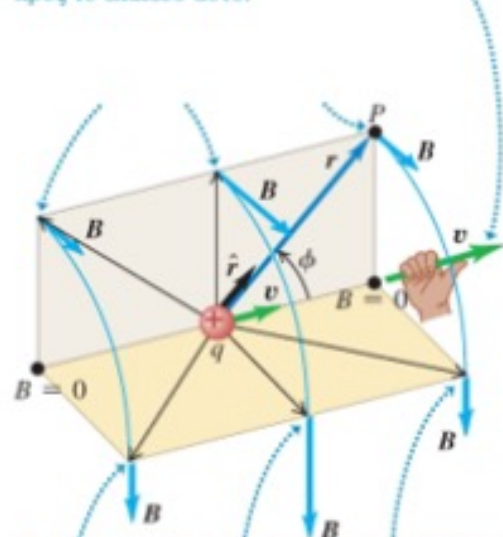
## ΜΑΓΝΗΤΙΚΟ ΠΕΔΙΟ ΚΙΝΟΥΜΕΝΟΥ ΦΟΡΤΙΟΥ

**28.1** (a) Διανύσματα του μαγνητικού πεδίου που δημιουργείται από ένα κινούμενο θετικό φορτίο  $q$ . Σε κάθε σημείο το  $\vec{B}$  είναι κάθετο στο επίπεδο των  $\vec{r}$  και  $\vec{v}$ , και το μέτρο του είναι ανάλογο προς το ημίτονο της μεταξύ τους γωνίας.

(a) Προοπτική όψη

Κανόνας της δεξιάς χειρός για το μαγνητικό πεδίο που οφείλεται σε θετικό φορτίο κινούμενο με σταθερή ταχύτητα: Με αρχή το θεωρούμενο φορτίο, ανυψώστε τον αντίχειρα του δεξιού σας χεριού ώστε να δείχνει την κατεύθυνση της ταχύτητάς του. Τώρα τα δάχτυλά σας περιβάλλουν το φορτίο ακολουθώντας την κατεύθυνση των γραμμών του μαγνητικού πεδίου. (Αν το φορτίο είναι αρνητικό, οι γραμμές έχουν την αντίθετη κατεύθυνση.)

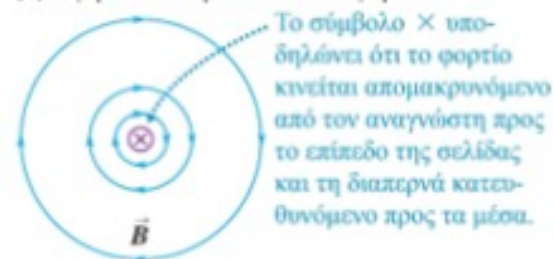
Γι' αυτά τα σημεία πεδίου, αμφότερα τα  $\vec{r}$  και  $\vec{v}$  βρίσκονται επί του φαιώχρουμευ-μπες επιπέδου και το  $\vec{B}$  εκεί είναι κάθετο προς το επίπεδο αυτό.



Γι' αυτά τα σημεία πεδίου, αμφότερα τα  $\vec{r}$  και  $\vec{v}$  βρίσκονται επί του χρυσόχρουμευ-χρυσασφαιρού επιπέδου και το  $\vec{B}$  εκεί είναι κάθετο προς αυτό το επίπεδο.

(b) Γραμμές του μαγνητικού πεδίου επί επιπέδου που περιλαμβάνει το κινούμενο θετικό φορτίο.

(b) Όψη από θέση πίσω από το φορτίο



Μαγνητικό πεδίο οφειλόμενο σε σημειακό φορτίο με σταθερή ταχύτητα

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q\vec{v} \times \hat{r}}{r^2}$$

Μαγνητική σταθερά, Φορτίο, Ταχύτητα, Μοναδιαίο διάνυσμα από το σημειακό φορτίο προς το σημείο όπου μετρείται το πεδίο, Απόσταση από το σημειακό φορτίο έως το σημείο όπου μετρείται το πεδίο

(28.2)

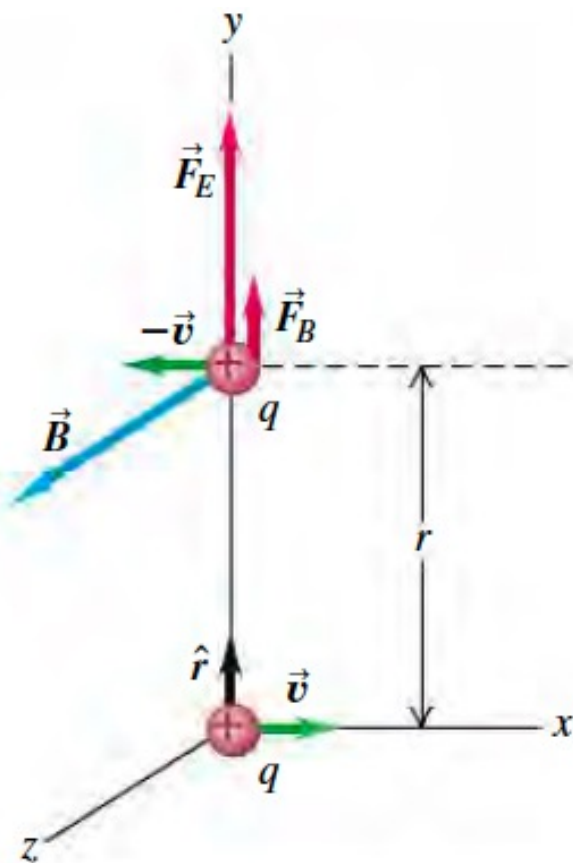
$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{|q|v \sin \phi}{r^2}$$

(28.1)

Το μέτρο του μαγνητικού πεδίου στο σημείο  $P$  παραγόμενου από φορτίο κινούμενο με **σταθερή** (διανυσματική ταχύτητα).

