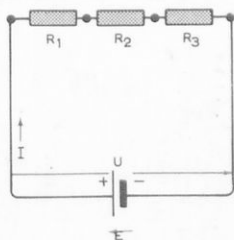


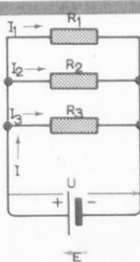
ΗΛΕΚΤΡΟΤΕΧΝΙΑ

Γεωργίου Κ. Κοκκινάκη
ΚΑΘΗΓΗΤΟΥ ΠΑΝ/ΜΙΟΥ ΠΑΤΡΩΝ

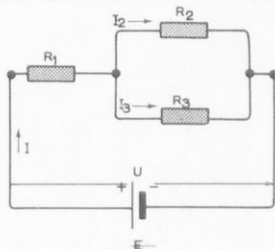
Γεωργίου Ίωάν. Καρύδη
ΔΙΠΛ. ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΟΥ ΜΗΧΑΝΙΚΟΥ



Συνδεσμολογία σε σειρά



Συνδεσμολογία παράλληλη



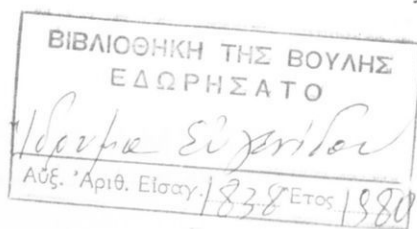
Συνδεσμολογία μικτή



1954

ΙΔΡΥΜΑ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ
ΧΡΥΣΟΥΝ ΜΕΤΑΛΛΙΟΝ ΑΚΑΔΗΜΙΑΣ ΑΘΗΝΩΝ







Β' ΤΑΞΗ ΤΕΧΝΙΚΟΥ ΛΥΚΕΙΟΥ

ΗΛΕΚΤΡΟΤΕΧΝΙΑ

ΤΕΥΧΟΣ Α'

ΓΕΩΡΓΙΟΥ ΚΩΝ/ΝΟΥ ΚΟΚΚΙΝΑΚΗ
ΤΑΚΤΙΚΟΥ ΚΑΘΗΓΗΤΟΥ ΠΑΝ/ΜΙΟΥ ΠΑΤΡΩΝ

ΓΕΩΡΓΙΟΥ ΙΩΑΝ. ΚΑΡΥΔΗ
ΔΠΛ. ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΟΥ ΜΗΧΑΝΙΚΟΥ

ΑΘΗΝΑ
1979

002
418
ΕΤ2Β
2140

ΑΙΝΧΝΤΟΥΤΣΕΝ

ΕΛΛΗΝΙΚΗ ΔΗΜΟΚΡΑΤΙΑ
ΥΠΟΥΡΓΕΙΟ ΠΑΙΔΕΙΑΣ, ΕΡΕΥΝΑΣ ΚΑΙ ΘΡΗΣΚΕΥΜΑΤΩΝ
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ ΚΑΙ ΕΚΔΟΣΕΩΝ
ΔΙΔΑΚΤΙΚΑ ΒΙΒΛΙΑ

ΠΡΟΛΟΓΟΣ ΙΔΡΥΜΑΤΟΣ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ

Ὁ Εὐγένιος Εὐγενίδης, ὁ ἰδρυτής καί χορηγός τοῦ « Ἰδρύματος Εὐγενίδου», πολὺ νωρὶς πρόβλεψε καί σχημάτισε τὴν πεποίθησιν ὅτι ἡ ἄρτια κατάρτιση τῶν τεχνικῶν μας, σέ συνδυασμὸ μὲ τὴν ἐθνικὴ ἀγωγὴ, θά ἦταν ἀναγκαῖος καί ἀποφασιστικός παράγοντας τῆς προόδου τοῦ ἔθνους μας.

Τὴν πεποίθησίν του αὐτὴ ὁ Εὐγενίδης ἐκδήλωσε μὲ τὴ γενναιοφρόνα πράξιν εὐεργεσίας, νά κληροδοτήσῃ σεβαστὸ ποσὸ γιὰ τὴ σύστασιν Ἰδρύματος πού θά εἶχε σκοπὸ νά συμβάλλῃ στὴν τεχνικὴ ἐκπαίδευσιν τῶν νέων τῆς Ἑλλάδος.

Ἔτσι τὸ Φεβρουάριον τοῦ 1956 συστήθηκε τὸ « Ἰδρυμα Εὐγενίδου», τοῦ ὁποίου τὴν διοίκησιν ἀνέλαβε ἡ ἀδελφὴ του κυρία Μαριάνθη Σίμου, σύμφωνα μὲ τὴν ἐπιθυμίαν τοῦ διαθέτη.

Ἀπὸ τὸ 1956 μέχρι σήμερα ἡ συμβολὴ τοῦ Ἰδρύματος στὴν τεχνικὴ ἐκπαίδευσιν πραγματοποιεῖται μὲ διάφορες δραστηριότητες. Ὅμως ἀπ' αὐτές ἡ σημαντικότερη, πού κρίθηκε ἀπὸ τὴν ἀρχὴ ὡς πρώτης ἀνάγκης, εἶναι ἡ ἐκδόσις βιβλίων γιὰ τοὺς μαθητὲς τῶν τεχνικῶν σχολῶν.

Μέχρι σήμερα ἐκδόθηκαν 150 τόμοι βιβλίων, πού ἔχουν διατεθεῖ σέ πολλὰ ἑκατομμύρια τεύχη, καί καλύπτουν ἀνάγκες τῶν Κατώτερων καί Μέσων Τεχνικῶν Σχολῶν τοῦ Ὑπ. Παιδείας, τῶν Σχολῶν τοῦ Ὁργανισμοῦ Ἀπασχολήσεως Ἑργατικοῦ Δυναμικοῦ (ΟΑΕΔ) καί τῶν Δημοσίων Σχολῶν Ἑμπορικοῦ Ναυτικοῦ.

Μοναδικὴ φροντίδα τοῦ Ἰδρύματος σ' αὐτὴ τὴν ἐκδοτικὴν του προσπάθειαν ἦταν καί εἶναι ἡ ποιότητα τῶν βιβλίων, ἀπὸ ἀποψη ὅχι μόνον ἐπιστημονικὴ, παιδαγωγικὴ καί γλωσσικὴ, ἀλλὰ καί ἀπὸ ἀποψη ἐμφανίσεως, ὥστε τὸ βιβλίον νά ἀγαπηθεῖ ἀπὸ τοὺς νέους.

Γιὰ τὴν ἐπιστημονικὴν καί παιδαγωγικὴν ποιότητα τῶν βιβλίων, τὰ κείμενα ὑποβάλλονται σέ πολλὰς ἐπεξεργασίας καί βελτιώνονται πρὶν ἀπὸ κάθε νέα ἐκδόσις.

Ἰδιαίτερη σημασίαν ἀπέδωσε τὸ Ἰδρυμα ἀπὸ τὴν ἀρχὴ στὴν ποιότητα τῶν βιβλίων ἀπὸ γλωσσικὴ ἀποψη, γιατί πιστεύει ὅτι καί τὰ τεχνικὰ βιβλία, ὅταν εἶναι γραμμένα σέ γλῶσσα ἄρτια καί ὁμοιόμορφη ἀλλὰ καί κατάλληλη γιὰ τὴ στάθμην τῶν μαθητῶν, μποροῦν νά συμβάλλουν στὴν γλωσσικὴ διαπαιδαγώγησιν τῶν μαθητῶν.

Ἔτσι μὲ ἀπόφασιν πού πάρθηκε ἤδη ἀπὸ τὸ 1956 ὅλα τὰ βιβλία τῆς Βιβλιοθήκης τοῦ Τεχνίτη, δηλαδὴ τὰ βιβλία γιὰ τίς Κατώτερες Τεχνικὲς Σχολές, ὅπως ἀργότερα καί γιὰ τίς Σχολές τοῦ ΟΑΕΔ, εἶναι γραμμένα σέ γλῶσσα δημοτικὴ μὲ βάση τὴν γραμματικὴν τοῦ Τριανταφυλλίδη, ἐνῶ ὅλα τὰ ἄλλα βιβλία εἶναι γραμμένα στὴν ἀπλὴ καθαρεύουσα. Ἡ γλωσσικὴ ἐπεξεργασία τῶν βιβλίων γίνεται ἀπὸ φιλόλογους τοῦ Ἰδρύματος καί ἔτσι ἐξασφαλίζεται ἡ ἐνιαίαν σύνταξιν καί ὁρολογίαν καθέ κατηγορίας βιβλίων.