**Δυνάμεις ανάμεσα σε δύο κινούμενα πρωτόνια** Δύο πρωτόνια κινούνται με ίσες και αντίθετες ταχύτητες (μικρές σε σύγκριση με την ταχύτητα του φωτός  $c$ ) κατά τον άξονα  $x$

Τη στιγμή που αντιστοιχεί στο σχήμα υπολογίστε την ηλεκτρική και μαγνητική δύναμη που ασκείται στο επάνω πρωτόνιο και προσδιορίστε τον λόγο των δύο δυνάμεων.



**ΛΥΣΗ** Η ηλεκτρική δύναμη βρίσκεται εύκολα· ο νόμος του Coulomb δίνει

$$F_E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{r^2}.$$

Οι δυνάμεις είναι απωστικές και η δύναμη στο επάνω πρωτόνιο είναι κατακόρυφη προς τα πάνω (κατεύθυνση  $+y$ ). Για να υπολογίσουμε τη μαγνητική δύναμη, χρειάζεται πρώτα να υπολογίσουμε το πεδίο  $B$  που προκαλεί το κάτω πρωτόνιο στη θέση του επάνω.

τον κανόνα του δεξιού χεριού βρίσκουμε ότι το  $B$  είναι στην κατεύθυνση του  $+z$  (βλ. σχήμα) με μέτρο

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{qv}{r^2}.$$

Εναλλακτικά,

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q(v\hat{i}) \times \hat{j}}{r^2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{qv}{r^2} \hat{k}.$$

Η ταχύτητα του επάνω πρωτονίου είναι  $-v$  και η μαγνητική δύναμη πάνω σε αυτό είναι  $\mathbf{F} = q(-v) \times \mathbf{B}$ . Από αυτή, και τη σχέση για το  $\mathbf{B}$  παίρνουμε

$$F_B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q^2 v^2}{r^2},$$

ή

$$\mathbf{F}_B = q(-v) \times \mathbf{B} = q(-vi) \times \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{qv}{r^2} \mathbf{k} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q^2 v^2}{r^2} \mathbf{j}.$$

Η μαγνητική αλληλεπίδραση είναι επίσης και αυτή απωστική. Ο λόγος των μέτρων των δύο δυνάμεων είναι

$$\frac{F_B}{F_E} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q^2 v^2}{r^2} (4\pi\epsilon_0) \frac{r^2}{q^2} = \epsilon_0 \mu_0 v^2.$$

$\epsilon_0 \mu_0 = 1/c^2$ , το αποτέλεσμα μας παίρνει την πολύ απλή μορφή

$$\frac{F_B}{F_E} = \frac{v^2}{c^2}.$$

Όταν η  $v$  είναι πολύ μικρότερη της  $c$ , η  $F_B$  είναι σημαντικά μικρότερη από την  $F_E$ .

Ας σημειωθεί ότι είναι απόλυτα αναγκαίο στον υπολογισμό αυτό να χρησιμοποιηθεί ένα και μόνο σύστημα αναφοράς. Περιγράφουμε τις ταχύτητες και τα πεδία όπως τα αντιλαμβάνεται παρατηρητής ακίνητος στο σύστημα αναφοράς

[https://videos.papazissi.gr/EX28\\_1/](https://videos.papazissi.gr/EX28_1/)

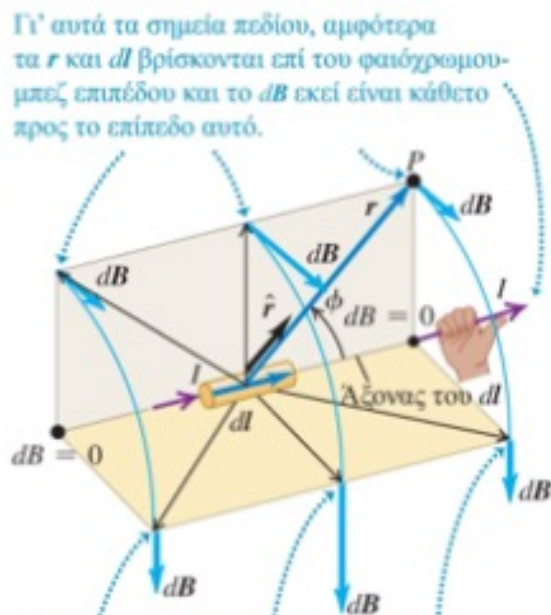
## ΜΑΓΝΗΤΙΚΟ ΠΕΔΙΟ ΣΤΟΙΧΕΙΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ

Το ολικό μαγνητικό πεδίο που οφείλεται σε πολλά κινούμενα φορτία είναι το διανυσματικό άθροισμα των πεδίων που δημιουργούνται από τα επιμέρους αυτά φορτία. (Αρχή της επαλληλίας μαγνητικών πεδίων)

**28.3** (a) Διανύσματα του μαγνητικού πεδίου που δημιουργείται από ένα στοιχείο ρεύματος  $dI$ . (b) Γραμμές του μαγνητικού πεδίου επί επιπέδου κάθετου στη διεύθυνση του στοιχείου ρεύματος  $dI$ . Συγκρίνετε το σχήμα αυτό με το Σχ. 28.1 για το πεδίο ενός κινούμενου σημειακού φορτίου.

(a) Προοπτική όψη

Κανόνας της δεξιάς χειρός για το μαγνητικό πεδίο που οφείλεται σε στοιχείο ρεύματος: Με αρχή το στοιχείο ρεύματος, ανυψώστε τον αντίχειρα του δεξιού σας χεριού ώστε να δείχνει την κατεύθυνση του ρεύματος. Τώρα τα δάχτυλά σας περιβάλλουν το στοιχείο ρεύματος ακολουθώντας την κατεύθυνση των γραμμών του μαγνητικού πεδίου.



Γι' αυτά τα σημεία πεδίου, αμφότερα τα  $r$  και  $dI$  βρίσκονται επί του χρυσόχρωμου-χρυσασαφούς επιπέδου και το  $dB$  εκεί είναι κάθετο προς αυτό το επίπεδο.

(b) Όψη κατά μήκος του άξονα του στοιχείου ρεύματος



## ΜΑΓΝΗΤΙΚΟ ΠΕΔΙΟ ΣΤΟΙΧΕΙΟΥ ΡΕΥΜΑΤΟΣ

### Νόμος των Biot και Savart

Μαγνητικό πεδίο οφειλόμενο σε ένα στοιχείο ρεύματος απειροστού μήκους

Μαγνητική σταθερά

Ρεύμα

Διανυσματικό μήκος του στοιχείου (με κατεύθυνση την κατεύθυνση του ρεύματος)

Μοναδιαίο διάνυσμα από το στοιχείο προς το σημείο όπου μετριέται το πεδίο

Απόσταση από το στοιχείο ρεύματος έως το σημείο όπου μετριέται το πεδίο

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I dl \times \hat{r}}{r^2} \quad (28.6)$$

$$dB = \frac{\mu_0 I dl \sin \phi}{4\pi r^2} \quad (28.5)$$

Το μέτρο του στοιχειώδους πεδίου dB

Το συνολικό μαγνητικό πεδίο ενός πλήρους κυκλώματος (συμβολικά)

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{I d\mathbf{l} \times \hat{\mathbf{r}}}{r^2} \quad (28.7)$$

## ■ ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑ

Σταθερό ρεύμα 125 A μέσω χάλκινου σύρματος ρέει προς δεξιαμενή ανοδείωση. Υπολογίστε το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από τμήμα του σύρματος μήκους 1,0 cm, σε ένα σημείο που απέχει από αυτό 1,2 m, αν το σημείο βρίσκεται α) πάνω σε ευθεία κάθετη στο τμήμα, β) πάνω σε ευθεία που σχηματίζει γωνία 30° με αυτό, όπως δείχνει το Σχ. 29-4.

**ΛΥΣΗ** α) Από τον κανόνα του δεξιού χεριού βρίσκουμε ότι η κατεύθυνση του  $B$  σε κάθε σημείο είναι κάθετη στο επίπεδο της σελίδας, προς τη σελίδα. Ή, κάνοντας χρήση

μοναδιαίων διανυσμάτων, έχουμε  $d\mathbf{l} = dl(-\mathbf{i})$ . Για το σημείο  $P_1$ ,  $\hat{\mathbf{r}} = \mathbf{j}$ , οπότε

$$d\mathbf{l} \times \hat{\mathbf{r}} = dl(-\mathbf{i}) \times \mathbf{j} = dl(-\mathbf{k}).$$

Η αρνητική φορά του άξονα  $z$  είναι προς τη σελίδα.

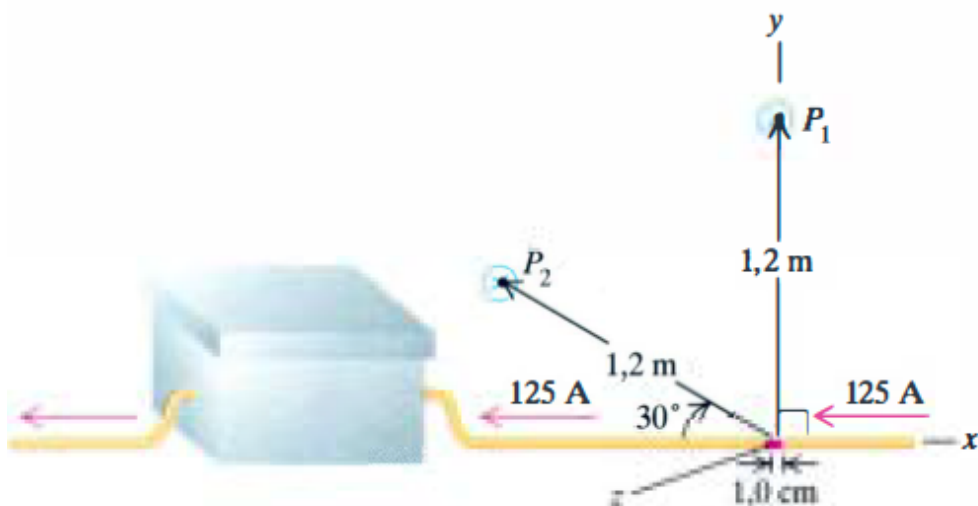
Για να βρούμε το μέτρο του  $B$

Στο σημείο  $P_1$  ισχύει,

$$\begin{aligned} B &= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I dl \sin \phi}{r^2} \\ &= (10^{-7} \text{ T} \cdot \text{m/A}) \frac{(125 \text{ A})(1,0 \times 10^{-2} \text{ m})(\sin 90^\circ)}{(1,2 \text{ m})^2} \\ &= 8,7 \times 10^{-8} \text{ T}. \end{aligned}$$

β) Στο σημείο  $P_2$ ,

$$\begin{aligned} B &= (10^{-7} \text{ T} \cdot \text{m/A}) \frac{(125 \text{ A})(1,0 \times 10^{-2} \text{ m})(\sin 30^\circ)}{(1,2 \text{ m})^2} \\ &= 4,3 \times 10^{-8} \text{ T}. \end{aligned}$$

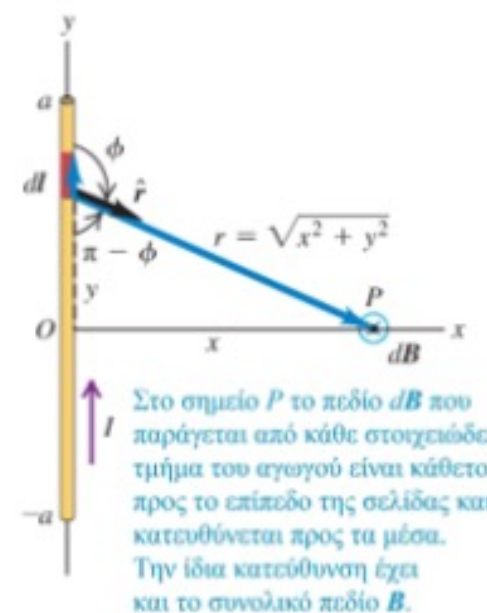


29-4 Υπολογισμός του μαγνητικού πεδίου που δημιουργείται από ρευματοφόρο τμήμα αγωγού, μήκους 1,0 cm.