Ἡ ποιότητα τοῦ χαρτιοῦ, τὸ εἶδος τῶν τυπογραφικῶν στοιχείων, τὰ σωστά σχήματα καὶ ἡ καλαίσθητη σελιδοποίηση, τὸ ἐξώφυλλο καὶ τὸ μέγεθος τοῦ βιβλίου περιλαμβάνονται καὶ αὐτὰ στὶς φροντίδες τοῦ Ἰδρύματος.

Τὸ Ἰδρυμα θεώρησε ὅτι εἶναι ὑποχρέωσή του, σύμφωνα μὲ τὸ πνεῦμα τοῦ ἱδρυτῆ του, νὰ θέσει στὴν διάθεση τοῦ Κράτους ὅλη αὐτὴ τὴν πείρα του τῶν 20 ἐτῶν, ἀναλαμβάνοντας τὴν ἐκδοση τῶν βιβλίων καὶ γιὰ τὶς νέες Τεχνικὲς καὶ Ἑπαγγελματικές Σχολές καὶ τὰ νέα Τεχνικά καὶ Ἑπαγγελματικά Λύκεια, σύμφωνα μὲ τὰ Ἀναλυτικὰ Προγράμματα τοῦ Κ.Ε.Μ.Ε.

Τὰ χρονικὰ περιθώρια γι' αὐτὴ τὴν νέα ἐκδοτικὴ προσπάθεια ἦταν πολὺ περιορισμένα καὶ ἴσως γι' αὐτὸ, ἰδίως τὰ πρῶτα βιβλία αὐτῆς τῆς σειρᾶς, νὰ παρουσιάσουν ἀτέλειες στὴ συγγραφή ἢ στὴν ἐκτύπωση, ποὺ θὰ διορθωθοῦν στὴ νέα τους ἐκδοση. Γι' αὐτὸ τὸ σκοπὸ ἐπικαλούμαστε τὴν βοήθεια ὧν ὅσων θὰ χρησιμοποιοῦν τὰ βιβλία, ὥστε νὰ μᾶς γνωστοποιήσουν κάθε παρατήρησή τους γιὰ νὰ συμβάλλουν καὶ αὐτοὶ στὴ βελτίωση τῶν βιβλίων.

ΕΠΙΤΡΟΠΗ ΕΚΔΟΣΕΩΝ ΙΔΡΥΜΑΤΟΣ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ

Ἀλέξανδρος Ι. Παπῆς, Ὁμ. Καθηγητὴς ΕΜΠ, Πρόεδρος.

Χρυσόστομος Φ. Καβουνίδης, Διπλ. Μηχ.-Ἡλ. ΕΜΠ, Ἀντιπρόεδρος.

Μιχαὴλ Γ. Ἀγγελόπουλος, Τακτικὸς Καθηγητὴς ΕΜΠ, Διοικητὴς ΔΕΗ.

Παναγιώτης Χατζηιωάννου, Μηχ.-Ἡλ. ΕΜΠ, Γεν. Δ/ντὴς Ἑπαγ/κῆς Ἑκπ. Ὑπ. Παιδείας.

Ἐπιστημ. Σύμβουλος, Γ. Ροῦσσος, Χημ.-Μηχ. ΕΜΠ.

Σύμβουλος ἐπὶ τῶν ἐκδόσεων τοῦ Ἰδρύματος **Κ.Α. Μανάφης**, Καθηγητὴς Φιλοσοφικῆς Σχολῆς Παν/μίου Ἀθηνῶν.

Γραμματεὺς, **Δ.Π. Μεγαρίτης**.

Διατελέσαντα μέλη ἢ σύμβουλοι τῆς Ἐπιτροπῆς

Γεώργιος Κακριδὴς † (1955 — 1959) Καθηγητὴς ΕΜΠ. Ἀγγελος Καλογεράς † (1957 — 1970)

Καθηγητὴς ΕΜΠ, Δημήτριος Νιάνις (1957 — 1965) Καθηγητὴς ΕΜΠ, Μιχαὴλ Σπετσιέρης

(1956 — 1959), Νικόλαος Βασιλῶτης (1960 — 1967) Θεόδωρος Κουζέλης (1968 — 1976)

Μηχ.-Ἡλ. ΕΜΠ.

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Το βιβλίο αυτό γράφτηκε σύμφωνα με την όλη πού καθόρισε το Υπουργείο Παιδείας για τη διδασκαλία του μαθηµατος της Ήλεκτροτεχνίας στη Β' τάξη των Τεχνικών και Επαγγελµατικών Λυκείων. Η όλη αυτή ξεκινά από τις πολύ βασικές έννοιες του Ήλεκτρισµού (τί είναι ρεύµα, τάση, αντίσταση, κλπ), περνά από το συνεχές ρεύµα, το µαγνητικό πεδίο, τους πυκνωτές, το µονοφασικό και τριφασικό εναλλασσόµενο ρεύµα και καταλήγει σε ειδικά θέµατα Ήλεκτροτεχνίας. Σκοπός της είναι να δώσει στο µαθητή του Τεχνικού Λυκείου τις απαραίτητες ηλεκτροτεχνικές γνώσεις για την παρακολούθηση άλλων πύ ειδικευµένων µαθηµάτων και βέβαια τις γνώσεις πού θά του χρειασθούν κατόπιν στην άσκηση του επαγγέλµατός του. Ακόµα έχει σαν σκοπό να δώσει γερές βάσεις Ήλεκτροτεχνίας σε όσους θά ακολουθήσουν ανώτερες και ανώτατες σπουδές.

Από την όλη πού αναφέρθηκε, ο µαθητής του Β' Τεχνικού Λυκείου έχει ήδη όρισµένες γνώσεις, πού αποκόµισε από τη διδασκαλία των µαθηµάτων «Φυσική Πειραµατική» της Γ' Γυµνασίου, «Ήλεκτρικές Εφαρµογές» της Α' Τεχνικού και Επαγγελµατικού Λυκείου, κ.ά. Οί γνώσεις αυτές επαναλαµβάνονται εδώ αλλά πύ συνοπτικά, ώστε ο µαθητής να έχει ολοκληρωµένη την απαραίτητη όλη της Ήλεκτροτεχνίας σε ένα βιβλίο και να µήν χρειάζεται να ανατρέχει σε άλλες πηγές.

Ιδιαίτερη προσπάθεια καταβλήθηκε στο να γίνουν τα διάφορα αντικειµένα όσο το δυνατόν πύ απλά και καταληπτά, χωρίς φυσικά να ζηµιωθεί η όρθότητα τους, και ακόµα στο να παρουσιαστούν µε τον τρόπο πού ενδιαφέρει ένα Τεχνικό - Ήλεκτρολόγο. Έτσι η περιγραφή και έρµηνεια των διαφόρων φαινοµένων δέν είναι εδώ αυτοσκοπός όπως στη διδασκαλία του Ήλεκτρισµού και Μαγνητισµού στη Φυσική, αλλά τό µέσο για να φθάσει ο µαθητής σύντοµα και µε τα απαραίτητα εφόδια στις πρακτικές εφαρµογές.

Οί γνώσεις πού προαπαιτούνται για την ανάγνωση του βιβλίου αυτό έχουν ήδη διδαχθεί στα πλαίσια των µαθηµάτων «Μαθηµατικά» και «Φυσική» του Γυµνασίου και της Α' τάξεως του Τεχνικού και Επαγγελµατικού Λυκείου. Ιδιαίτερα είναι απαραίτητα στοιχεία διανοµατικού λογισµού και στοιχεία µγαδικού λογισµού. Ο µαθητής θά διαπιστώσει επίσης ότι χρησιµοποιούνται στοιχειώδη διαφορικά και ολοκληρώµατα. Οί έννοιες του διαφορικού και του ολοκληρώµατος έχουν ήδη δοθεί στην Α' τάξη του Τεχνικού και Επαγγελµατικού Λυκείου, ώστε δέν πρέπει να παρουσιασθεί κανονικά δυσκολία στην αντίµετώπισή τους εδώ. Παρ' όλα αυτά η κατανόηση των αντικειµένων πού περιγράφονται δέν στηρίζεται σε διαφορικά ή ολοκληρώµατα, πού µπορούν έτσι να παραλειφθούν σε περίπτωση πού οί µαθητές δέν θά έχουν τις απαιτούµενες έννοιες.

Τό βιβλίο αποτελείται από έξι µέρη πού έχουν χωρισθεί σε δύο τόµους. Ο πρώτος τόµος περιλαµβάνει τις πρώτες βασικές ηλεκτροτεχνικές γνώσεις, τό συνεχές ρεύµα και τό µαγνητικό πεδίο, ο δεύτερος τόµος τους πυκνωτές, τό εναλλασσόµενο ρεύµα και ειδικά θέµατα (άνορθωτές, θερµοστοιχεία).