## ΜΑΓΝΗΤΙΚΟ ΠΕΔΙΟ ΕΥΘΥΓΡΑΜΜΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

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

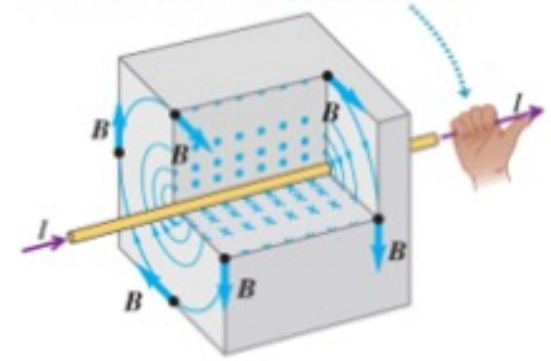
**28.5** Μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από έναν ευθύγραμμο ρευματοφόρο αγωγό μήκους  $2a$ .



$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{2a}{x\sqrt{x^2 + a^2}}$$

**28.6** Μαγνητικό πεδίο γύρω από έναν ευθύγραμμο ρευματοφόρο αγωγό μεγάλου μήκους. Οι μαγνητικές γραμμές είναι περιφέρειες κύκλων με κατευθύνσεις καθοριζόμενες από τον κανόνα της δεξιάς χειρός.

**Κανόνας της δεξιάς χειρός για το μαγνητικό πεδίο γύρω από ένα ρευματοφόρο σύρμα:** Ανυψώστε τον αντίχειρα του δεξιού σας χεριού στην προέκταση του σύρματος και στην κατεύθυνση του ρεύματος. Τα δάχτυλά σας περιβάλλουν τώρα το σύρμα δείχνοντας την κατεύθυνση των γραμμών του μαγνητικού πεδίου.



Μαγνητικό πεδίο κοντά σε ευθύγραμμο ρευματοφόρο αγωγό μεγάλου μήκους

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

Μαγνητική σταθερά, Ρεύμα, Απόσταση από τον αγωγό

(28.9)

Η γεωμετρία της περίπτωσης αυτής είναι όμοια με εκείνη του Παραδ. στο οποίο υπολογίσαμε το ηλεκτρικό πεδίο από μια άπειρη ευθύγραμμη κατανομή φορτίου. Και στις δύο περιπτώσεις εμφανίζεται το ίδιο ολοκλήρωμα και τα μέτρα των πεδίων είναι και στα δύο προβλήματα ανάλογα του  $1/r$ . Όμως οι γραμμές του  $\mathbf{B}$  στο μαγνητικό πρόβλημα έχουν τελείως διαφορετικές μορφές από τις γραμμές του  $\mathbf{E}$  στο ανάλογο ηλεκτρικό πρόβλημα. Οι ηλεκτρικές γραμμές εξακτινώνονται προς τα έξω από μια ευθύγραμμη κατανομή θετικού φορτίου (αντίθετα, κατευθύνονται προς τα μέσα για αρνητικά φορτία). Αντιθέτως, οι μαγνητικές γραμμές περικυκλώνουν το ρεύμα που δρα ως πηγή τους. Οι ηλεκτρικές γραμμές που οφείλονται σε φορτία αρχίζουν και σταματούν σε αυτά τα φορτία, ενώ οι μαγνητικές γραμμές δεν έχουν καταληκτικά σημεία, ανεξάρτητα από το σχήμα του ρευματοφόρου αγωγού που δημιουργεί το πεδίο.



## ■ ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑ

Ευθύγραμμος αγωγός μεγάλου μήκους διαρρέεται από ρεύμα 100 A. Σε ποια απόσταση από τον αγωγό, το δημιουργούμενο από αυτόν μαγνητικό πεδίο έχει το ίδιο μέτρο με εκείνο του γήινου μαγνητικού πεδίου στην πόλη του Pittsburgh των ΗΠΑ (περίπου  $0,5 \times 10^{-4} \text{ T}$ );

### ΛΥΣΗ

Όλα είναι γνωστά εκτός από το  $r$ . λύνουμε ως προς  $r$  και αντικαθιστούμε

τα αριθμητικά μεγέθη:

$$r = \frac{\mu_0 I}{2\pi B} = \frac{(4\pi \times 10^{-7} \text{ T} \cdot \text{m/A})(100 \text{ A})}{(2\pi)(0,5 \times 10^{-4} \text{ T})} = 0,4 \text{ m.}$$

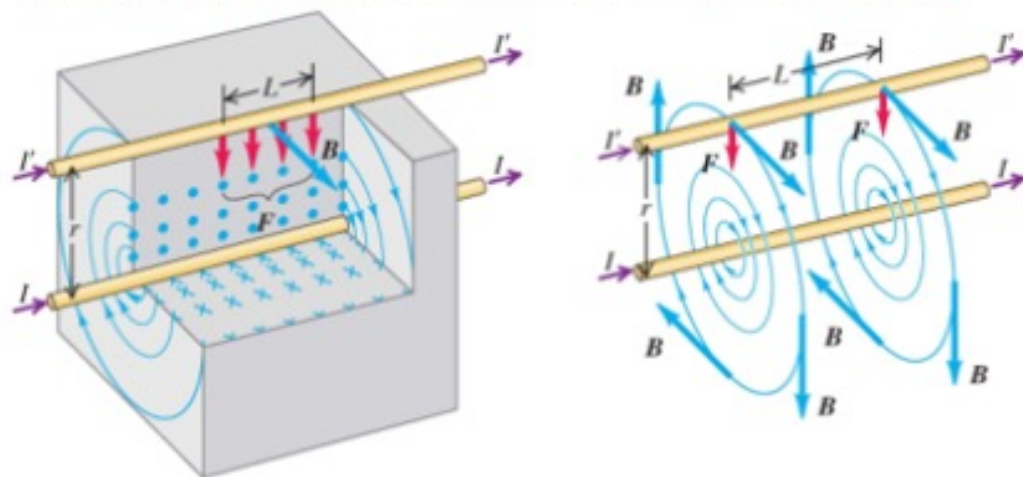
Σε μικρότερες αποστάσεις το πεδίο γίνεται ακόμα ισχυρότερο· για παράδειγμα, με  $r = 0,2 \text{ m}$ ,  $B = 1,0 \times 10^{-4} \text{ T}$ , κ.λπ.

## ΔΥΝΑΜΗ ΜΕΤΑΞΥ ΠΑΡΑΛΛΗΛΩΝ ΑΓΩΓΩΝ

**28.9** Παράλληλοι αγωγοί που διαρρέονται από ρεύματα της ίδιας φοράς έλκονται μεταξύ τους. Τα διαγράμματα δείχνουν πώς το μαγνητικό πεδίο  $B$  που δημιουργείται από το ρεύμα του κάτω αγωγού ασκεί την δύναμη  $F$  στον πάνω αγωγό.

Το μαγνητικό πεδίο του κάτω σύρματος ασκεί ελκτική δύναμη στο πάνω σύρμα. Παρομοίως το πάνω σύρμα έλκει το κάτω σύρμα.

Αν τα σύρματα έφεραν ρεύματα αντίθετων κατευθύνσεων, θα απωθούνταν μεταξύ τους.



Μαγνητική δύναμη ανά μονάδα μήκους μεταξύ δύο παράλληλων ρευματοφόρων αγωγών μεγάλου μήκους

Μαγνητική σταθερά

Ρεύμα στον πρώτο αγωγό

Ρεύμα στον δεύτερο αγωγό

Απόσταση μεταξύ των αγωγών

$$\frac{F}{L} = \frac{\mu_0 I I'}{2\pi r} \quad (28.11)$$

Δύο παράλληλοι αγωγοί που διαρρέονται από ρεύματα της ίδιας φοράς έλκονται μεταξύ τους. Παράλληλοι αγωγοί που διαρρέονται από ρεύματα αντίθετης φοράς απωθούνται μεταξύ τους.

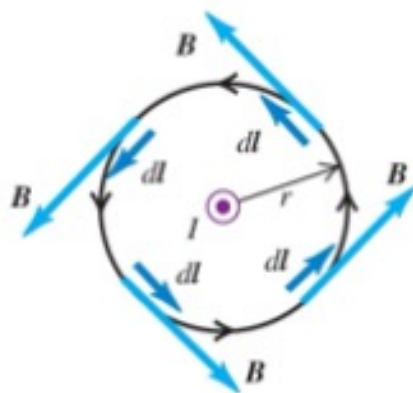
## Ο ΝΟΜΟΣ ΤΟΥ AMPERE

### Ο Νόμος του Ampere για Ευθύγραμμο Αγωγό Μεγάλου Μήκους

**28.16** Τρεις δρόμοι ολοκλήρωσης για το επικαμπύλιο ολοκλήρωμα του  $B$  στη γειτονία ενός ευθύγραμμου αγωγού μεγάλου μήκους φέροντος ρεύμα  $I$  με φορά προς τα έξω (πάνω από το επίπεδο της σελίδας προς τον αναγνώστη, όπως δηλώνει ο μικρός κύκλος με την κουκκίδα στο κέντρο). Διακρίνεται σε τερματική κάτοψη η εγκάρσια διατομή του αγωγού.

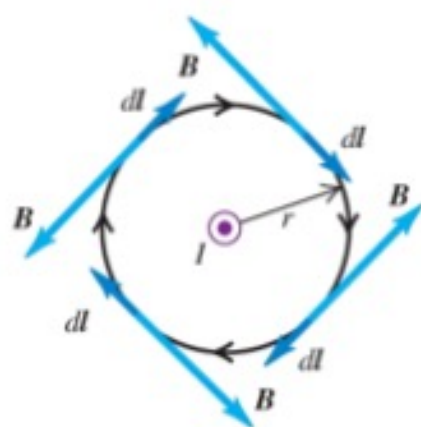
(a) Ο δρόμος ολοκλήρωσης είναι περιφέρεια κύκλου με κέντρο στον αγωγό· η ολοκλήρωση γίνεται κατά μήκος της περιφέρειας με φορά αντίθετη της φοράς των δεικτών του ρολογιού (αντιωρολογιακή φορά).

Αποτέλεσμα:  $\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 I$



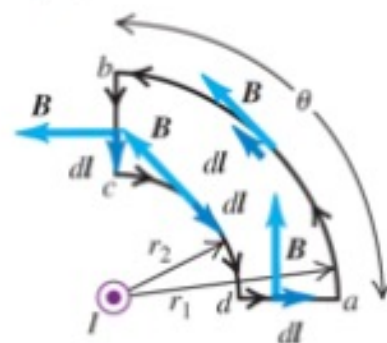
(b) Ίδιος δρόμος ολοκλήρωσης όπως στο (a), αλλά η ολοκλήρωση κατά μήκος της περιφέρειας γίνεται με φορά ίδια με τη φορά των δεικτών του ρολογιού (ωρολογιακή φορά).

Αποτέλεσμα:  $\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = -\mu_0 I$



(c) Ένας δρόμος ολοκλήρωσης που δεν περιβάλλει τον αγωγό.