Για εξάσκηση στη χρησιµοποίηση των τύπων και των µονάδων και για να αποκτήσει ο µαθητής αντίληψη της τάξεως µεγέθους των διαφόρων ηλεκτροτεχνικών µεγεθών σε πρακτικές περιπτώσεις, δίνονται στο τέλος κάθε παραγράφου αριθµητικές εφαρµογές. Επίσης στο τέλος κάθε τόµου υπάρχει σε παράρτηµα συλλογή ασκήσεων πύς λύση από τους µαθητές. Σε κάθε άσκηση δίνεται τό αποτέλεσµα για να µπορεί να ελεγχθεί η όρθότητα της λύσεως.

Αν ληρθεί υπ' όψη ο χρόνος πού γράφτηκε καί εκδόθηκε τό βιβλίο αυτό, θά πρέπει να υπάρχουν περιθώρια διορθώσεως τυπογραφικών κλπ. λαθών, όπως και βελτιώσεων στην παρουσίαση της όλης. Έτσι είναι εύπρόσδεκτη κάθε υπόδειξη πύς την κατεύθυνση αυτή, ώστε να ληρθεί υπ' όψη σε επόµενη έκδοση.

Αθήνα, Νοέµβριος 1978

Οί συγγραφείς

ΠΡΩΤΟ ΜΕΡΟΣ

ΟΙ ΠΡΩΤΕΣ ΒΑΣΙΚΕΣ ΓΝΩΣΕΙΣ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΡΩΤΟ

ΗΛΕΚΤΡΙΚΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΤΗΣ ΥΛΗΣ — ΗΛΕΚΤΡΙΚΟ ΦΟΡΤΙΟ Ο ΝΟΜΟΣ ΤΟΥ COULOMB

1.1 Οί ηλεκτρικές ιδιότητες της ύλης και τό ηλεκτρικό φορτίο.

Οί πρώτες παρατηρήσεις επάνω στίς δράσεις του ηλεκτρισμού έγιναν στην αρχαία Ελλάδα. Γύρω στά 600 π.Χ. ό Θαλής ό Μιλήσιος παρατήρησε ότι τό **ήλεκτρο** (κεχριμπάρι), όταν τριφθεί σέ ένα στεγνό υφασμα, αποκτά την ικανότητα νά έλκει διάφορα ελαφρά αντικείμενα, π.χ. πολύ μικρά κομμάτια ξύλου. Από τό ήλεκτρο δόθηκε στό φαινόμενο αυτό ή όνομασία **«ηλεκτρισμός»**.

Περισσότερες γνώσεις στό θέμα **ηλεκτρισμός** έδωσε ό Γάλλος Φυσικός C. Du Fay τό 1733, πού διέκρινε, ότι πρέπει νά υπάρχουν δύο είδη ηλεκτρισμού και ότι τά διάφορα σώματα μπορούν, ύστερα από τριβή, νά χωρισθούν σέ δύο ομάδες.

Γιά νά γίνουν κατανοητές οί παρατηρήσεις του Du Fay εξετάζομε δύο σώματα, ένα από κάθε ομάδα, σάν αντιπροσωπευτικές περιπτώσεις: τό **γυαλί** και τόν **έβονίτη** (καουτσούκ). Παρατηρούμε ότι όταν πλησιάσομε μεταξύ τους δύο κομμάτια γυαλιού, πού έχουν τριφθεί μέ στεγνό υφασμα ή άλλο κατάλληλο υλικό, **άπωθούνται**, όπως επίσης άπωθούνται και δύο κομμάτια έβονίτη. Αντίθετα, τό γυαλί και ό έβονίτης **έλκονται**.

Όσο περισσότερο τριφθούν τό γυαλί και ό έβονίτης, τόσο μεγαλύτερη είναι ή **ποσότητα ηλεκτρισμού** πού αποκτούν, τόσο μεγαλύτερες είναι οί δυνάμεις έλξεως ή άπωθήσεως, πού έξασκούνται άμοιβαία επάνω τους.

Ό ηλεκτρισμός, πού εμφανίζεται στό γυαλί ύστερα από τριβή όνομάζεται **θετικός**, ενώ ό ηλεκτρισμός του έβονίτη **άρνητικός**.

Η ποσότητα του ηλεκτρισμού ενός σώματος όνομάζεται **ηλεκτρικό φορτίο**.

Γενικά οί παρατηρήσεις του Du Fay συνοψίζονται στον παρακάτω βασικό νόμο:

Τά «όμώνυμα» ηλεκτρισμένα σώματα (αυτά πού έχουν μόνο θετικό ή μόνο άρνητικό ηλεκτρικό φορτίο) άπωθούνται, ενώ τά «ετερώνυμα» ηλεκτρισμένα σώματα (θετικά και άρνητικά φορτισμένα) έλκονται.

Λίγο πριν, από τον *Dufay*, το 1729, ο Άγγλος Φυσικός *S. Gray* είχε παρατηρήσει, ότι τα διάφορα σώματα μπορούν να χωρισθούν σε δύο μεγάλες κατηγορίες, σύμφωνα με την ηλεκτρική συμπεριφορά τους. Μία κατηγορία σωμάτων, π.χ. το γυαλί, ο έβονιτης κλπ., διατηρούνται σε ηλεκτρισμένη κατάσταση για μεγάλο χρονικό διάστημα, αντίθετα με την άλλη κατηγορία, π.χ. τα μέταλλα, που ο ηλεκτρισμός τους διαδίδεται άμεσα σε όλη την επιφάνειά τους. Τα σώματα της πρώτης κατηγορίας ονομάζονται **μονωτές** ή **μονωτικά** και της δεύτερης **άγωγοι**. Βέβαια, μεταξύ αυτών των όριακων περιπτώσεων (μονωτές-άγωγοι), υπάρχουν και ενδιάμεσες υποκατηγορίες, π.χ. λιγότερο καλοί άγωγοί, λιγότερο καλοί μονωτές κλπ.

Τα ηλεκτρικά φαινόμενα αποδόθηκαν αρχικά σε κάποιο **ρευστό** με διάφορες ιδιότητες, το οποίο βρίσκεται σε όλα τα σώματα, περισσότερο στα θετικά φορτισμένα και λιγότερο στα αρνητικά, ώστε να μπορεί να ρέει από το ένα σώμα στο άλλο. Η θεωρία όμως αυτή, όπως και άλλες ανάλογες, δεν μπόρεσε να επαληθευθεί πειραματικά.

Η έρμηνεία των φαινομένων του ηλεκτρισμού στηρίζεται σήμερα στις γνώσεις, που αποκτήθηκαν από τις αρχές του 20ου αιώνα, σχετικά με τη συγκρότηση της ύλης. Όπως ξέρομε, όλα τα σώματα — στερεά, υγρά και αέρια — αποτελούνται από μόρια και άτομα.

Μόρια είναι τα ελάχιστα τεμάχια της ύλης, που δεν μπορούν να χωρισθούν σε μικρότερα μέρη με μηχανικά μέσα και διατηρούν όλες τις ιδιότητες του σώματος, από το οποίο προέρχονται. Τα μόρια είναι δυνατό να διαχωρισθούν με χημικά μέσα σε μικρότερα μέρη που ονομάζονται **άτομα**.

Κάθε άτομο είναι ένα σύνθετο σύνολο, που αποτελείται από πολλά μικρότερα σωματίδια. Τα κυριότερα από αυτά είναι:

α) τα ηλεκτρόνια, β) τα πρωτόνια και γ) τα νετρόνια, που ονομάζονται και ουδετερόνια.

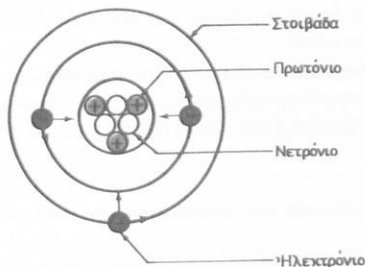
Με πειράματα, αποδείχθηκε ότι τα ηλεκτρόνια όλων των σωμάτων είναι όμοια μεταξύ τους και ότι είναι **αρνητικά ηλεκτρισμένα**, δηλαδή έχουν ηλεκτρισμό όμοιο με τον ηλεκτρισμό του έβονιτη. Ακόμα, διαπιστώθηκε ότι η ποσότητα του ηλεκτρισμού ενός ηλεκτρονίου είναι σταθερή και η μικρότερη, που μπορεί να μετρηθεί στη φύση. Την ποσότητα αυτή, που δεν μπορεί να χωρισθεί σε μικρότερα τμήματα ονομάζουμε **θεμελιακό ηλεκτρικό φορτίο** και τη χαρακτηρίζουμε με το σύμβολο *e*. Οποιοδήποτε ηλεκτρικό φορτίο είναι πολλαπλάσιο του *e*.