Αποτέλεσμα:  $\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = 0$



$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \int B_{\parallel} dl = B \int dl = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} (2\pi r) = \mu_0 I$$

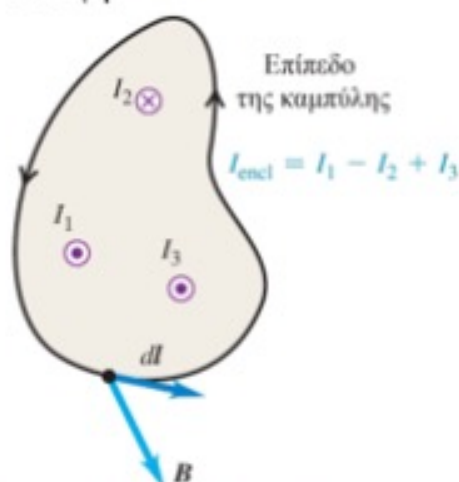
## Ο νόμος του Ampere: Γενική διατύπωση

28.18 Ο νόμος του Ampere.

Προοπτική (πλευρική) όψη



Κάτοψη



**Νόμος του Ampere:** Αν υπολογίσουμε το επικαμπύλιο ολοκλήρωμα του μαγνητικού πεδίου κατά μήκος μιας κλειστής καμπύλης, το αποτέλεσμα είναι ίσο με τη μαγνητική σταθερά  $\mu_0$  πολλαπλασιασμένη επί το συνολικό περικλειόμενο ρεύμα:  $\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 I_{encl}$ .

Επικαμπύλιο ολοκλήρωμα κατά μήκος ενός κλειστού δρόμου

Νόμος του Ampere:

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 I_{encl}$$

Μαγνητική σταθερά

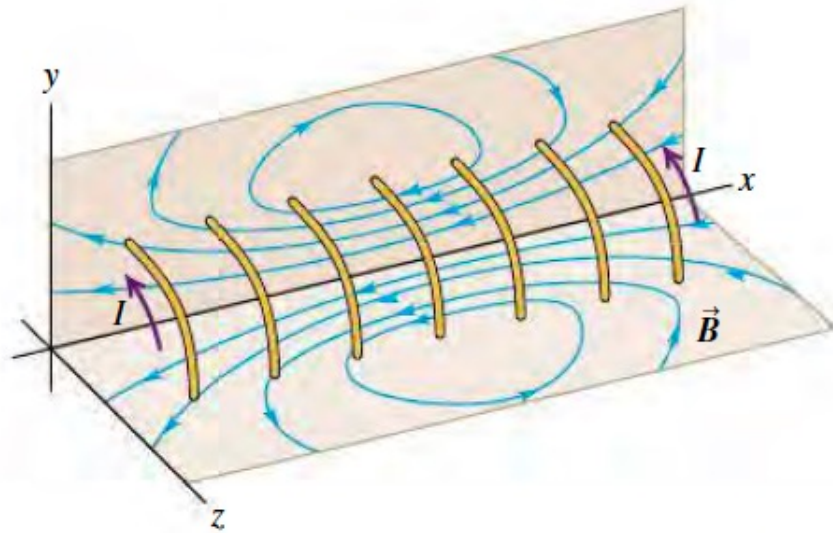
Συνολικό ρεύμα περικλειόμενο από τον δρόμο

(28.20)

Βαθμωτό (εσωτερικό) γινόμενο του μαγνητικού πεδίου επί το διάνυσμα που αντιστοιχεί στο στοιχειώδες τμήμα του δρόμου

# Το πεδίο σε ένα σωληνοειδές πηνίο

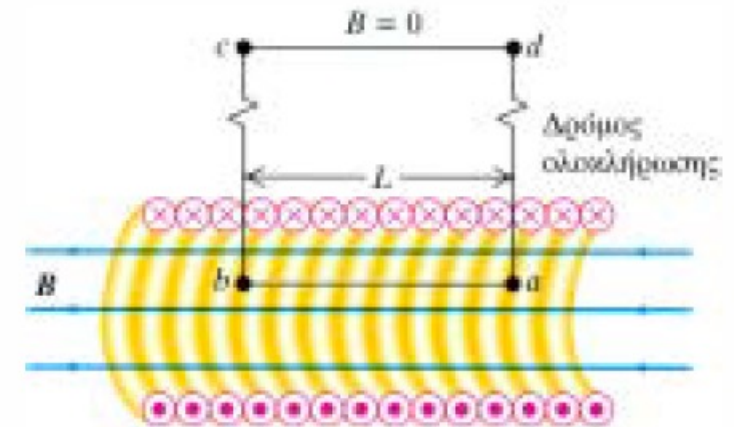
Αν το μήκος του σωληνοειδούς είναι μεγάλο σε σύγκριση με τη διάμετρο της διατομής του, το εσωτερικό πεδίο κοντά στο κέντρο είναι σχεδόν ομογενές σε όλη την έκταση της διατομής και παράλληλο στον άξονα, ενώ το εξωτερικό πεδίο κοντά στο κέντρο είναι πολύ μικρό.



Μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τον νόμο του Αμπέρτε για να βρούμε το πεδίο στο κέντρο και κοντά σε αυτό. Ως δρόμο ολοκλήρωσης επιλέγουμε το ορθογώνιο  $abcd$  του Σχ. 29-15. Η πλευρά  $ab$  μήκους  $L$  είναι παράλληλη προς τον άξονα του σωληνοειδούς. Οι πλευρές  $bc$  και  $da$  θεωρούνται ότι είναι μεγάλου μήκους, οπότε η πλευρά  $cd$  βρίσκεται μακριά από το σωληνοειδές, και το πεδίο κατά μήκος αυτής είναι αμελητέο.

Λόγω συμμετρίας, το πεδίο  $B$  κατά μήκος της πλευράς  $ab$  είναι παράλληλο σε αυτή και σταθερό, δηλαδή για την πλευρά  $ab$  ισχύει  $B_{\parallel} = B$  και

$$\int B \cdot dl = BL.$$



29-15 Εφαρμογή του νόμου του Αμπέρτε για τον καθορισμό του μαγνητικού πεδίου κοντά στο κέντρο σωληνοειδούς μεγάλου μήκους και πυκνής περιέλιξης.

Κατά μήκος των πλευρών  $bc$  και  $da$ , ισχύει  $B_{\parallel} = 0$  επειδή το πεδίο είναι κάθετο σε αυτές. Κατά μήκος της πλευράς  $cd$   $B_{\parallel} = 0$  επειδή  $B = 0$ . Επομένως το ολοκλήρωμα  $\oint B \cdot dl$  κατά μήκος μιας πλήρους κλειστής διαδρομής καταλήγει να είναι ίσο με  $BL$ .

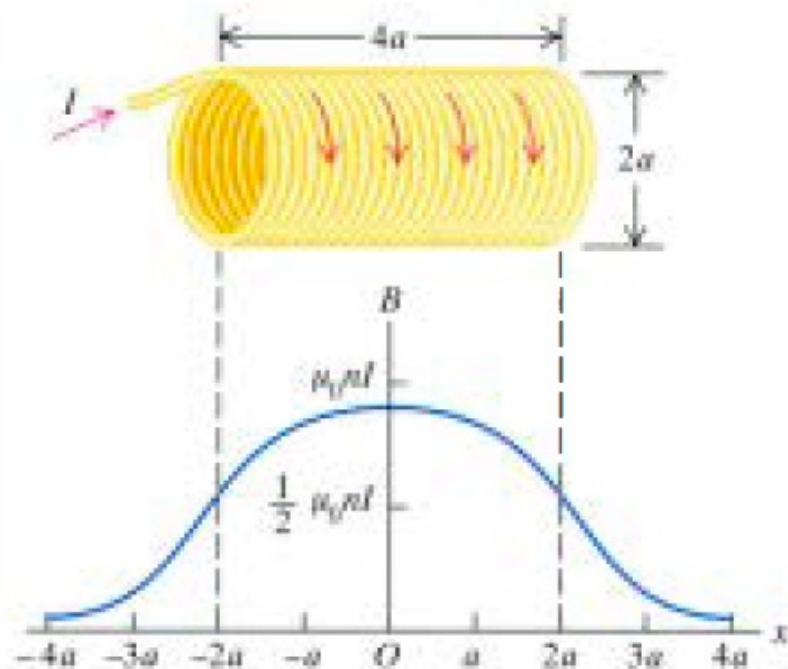
Έστω ότι η περιέλιξη περιέχει  $n$  σπείρες ανά μονάδα μήκους. Ο συνολικός αριθμός σπειρών σε μήκος  $L$  είναι τότε  $nL$ . Καθεμιά από αυτές περνά μέσα από το ορθογώνιο  $abcd$  μία φορά και διαρρέεται από ρεύμα  $I$ , όπου  $I$  είναι το ρεύμα στις σπείρες. Άρα το ολικό ρεύμα που περικλείεται από το ορθογώνιο είναι  $I_{\text{encl}} = nLI$ . Από τον νόμο του Ampère έχουμε,

$$BL = \mu_0 nLI,$$

$$B = \mu_0 nI \quad (\text{για σωληνοειδές}). \quad (29-21)$$

Δεδομένου ότι η πλευρά  $ab$  δεν συμπίπτει αναγκαστικά με τον άξονα του σωληνοειδούς, ο παραπάνω υπολογισμός αποδεικνύει ότι το πεδίο στο κέντρο είναι ομογενές σε όλη την έκταση της διατομής.

Για σημεία πάνω στον άξονα, το πεδίο παίρνει τη μεγαλύτερή του τιμή στο κέντρο του σωληνοειδούς και μειώνεται κοντά στα άκρα. Για σωληνοειδή μεγάλου μήκους σε σύγκριση με τη διάμετρό τους, το μέτρο του πεδίου στα άκρα είναι ακριβώς ίσο με το μισό εκείνου στο κέντρο. Για ένα σωληνοειδές μικρού μήκους και μεγάλης διαμέτρου η πιο πάνω σχέση είναι περισσότερο πολύπλοκη. Το Σχ. 29-16 δείχνει τη γραφική παράσταση του  $B$  συναρτήσει του  $x$  πάνω στον άξονα ενός σωληνοειδούς μικρού μήκους.



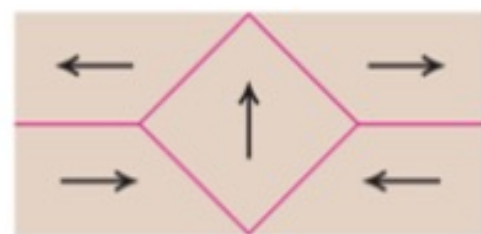
**29-16** Το μέτρο του μαγνητικού πεδίου πάνω σε σημεία του άξονα ενός σωληνοειδούς που το μήκος του είναι  $4a$ , δηλαδή τετραπλάσιο της ακτίνας του  $a$ . Η τιμή του μέτρου στα άκρα είναι περίπου η μισή εκείνης στο κέντρο.

## Σιδηρομαγνητισμός

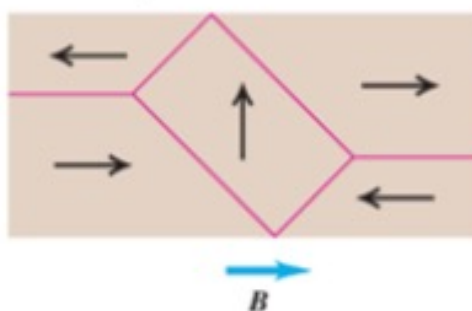
Υπάρχει μια τρίτη κατηγορία υλικών, τα **σιδηρομαγνητικά** υλικά, στην οποία συγκαταλέγονται ο σίδηρος, το νικέλιο, το κοβάλτιο και πολλά κράματα που περιέχουν αυτά τα στοιχεία. Σε αυτά τα υλικά, υπάρχουν δυνατές αλληλεπιδράσεις μεταξύ των ατομικών μαγνητικών ροπών που επιτρέπουν σε αυτές να ευθυγραμμίζονται παράλληλα μεταξύ τους σε τοπικές ενότητες, που ονομάζονται **μαγνητικές περιοχές**, ακόμη και χωρίς την παρουσία εξωτερικών πεδίων. Το Σχ. 28.27 δείχνει ένα παράδειγμα της δομικής σύστασης των μαγνητικών αυτών περιοχών. Μέσα σε κάθε περιοχή σχεδόν όλες οι ατομικές μαγνητικές ροπές είναι μεταξύ τους παράλληλες.