Το ηλεκτρόνιο μπορούμε να το φαντασθούμε, σε πολύ χονδρική προσέγγιση, σαν μικρότατο ηλεκτρισμένο σφαιρίδιο με τις ίδιες πάντα διαστάσεις, την ίδια μάζα και το ίδιο φορτίο. (Η μάζα του ηλεκτρονίου είναι ισοδύναμη με $9,1 \cdot 10^{-31}$ kg, ενώ η διάμετρός του, αν θεωρηθεί σφαιρίδιο, είναι της τάξεως των $4 \cdot 10^{-15}$ m).

Τη θέση των ηλεκτρονίων και των άλλων σωματιδίων στο άτομο μας δίνει ένα **μοντέλο του ατόμου**, που παρουσίασαν οι Φυσικοί *Bohr* και *Rutherford*,

στις αρχές του αιώνα μας.

Σύμφωνα με αυτό, το άτομο αποτελεί μικρογραφία ενός πλανητικού συστήματος (σχ. 1.1). Τα πρωτόνια και τα νετρόνια σχηματίζουν τον **πυρήνα** του ατόμου και βρίσκονται στο κέντρο του και σε μικρές μεταξύ τους αποστάσεις. Τα **ηλεκτρόνια** βρίσκονται σε πολύ μεγάλη, σχετικά με τις διαστάσεις τους, απόσταση από τον πυρήνα και περιστρέφονται σάν πλανήτες γύρω από αυτόν, επάνω σε καθορισμένες στρώσεις, που ονομάζονται **στοιβάδες**. Κάθε στοιβάδα μπορεί να περιλάβει όρισμένο αριθμό ηλεκτρονίων και χαρακτηρίζεται από την ενέργεια ενός ηλεκτρονίου, που κινείται επάνω σε αυτή.



Σχ. 1.1.

Τό **πρωτόνιο** είναι βαρύ σωματίο ύλης (περίπου 1830 φορές βαρύτερο από ένα ηλεκτρόνιο με όλική μάζα $1,67 \cdot 10^{-27}$ kg), που φέρει ποσότητα **θετικού ηλεκτρισμού** ίση και αντίθετη προς τό ηλεκτρικό φορτίο ενός ηλεκτρονίου. Όλα τά πρωτόνια, από οποιοδήποτε στοιχείο και αν προέρχονται είναι όμοια μεταξύ τους.

Τό **νετρόνιο** είναι και αυτό βαρύ σωματίο με μάζα ουσιαστικά ίση με του πρωτονίου, αλλά ηλεκτρικά ουδέτερο. Τό νετρόνιο, επομένως, προσθέτει βάρος στον πυρήνα, όχι όμως και ηλεκτρικό φορτίο.

Στή φυσική τους κατάσταση τά άτομα είναι ηλεκτρικά **ουδέτερα**, δηλαδή δέν εξασκούν δυνάμεις σε ηλεκτρικά φορτία. Αυτό σημαίνει ότι ό αριθμός των ηλεκτρονίων ενός ατόμου είναι ίσος με τον αριθμό των πρωτονίων, ώστε να εξουδετερώνονται τά φορτία τους.

Η φυσική ουδέτερη κατάσταση του ατόμου μπορεί να διαταραχθεί, όταν επιδράσει στο άτομο κάποια εξωτερική αίτια. Τέτοια αίτια μπορεί να είναι π.χ. ή σύγκρουση του ατόμου με άλλο σωματίδιο, προσβολή με φώς κλπ. Τό άτομο ανταλλάσσει τότε ένα ποσό ενέργειας και τό αποτέλεσμα είναι ή να χάσει ένα ή περισσότερα από τά ηλεκτρόνια του, ή να προσλάβει επί πλέον ηλεκτρόνια. Καί στίς δύο περιπτώσεις τό άτομο αποβάλλει την ουδέτερη κατάστασή του. Αν χάσει ηλεκτρόνια, εμφανίζεται **θετικά ηλεκτρισμένο**, ενώ αν προσλάβει, εμφανίζεται **αρνητικά ηλεκτρισμένο**. Τά ηλεκτρισμένα (θετικά ή αρνητικά) άτομα ονομάζονται **ίόντα**.

Με τη δομή του ατόμου, όπως την περιγράψαμε, εξηγείται ως εξής η εμφάνιση ηλεκτρισμού σε σώμα ύστερα από τριβή: Με την τριβή δύο διαφορετικών σωμάτων, π.χ. γυαλιού με μάλλινο ύφασμα, αποχωρίζονται ηλεκτρόνια από το ένα σώμα και πηγαίνουν στο άλλο, με αποτέλεσμα να δημιουργηθούν στο ένα σώμα θετικά ιόντα, δηλαδή **έλλειμμα ηλεκτρονίων**, και στο άλλο αρνητικά, δηλαδή **πλεόνασμα ηλεκτρονίων**. Έτσι, όταν αποχωρισθούν τα δύο σώματα, το ένα εμφανίζεται με θετικό φορτίο και το άλλο με αρνητικό. Το ποιο σώμα δίνει και ποιο παίρνει ηλεκτρόνια, εξαρτάται από τη φύση του σώματος.

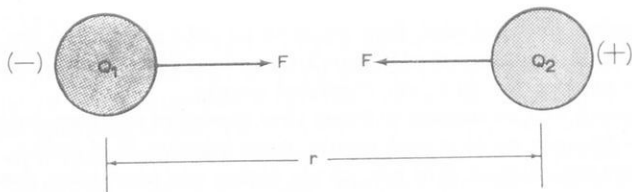
Γενικά, **ηλεκτρισμός εμφανίζεται, όταν διαχωρίσουμε με οποιοδήποτε τρόπο ετερόνυμα ηλεκτρικά φορτία, υπερνικώντας τις έλκτικές δυνάμεις που τα κρατούν ενωμένα, ώστε να δημιουργηθεί σε ένα σώμα έλλειψη ηλεκτρονίων και στο άλλο πλεόνασμα.**

Από όσα είπαμε, καθίσταται φανερό ότι ηλεκτρικά φορτία **δέν παράγονται** γιατί προϋπάρχουν στη φύση, μέσα στην ύλη. Οί δράσεις των φορτίων, δηλαδή του ηλεκτρισμού, εμφανίζονται, όταν διαχωρισθούν τα φορτία σε θετικά και αρνητικά.

1.2 Ο Νόμος του Coulomb και η διηλεκτρική σταθερά.

Το 1785 ο Γάλλος Φυσικός *C. Coulomb* διετύπωσε τον ποσοτικό νόμο του ηλεκτρισμού, δηλαδή προσδιόρισε το μέγεθος των ηλεκτρικών δυνάμεων (έλκτικών ή άπωθητικών), που αναπτύσσονται μεταξύ δύο ηλεκτρισμένων σωμάτων.

Ο *Coulomb* χρησιμοποίησε για το πείραμά του δύο ηλεκτρικά φορτισμένα σφαιρίδια με φορτία Q_1 και Q_2 εύρισκόμενα σε κάποια απόσταση r μεταξύ τους (σχ. 1.2).



Σχ. 1.2.

Το πείραμα του *Coulomb* απέδειξε ότι: το μέτρο F της αναπτυσσόμενης ηλεκτρικής δύναμεις μεταξύ των σφαιριδίων είναι ανάλογο προς τα ηλεκτρικά φορτία Q_1 και Q_2 και αντίστροφα ανάλογο προς το τετράγωνο της απόστασής τους r :

$$F = k \frac{Q_1 \cdot Q_2}{r^2} \quad (1.1)$$

όπου k είναι συντελεστής, που εξαρτάται από το υλικό μεταξύ των σφαιριδίων και από τις μονάδες των τριών μεγεθών F , Q και r .

Στήν Ήλεκτροτεχνία χρησιμοποιείται σήμερα αποκλειστικά το **διεθνές σύστημα μονάδων S.I., (Système International)**, που προτάθηκε από τον Ιταλό καθηγητή *G. Giorgi* το 1901 και καθιερώθηκε παγκόσμια το 1935. Το σύστημα αυτό περιλαμβάνει τρεις θεμελιώδεις μηχανικές μονάδες, το **μέτρο - mètre - (m)** για το μήκος, το **χιλιόγραμμα - kilogram - (kg)** για τη μάζα και το **δευτερόλεπτο - second - (sec ή s)** για το χρόνο, και μία θεμελιώδη ηλεκτρική μονάδα, το **άμπερ - Ampère - (A)** για την ένταση του ηλεκτρικού ρεύματος. **Τό σύστημα S.I.** ονομαζόταν παλαιότερα, σύστημα M.K.S.A. από τα αρχικά των τεσσάρων βασικών μονάδων του.

Στό σύστημα S.I. μονάδα δυνάμεως είναι το **νευτώνιο ή νιούτον - Newton - (N)**, που ισοδυναμεί με $1/9,81$ kp, δηλαδή με $1/9,81$ της έλκτικής δυνάμεως, που ασκεί η βαρύτητα της γης σε ένα kg. Μονάδα έργου είναι το **τζάουλ - Joule - (J)** και μονάδα ισχύος το **βάττ - Watt - (W)**. Με το σύστημα αυτό προκύπτουν σαν παράγωγες μονάδες όλες οι καθιερωμένες μονάδες της ηλεκτροτεχνίας, όπως θα γνωρίσουμε στη συνέχεια του βιβλίου δηλαδή το **κουλόμπ - Coulomb - (C)** για το ηλεκτρικό φορτίο, το **βόλτ - Volt - (V)** για την τάση, το **ώμ - Ohm - (Ω)** για την αντίσταση.

Με την εφαρμογή των πιο πάνω μονάδων στον τύπο (1.1), προσδιορίζεται η σταθερά k σε:

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon} \quad (1.2)$$

Το μέγεθος ϵ , που εμφανίζεται στον τύπο (1.2) ονομάζεται **διηλεκτρική σταθερά** και εξαρτάται από το παρεμβαλλόμενο μονωτικό υλικό μεταξύ των δύο σφαιριδίων. Γενικά, για κάθε μονωτικό υλικό ισχύει:

$$\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \quad (1.3)$$

όπου ϵ_0 είναι η διηλεκτρική σταθερά του κενού και με μεγάλη προσέγγιση του αέρα.

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \frac{C^2}{N \cdot m^2} \quad (1.4)$$

ϵ_r είναι η σχετική διηλεκτρική σταθερά που όριζε πόσες φορές η διηλεκτρική σταθερά ενός μονωτικού υλικού είναι μεγαλύτερη από τη διηλεκτρική σταθερά του κενού ϵ_0 .

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \quad (1.5)$$

Ένδεικτικά, παράθετομε στον πίνακα 1.2.1 τις τιμές της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς ϵ_r μερικών υλικών.

ΠΙΝΑΚΑΣ 1.2.1.

ϵ_r	Κενό - αέρας 1	Χαρτί - Παραφίνη 1,8 - 2,6	Πορσελάνη 4 - 7	Γυαλί 6 - 10
--------------	-------------------	-------------------------------	--------------------	-----------------

Αριθμητικό παράδειγμα.

Δίνονται δύο σφαιρίδια ηλεκτρικά φορτισμένα με $Q_1 = 1 \text{ C}$ και $Q_2 = 1 \text{ C}$ σε απόσταση $r = 1 \text{ m}$. Παρεμβλλόμενο μονωτικό είναι ο αέρας ($\epsilon_r = 1$). Νά εύρεθεί ή άναπτυσσόμενη δύναμη F σε N και kp .

Σημείωση. Δέν έχει σημασία, άν τά ηλεκτρικά φορτία είναι θετικά ή άρνητικά, γιατί οί έλκτικές δυνάμεις ή οί δυνάμεις άπωθήσεως είναι ίδιες.

Λύση.

$$F = \frac{Q_1 \cdot Q_2}{4\pi \cdot \epsilon \cdot r^2} = \frac{C^2}{4\pi \cdot \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \cdot \frac{C^2}{\text{N} \cdot \text{m}^2} \text{m}^2} = 9 \cdot 10^9 \text{ N}$$

$$F = 9 \cdot 10^9 \text{ N} \approx 9 \cdot 10^8 \text{ kp.}$$

Στό παραπάνω παράδειγμα, άν ή απόσταση $r = 1000 \text{ m}$, τότε ή δύναμη $F = 900 \text{ kp}$.

Άπό τό παράδειγμα αυτό, γίνεται άντιληπτό ότι ή μονάδα C είναι τεράστια, έφ' όσον, άκόμη και σε απόσταση 1 km , δύο σώματα με φορτίο 1 C έλκονται ή άπωθούνται με δύναμη 900 kp . Για τό λόγο αυτό, χρησιμοποιούνται στην πράξη ύποπολλαπλάσια της μονάδας C και συνήθως τό **μικροκουλόμπ (μC)**, δηλαδή τό έκατομμυριοστό του C .

$$1 \mu\text{C} = 10^{-6} \text{ C} \quad (1.6)$$

Τό φορτίο ενός ηλεκτρονίου είναι:

$$q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C} = 1,6 \cdot 10^{-13} \mu\text{C} \quad (1.7)$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΥΤΕΡΟ

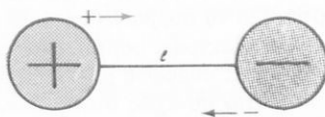
ΠΕΥΜΑ — ΕΝΤΑΣΗ

2.1 Ἡ κίνηση τῶν ἡλεκτρικῶν φορτίων.

Γιά νά διαπιστώσουμε τήν κίνηση τῶν ἡλεκτρικῶν φορτίων ἢ τήν *ἡλεκτρική ροή*, ὅπως ὀνομάζεται ἡ κίνηση αὐτή, ἐκτελοῦμε τό παρακάτω πείραμα: Παίρνομε δύο μεταλλικές σφαῖρες μέ τό ἴδιο ἡλεκτρικό φορτίο Q , ἀλλά φορτισμένες τή μία θετικά καί τήν ἄλλη ἀρνητικά καί τίς τοποθετοῦμε σέ κάποια ἀπόσταση μεταξύ τους (σχ. 2.1α).



Σχ. 2.1α.



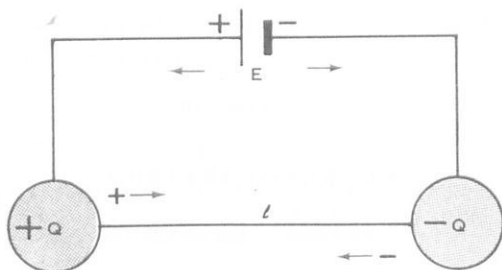
Σχ. 2.1β.

Με κατάλληλο ὄργανο ἐλέγχουμε τό φορτίο κάθε σφαῖρας καί, μέ διαδοχικές μετρήσεις παρατηροῦμε ὅτι τά φορτία στίς σφαῖρες μένουν ἀμετάβλητα, ὅσο οἱ σφαῖρες βρίσκονται μακριά ἢ μία ἀπό τήν ἄλλη. Ἄν τίς ἐνώσουμε ὁμως μέ ἓνα μεταλλικό σύρμα I (σχ. 2.1β), θά παρατηρήσουμε, ὅτι, μέσα σέ ἐλάχιστο χρονικό διάστημα, οἱ σφαῖρες χάνουν τό φορτίο τους καί ὁλόκληρο τό παραπάνω σύστημα φθάνει σέ κατάσταση ἰσορροπίας, δηλαδή σέ οὐδέτερη ἡλεκτρικά κατάσταση.

Γιά νά ἐρμηνεύσουμε τό φαινόμενο αὐτό, πρέπει νά παραδεχθοῦμε ὅτι τά ἡλεκτρικά φορτία *κινήθηκαν* μέσα ἀπό τό ἀγωγίμο σύρμα, ἢ τά θετικά πρὸς τά ἀρνητικά, ἢ τά ἀρνητικά πρὸς τά θετικά, ἢ συγχρόνως καί τά δύο, ὥστε μετά τήν ἰσορρόπηση τοῦ συστήματος, νά ὑπάρχει ἐπάνω σέ κάθε σφαῖρα ἡ ἴδια ποσότητα θετικῶν καί ἀρνητικῶν φορτίων.

Μία *συνεχὴ κίνηση* τῶν ἡλεκτρικῶν φορτίων μποροῦμε νά ἐπιτύχομε, ἂν συνδέσουμε τίς δύο σφαῖρες τοῦ σχήματος 2.1β μέ μιὰ ἡλεκτρική πηγή E συνεχοῦς ρεύματος (σχ. 2.1γ).