**28.27** Σε αυτό το σχέδιο, που προέρχεται από μεγεθυμένη φωτογραφία, τα βέλη δείχνουν τις κατευθύνσεις μαγνήτισης ενός μονοκρυσταλλού νικελίου. Η έκταση των περιοχών με κατεύθυνση μαγνήτισης παράλληλη προς την κατεύθυνση του πεδίου μεγαλώνει αυξανόμενου του πεδίου.

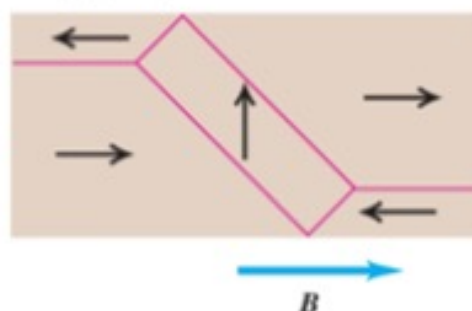
(a) Χωρίς πεδίο



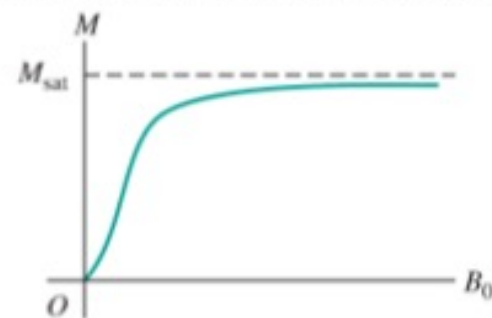
(b) Ασθενές πεδίο



(c) Ισχυρότερο πεδίο



**28.28** Η καμπύλη μαγνήτισης ενός σιδηρομαγνητικού υλικού. Η μαγνήτιση  $M$  πλησιάζει την τιμή κόρου  $M_{\text{sat}}$  καθώς το μαγνητικό πεδίο  $B_0$  (το οποίο οφείλεται σε εξωτερικά ρεύματα) καθίσταται ισχυρό.



## Βρόχοι υστέρησης

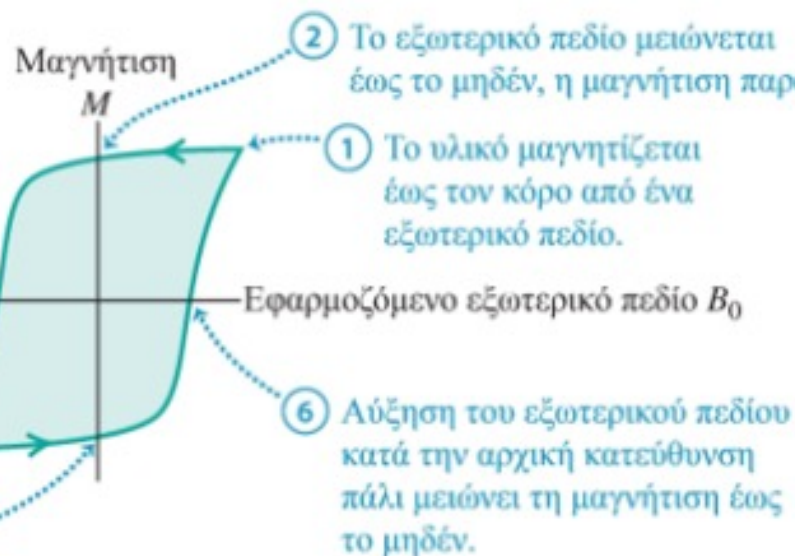
**28.29** Βρόχοι υστέρησης. Τα υλικά των περιπτώσεων (a) και (b) παραμένουν ισχυρά μαγνητισμένα όταν μηδενίζεται το  $B_0$ . Δεδομένου ότι το υλικό (a) είναι επίσης δύσκολο να απομαγνητιστεί, είναι καλή επιλογή υλικού για την κατασκευή μόνιμων μαγνητών. Επειδή το (b) μαγνητίζεται και απομαγνητίζεται πιο εύκολα, μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως υλικό για μνήμες υπολογιστών. Το υλικό (c) είναι χρήσιμο για μετασχηματιστές και για άλλες διατάξεις εναλλασσόμενου ρεύματος όπου επιτυγχάνεται η βέλτιστη απόδοση αν η υστέρηση είναι μηδενική.

(a)

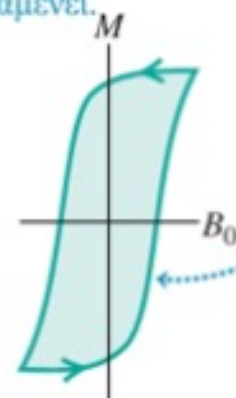
③ Απαιτείται ένα ισχυρό εξωτερικό πεδίο στην ανάστροφη κατεύθυνση, ώστε να επιτευχθεί μηδενισμός της μαγνήτισης.

④ Περαιτέρω αύξηση του ανάστροφου εξωτερικού πεδίου προσδίδει στο υλικό μαγνήτιση προς την ανάστροφη κατεύθυνση.

⑤ Η (ανάστροφη) μαγνήτιση παραμένει αν μειωθεί έως το μηδέν το εξωτερικό πεδίο.



(b)



Αυτά τα υλικά μπορούν να μαγνητιστούν έως τον κόρο και να απομαγνητιστούν από ασθενέστερα εξωτερικά πεδία απ' ό,τι το υλικό του (a) μέρους.

(c)