Ἡλεκτρική πηγή συνεχοῦς ρεύματος εἶναι μιὰ συσκευή ἢ μηχανή, ἡ ὁποία εἶναι σέ θέση νά διατηρεῖ δύο ἀγωγούς, πού ὀνομάζονται «πόλοι» τῆς πηγῆς, συνεχῶς φορτισμένους μέ ἀντίθετα ἡλεκτρικά φορτία. Ὁ θετικά φορτισμένος ἀγω-



Σχ. 2.1γ.

γός ονομάζεται **θετικός πόλος** και συμβολίζεται με $+$, ενώ ο αρνητικά φορτισμένος αγωγός ονομάζεται **αρνητικός πόλος** και συμβολίζεται με $-$.

Αν οι δύο πόλοι της πηγής έχουν ίσα ηλεκτρικά φορτία με τις σφαίρες και συνδεθούν με αυτές, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.1γ, παρατηρούμε, ότι αν και υφίσταται η αγωγίμη σύνδεση l οι δύο σφαίρες διατηρούν τα ηλεκτρικά τους φορτία. Για να συμβαίνει αυτό, θα πρέπει η ηλεκτρική πηγή E να προμηθεύει συνέχεια ηλεκτρικά φορτία, ώστε να αναπληρώνει αυτά που ανταλλάσσουν οι δύο σφαίρες, σύμφωνα με όσα παραπάνω περιγράψαμε. Άρα ηλεκτρικά φορτία **κινούνται** συνεχώς στους αγωγούς.

Ποιά ακριβώς φορτία κινούνται στις δύο περιπτώσεις και σε ποιά κατεύθυνση θα γνωρίσουμε στην επόμενη παράγραφο.

2.2 Τό ηλεκτρικό ρεύμα.

Για να κατανοήσουμε το μηχανισμό της ηλεκτρικής ροής στις διατάξεις που περιγράψαμε προηγουμένως, ανατρέχουμε στα όσα αναφέραμε στην παράγραφο 1.1 για τη συγκρότηση της ύλης.

Ένα μεταλλικό σώμα, π.χ. ένα σύρμα, αποτελείται από ένα μεγάλο πλήθος **ατόμων**. Τα άτομα των μετάλλων περιλαμβάνουν στην εξωτερική ηλεκτρονική στοιβάδα τους ένα μικρό σχετικά αριθμό **ηλεκτρονίων**. Τα ηλεκτρόνια αυτά είναι χαλαρά συνδεδεμένα με τους πυρήνες των ατόμων του μετάλλου, και πολύ εύκολα, άκόμα και με μόνη την επίδραση των γειτονικών τους ατόμων, αποσυνδέονται από τα άτομά τους. Δημιουργείται έτσι μέσα στη μάζα του μετάλλου ένα πλήθος ηλεκτρονίων (ονομάζεται και νέφος ηλεκτρονίων), που δεν ανήκουν σε συγκεκριμένα άτομα, αλλά περιπλανώνται άκατάστατα στα ενδιάμεσα κενά των ατόμων του. Αυτά τα ηλεκτρόνια τα ονομάζουμε **ελεύθερα ηλεκτρόνια ή ηλεκτρόνια αγωγιμότητας**.

Ας υποθέσουμε τώρα ότι τα άκρα του σύρματος συνδέονται στους πόλους μιάς ηλεκτρικής πηγής. Τότε το νέφος των ηλεκτρονίων απωθείται από τον αρνητικό πόλο της πηγής και έλκεται από το θετικό.

Μία τέτοια ομαδική και προσανατολισμένη κίνηση των ηλεκτρικών φορτίων μέσα σέ ένα σώμα, λέγεται «ηλεκτρικό ρεύμα».

Άρα, στη διάταξη του σχήματος 2.1γ, το ηλεκτρικό ρεύμα σχηματίζεται από **ηλεκτρόνια** που ρέουν από τον αρνητικό πόλο της πηγής προς το θετικό πόλο. Καί έπειδή ό αρνητικός πόλος συνεχώς τροφοδοτεί με ηλεκτρόνια τούς άγωγούς θά πρέπει ή πηγή νά μεταφέρει στό έσωτερικό της ίσο άριθμό ηλεκτρονίων από τό θετικό πόλο στόν αρνητικό. Έτσι, τό ηλεκτρικό ρεύμα ρέει συνεχώς σέ μιά κλειστή διαδρομή.

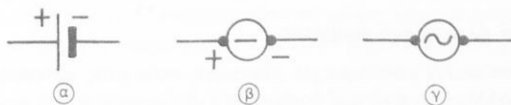
Ανάλογα, γίνεται φανερό, ότι στόν άγωγό *l* του σχήματος 2.1β κινήθηκαν **ηλεκτρόνια** από τή σφαίρα μέ τό αρνητικό φορτίο προς τή σφαίρα μέ τό θετικό, όσπου νά εξουδετερωθεί τό έλλειμμα τής σφαίρας αυτής.

Μία κλειστή διαδρομή από άγωγούς καί ηλεκτρική πηγή, όπως στό σχήμα 2.1γ, μέσα στην οποία μπορεί νά ρέει ρεύμα συνεχώς, ονομάζεται «κύκλωμα». Τό τμήμα του κυκλώματος έξω από τήν πηγή ονομάζεται **έξωτερικό κύκλωμα**, ένώ τό τμήμα μέσα στην πηγή **έσωτερικό κύκλωμα**. Τό έξωτερικό κύκλωμα περιλαμβάνει συνήθως, έκτός από τούς άγωγούς καί διάφορα έξαρτήματα, όπως **διακόπτες**, γιά τή διακοπή του ρεύματος, **ηλεκτρικές συσκευές (καταναλώσεις)**, στίς όποιες χρησιμοποιείται τό ρεύμα γιά τήν εκτέλεση όρισμένης εργασίας, **όργανα μετρήσεως**, γιά τή μέτρηση του ρεύματος, κλπ.

Όταν σέ ένα κύκλωμα ρέει ρεύμα, λέμε ότι τό κύκλωμα είναι **κλειστό**, ένώ όταν σέ ένα σημείο του διακόπτεται τό κύκλωμα καί δέν ρέει ρεύμα, λέμε ότι τό κύκλωμα είναι **άνοικτο**.

Μία πηγή συνεχούς ρεύματος, όπως αυτή πού συνδέσαμε στό κύκλωμα του σχήματος 2.1γ, δημιουργεί ρεύμα πού κινείται πάντοτε στην **ίδια κατεύθυνση**, από τόν αρνητικό προς τό θετικό πόλο καί, επί πλέον, τά ηλεκτρόνια του έχουν **σταθερή ταχύτητα ροής**. Τό ρεύμα αυτό ονομάζεται **συνεχές ρεύμα**.

Η πηγή συνεχούς ρεύματος παριστάνεται μέ τό σύμβολο του σχήματος 2.2(α), πού χρησιμοποιήσαμε ήδη στό κύκλωμα του σχήματος 2.1γ ή μέ τό σύμβολο του σχήματος 2.2(β). Καί στά δύο σύμβολα είναι σημειωμένος ό θετικός καί αρνητικός πόλος τής πηγής.



Σχ. 2.2.

Έκτός όμως από τίς πηγές συνεχούς ρεύματος, υπάρχουν καί πηγές **μεταβαλλομένου ρεύματος**. Ένα μεταβαλλόμενο ρεύμα είτε δέν ρέει πάντοτε στην ίδια κατεύθυνση, είτε ή ταχύτητα ροής των ηλεκτρονίων του δέν παραμένει σταθερή, είτε συμβαίνουν καί τά δύο μαζί.

Μία σπουδαία μορφή μεταβαλλομένου ρεύματος είναι τό **εναλλασσόμενο**

ρεύμα, πού θά γνωρίσομε ἀργότερα, στό ὁποῖο μεταβάλλεται περιοδικά ἡ φορά τοῦ ρεύματος στό κύκλωμα καί συνεχῶς ἡ ταχύτητα ροῆς τῶν ἡλεκτρονίων του. Οἱ πηγές ἐναλλασσομένου ρεύματος ἔχουν ἐπίσης δύο πόλους οἱ ὁποῖοι ὁμῶς γίνονται ἐναλλακτικά θετικοί καί ἀρνητικοί ὥστε τά ἡλεκτρόνια κινούνται μία φορά πρὸς τόν ἓνα πόλο, κατόπιν πρὸς τόν ἄλλο κ.ο.κ. Ἡ πηγή ἐναλλασσομένου ρεύματος παριστάνεται μέ τό σύμβολο τοῦ σχήματος 2.1γ, χωρίς νά σημειώνεται θετικός καί ἀρνητικός πόλος.

Τό ἡλεκτρικό ρεύμα ἦταν γνωστό ἀπό παλιά, ὅταν δέν γνώριζαν ἀκόμα ὅτι ὑπῆρχαν τά ἡλεκτρόνια, πρωτόνια, νετρόνια καί τά ἄλλα σωματίδια τοῦ ατόμου καί φαντάζονταν τόν ἡλεκτρισμό σάν ἓνα μυστηριῶδες ρευστό, πού πλεόναζε στά θετικά ἡλεκτρισμένα σώματα καί εἶχε ἔλλειμμα στά ἀρνητικά.

Μέ αὐτή τή θεωρία, ἦταν λογικό νά ὑποθεθεῖ ὅτι τό ἡλεκτρικό ρεύμα σχηματίζεται ἀπό τή φυγή τοῦ ρευστοῦ αὐτοῦ ἀπό τό θετικά ἡλεκτρισμένο σῶμα πρὸς τό ἀρνητικά ἡλεκτρισμένο, γιά νά συμπληρώσει τό ἔλλειμμα πού ὑπάρχει ἐκεῖ. Ὅρισθηκε λοιπόν ἀπό τότε ὅτι **φορά (κατεύθυνση) τοῦ ἡλεκτρικοῦ ρεύματος, σέ ἓνα ὁποιοδήποτε ἐξωτερικό κύκλωμα, εἶναι ἡ κατεύθυνση ἀπό τό θετικό πόλο τῆς πηγῆς πρὸς τόν ἀρνητικό, ἐνῶ στό ἐσωτερικό τῆς πηγῆς, ἡ κατεύθυνση εἶναι ἀπό τόν ἀρνητικό πόλο πρὸς τό θετικό.**

Μέ βάση αὐτή τήν ὑποθετική φορά τοῦ ἡλεκτρικοῦ ρεύματος, ἔχουν διαμορφωθεῖ πληθος κανόνες καί ὁρισμοί, πού δέν εἶναι εὐκόλο νά τοὺς ἀλλάξουμε. Γι' αὐτό, στή συνέχεια τοῦ βιβλίου αὐτοῦ δεχόμαστε **συμβατικά** ὅτι ἡ φορά τοῦ ἡλεκτρικοῦ ρεύματος σέ ἓνα κύκλωμα συνεχοῦς ρεύματος, εἶναι ἀπό τό θετικό πόλο (+) πρὸς τόν ἀρνητικό (−) ἔξω ἀπό τήν πηγή καί ἀπό τόν ἀρνητικό (−) στό θετικό (+) μέσα στήν πηγή. Πρέπει ὁμῶς νά θυμόμαστε, ὅτι αὐτό δέν εἶναι σωστό καί ὅτι, στήν πραγματικότητα, τό ἡλεκτρικό ρεύμα σχηματίζεται σέ μεταλλικούς ἀγωγούς πάντα ἀπό ἡλεκτρόνια, πού κινοῦνται ἀντίθετα καί μόνο σέ ὁρισμένες περιπτώσεις σχηματίζεται ἀπό θετικά ἰόντα, πού κινοῦνται σύμφωνα μέ τή συμβατική αὐτή διεύθυνση.

2.3 Ἡ ἔνταση τοῦ ἡλεκτρικοῦ ρεύματος — Πυκνότητα τοῦ ἡλεκτρικοῦ ρεύματος.

α) Ἐνταση τοῦ ἡλεκτρικοῦ ρεύματος.

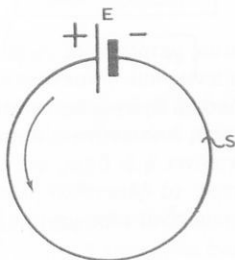
Παίρνομε ἓνα ἀπλό κύκλωμα μέ μία πηγή συνεχοῦς ρεύματος E καί ἓνα συμμάτινο μεταλλικό ἀγωγό καί θεωροῦμε μιά διατομή S τοῦ ἀγωγοῦ (κάθετη τομή στόν ἄξονά του (σχ. 2.3).

Ἐστω Q τό ἡλεκτρικό φορτίο, πού περνᾷ ἀπό τή διατομή S σέ χρονικό διάστημα t δευτερολέπτων. Τό φορτίο αὐτό εἶναι σταθερό σέ ὁποιοδήποτε διάστημα t δευτερολέπτων, ἐφ' ὅσον στό κύκλωμα ρεεῖ συνεχές ρεύμα. Τό ἡλεκτρικό φορτίο, πού περνᾷ ἀπό τή διατομή S σέ ἓνα δευτερόλεπτο (1 s), δηλαδή Q/t , εἶναι ἐπίσης σταθερό καί ὀνομάζεται **ένταση τοῦ ρεύματος** ἢ ἀπλά **ρεύμα** καί παριστάνεται μέ τό γράμμα I .

$$I = \frac{Q}{t} \quad \frac{C}{s} \quad (1)$$

Άρα η ένταση του συνεχούς ρεύματος είναι σταθερή.

Από τον όρισμό, που δώσαμε, γίνεται φανερό ότι η ένταση του ρεύματος είναι ανάλογη με την ταχύτητα ροής των ηλεκτρονίων. Όσο μεγαλύτερη είναι η ταχύτητα αυτή, τόσο περισσότερα ηλεκτρόνια περνούν από τη διατομή του αγωγού στη μονάδα του χρόνου, δηλαδή τόσο μεγαλύτερη είναι η ένταση του ρεύματος.



Σχ. 2.3

Η **ταχύτητα ροής των ηλεκτρονίων** (ή του ρεύματος) είναι πάντοτε μικρή, δηλαδή μερικά χιλιοστά ή εκατοστά του μέτρου ανά δευτερόλεπτο. Μόλις όμως κλείσει το κύκλωμα αρχίζει σχεδόν άμέσως ή προσανατολισμένη κίνηση των ηλεκτρονίων σε όλόκληρο το κύκλωμα. Η μεταβολή αυτή της καταστάσεως του κυκλώματος πραγματοποιείται με πάρα πολύ μεγάλη ταχύτητα, ή ό-ποια εξαρτάται από το μέσο, μέσα στο οποίο ρέει το ρεύμα και έχει όριο την ταχύτητα διαδόσεως του φωτός στο κενό (300.000 km/s). Αυτή είναι η **ταχύτητα μεταδόσεως του ρεύματος** και δεν πρέπει να συγχέεται με την ταχύτητα ροής του ρεύματος.

Όταν η ταχύτητα ροής των ηλεκτρονίων, που καθορίζει την ένταση του ρεύματος, δεν είναι χρονικά σταθερή, τότε το ρεύμα λέγεται **μεταβαλλόμενο**, όπως αναφέραμε ήδη στην παράγραφο 2.2. Στην περίπτωση αυτή δεν μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τον τύπο (1), που ισχύει μόνο για σταθερή ταχύτητα ροής, δηλαδή για συνεχές ρεύμα. Μπορούμε όμως να προσδιορίσουμε τη στιγ-μιαία ένταση του ρεύματος σε κάποια χρονική στιγμή t .

Η **στιγμιαία ένταση i** του ρεύματος κατά τη χρονική στιγμή t ορίζεται από το φορτίο dQ , το οποίο περνά από τη διατομή S του αγωγού σε πολύ μικρό διάστημα dt που αρχίζει τη στιγμή t :

$$i = \frac{dQ}{dt} \quad (2)$$

β) Πυκνότητα του ηλεκτρικού ρεύματος.

Τό πηλίκο της έντασεως του ρεύματος προς τη διατομή S του αγωγού ονομάζεται **πυκνότητα του ρεύματος** και δίνει την ένταση του ρεύματος ανά μονάδα επιφάνειας της διατομής. Η πυκνότητα του ρεύματος συμβολίζεται με το μικρό λατινικό γράμμα j :

$$j = \frac{I}{S} \quad \frac{A}{mm^2} \quad (5)$$

Η πυκνότητα του ρεύματος μετριέται σε A/mm^2 . Στο συνεχές ρεύμα η ένταση I είναι σταθερή. Έπομένως και η πυκνότητα j είναι σταθερή σε όλες τις διατομές του αγωγού, έφ' όσον ο αγωγός έχει την ίδια διατομή S σε όλα του τα σημεία. Αν η S μεταβάλλεται, η πυκνότητα θα μικραίνει όσο μεγαλώνει η S και θα μεγαλώνει, όσο μικραίνει η S όπως φαίνεται από τον τύπο (5).

Όπως θα μάθουμε αργότερα, το ηλεκτρικό ρεύμα, που διαρρέει ένα αγωγό, δημιουργεί θερμότητα, η οποία είναι τόσο μεγαλύτερη, όσο μεγαλύτερη είναι η πυκνότητα του ρεύματος.

Στην ηλεκτροτεχνία, μās ενδιαφέρει η **μέγιστη πυκνότητα ρεύματος** j_m , η οποία αντιστοιχεί στο μέγιστο επιτρεπόμενο ρεύμα I_m , που μπορεί να ρέει συνεχώς, χωρίς η θερμοκρασία του αγωγού να υπερβαίνει το επιτρεπτό όριο. Αν η θερμοκρασία υπερβεί τά όριο αυτό, τότε προξενούνται βλάβες στη μόνωση του αγωγού, σε στοιχεία του κυκλώματος κλπ.

2.4 Μονάδες της έντασεως του ρεύματος και όργανα μετρήσεώς της.

α) Μονάδες της έντασεως του ρεύματος.

Η μονάδα έντασεως του ρεύματος είναι, όπως αναφέραμε στην παράγραφο 1.2, τό **Άμπερ**, (σύμβολο: A), τό όποιο και όρίζεται πειραματικά. Τόν όρισμό του άμπερ θά δώσμε αργότερα στην παράγραφο 11.3, όταν θά έχομε άποκτήσει τίς άπαιτούμενες γι' αυτό γνώσεις.

Στίς τεχνικές έφαρμογές του ηλεκτρισμού χρησιμοποιούνται πιό συχνά τά παρακάτω πολλαπλάσια και ύποπολλαπλάσια του Άμπερ.

1) Τό **κιλοάμπερ** (σύμβολο: kA), πού είναι ίσο μέ 1000 A :

$$1 \text{ kA} = 1000 \text{ A}$$

2) Τό **μιλιαμπερ** (σύμβολο: mA), πού είναι ίσο μέ τό ένα χίλιοστό του A :

$$1 \text{ A} = \frac{1}{1000} \text{ A} = 10^{-3} \text{ A}$$

3) Τό *μικροαμπέρ* (σύμβολο: μA), πού εἶναι ἴσο μέ τό ἕνα ἑκατομμυριοστό τοῦ A :

$$1 \mu\text{A} = \frac{1}{1.000.000} \text{ A} = 10^{-6} \text{ A}$$

Ἀπό τόν τύπο (1) προκύπτει σάν παράγωγη μονάδα τό κουλόμπ:

$$Q = I \cdot t \quad (3)$$

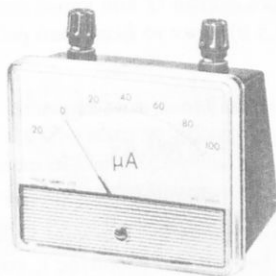
καί

$$1 \text{ C} = 1 \text{ A} \cdot 1 \text{ s} \quad (4)$$

Ἐνα κουλόμπ εἶναι τό φορτίο, πού περνᾷ σέ χρόνο ἑνός δευτερολέπτου, ἀπό τή διατομή ἑνός ἀγωγοῦ ὁ ὁποῖος διαρρέεται ἀπό ρεῦμα ἑνός ἀμπέρ.

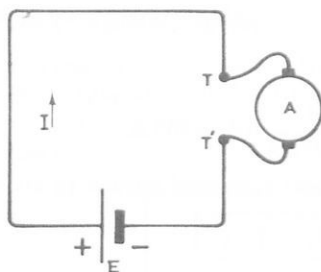
β) Ὑδρανα μετρήσεως τῆς ἐντάσεως.

Τά ὄργανα, μέ τά ὁποῖα μετροῦμε τήν ἐνταση τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος, ὀνομάζονται *ἀμπερόμετρα*. Τό σχῆμα 2.4α δείχνει ἕνα κοινό τύπο ἀμπερομέτρου συνεχοῦς ρεύματος. Τά ἀμπερόμετρα συνεχοῦς ρεύματος ἔχουν δύο ἀκροδέκτες, ἀπό τοὺς ὁποῖους, ὅπως συνηθίζεται, ὁ ἕνας σημειώνεται μέ τό σημεῖο (+) καί ὁ ἄλλος μέ τό (-). Ἐπίσης, ἔχουν μία κλίμακα βαθμολογημένη σέ A ἢ mA κλπ. μπροστά ἀπό τήν ὁποία κινεῖται μιά βελόνη.



Σχ. 2.4α.

Γιά νά μετρήσουμε τήν ἐνταση τοῦ ρεύματος, πού περνᾷ ἀπό ἕνα ἀγωγό, πρέπει νά διακόψουμε κάπου τό κύκλωμα καί νά παρεμβάλομε τό ἀμπερόμετρο μέ τέτοιο τρόπο, ὥστε τό ρεῦμα τοῦ ἀγωγοῦ νά περνᾷ μέσα ἀπό τό ἀμπερόμετρο (σχ. 2.4β). Τό ἀμπερόμετρο συνδέεται δηλαδή σέ σειρά μέ τό κύκλωμα.



E : Ηλεκτρική πηγή

A : Άμπερομέτρο

$T-T'$: Τομή του κυκλώματος

Σχ. 2.4β.

Τόν άκροδέκτη (+) του άμπερομέτρου συνδέουμε με τό άκρο του κυκλώματος πού φθάνει στο θετικό πόλο της πηγής, ενώ τόν (–) με τό άκρο πού φθάνει στον άρνητικό. Άν συνδέσουμε αντίθετα τούς άκροδέκτες, ή βελόνη του όργάνου προσπαθεί νά κινηθεί σέ αντίθετη κατεύθυνση στην κλίμακα πέρα άπό τήν ένδειξη μηδέν, πράγμα πού μās δείχνει ότι πρέπει νά άντιστρέψουμε τούς άκροδέκτες.

Τό άμπερομέτρο μπορεί νά παρεμβληθεί σέ όποιοδήποτε σημείο του άγωγού, γιατί σέ όλα τά σημεία του τό ρεύμα έχει τήν ίδια ένταση, έφ' όσον δέν ύπάρχει διακλάδωση του ρεύματος.

Άριθμητικά παραδείγματα.

- 1) Νά εύρεθεί τό ηλεκτρικό φορτίο Q πού περνά από τή διατομή S ενός άγωγού σέ μιάμιση ώρα (1,5 h), όταν τό ηλεκτρικό ρεύμα έχει ένταση $I = 0,5$ A.

Λύση.

$$t = 1,5 \text{ h} = 5400 \text{ s}$$

$$Q = It = 0,5 \text{ A} \cdot 5400 \text{ s} = 2700 \text{ As}$$

$$Q = 2700 \text{ C}$$

- 2) Μέσα από ένα ηλεκτρικό λαμπτήρα περνούν 1200 C σέ κάθε ώρα λειτουργίας του. Ποιά είναι ή ένταση του ρεύματος I , πού διαρρέει τό λαμπτήρα;

Λύση.

$$t = 1\text{h} = 3600 \text{ s}$$

$$I = \frac{Q}{t} = \frac{1200}{3600} = 0,33 \text{ A}$$

Η ένταση του ρεύματος είναι:

$$I = 0,33\text{A}$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΡΙΤΟ

ΤΑΣΗ — ΗΛΕΚΤΡΕΓΕΡΤΙΚΗ ΔΥΝΑΜΗ — ΠΗΓΕΣ

3.1 Ήλεκτρική τάση ή διαφορά δυναμικοῦ.

Όπως περιγράψαμε στην παράγραφο 1.1 μεταξύ δύο σωμάτων, τοῦ ἑνός ηλεκτρισμένου θετικά καὶ τοῦ ἄλλου ἀρνητικά, ἐξασκούνται ἑλκτικές δυνάμεις. Λέμε ὅτι μεταξύ τῶν σωμάτων αὐτῶν ὑπάρχει **ἠλεκτρική τάση** (ἢ ἀπλά τάση) καὶ μὲ αὐτὸ ἐννοοῦμε ὅτι τὰ θετικά ἠλεκτρικά φορτία τοῦ ἑνός **τείνουν**, δηλαδή προσπαθοῦν νὰ μετακινηθοῦν, πρὸς τὸ ἄλλο, πού εἶναι ἀρνητικά ἠλεκτρισμένο, ὅπως ἐπίσης καὶ τὸ ἀντίθετο (σχ. 3.1α). Βέβαια, ὅπως γνωρίσαμε στὴν παράγραφο 2.2, μόνο **ἠλεκτρόνια**, δηλαδή ἀρνητικά φορτία μποροῦν νὰ μετακινηθοῦν τὶς περισσότερες φορές πρὸς τὰ θετικά φορτία, γι' αὐτὸ στὴ συνήθεια μιλοῦμε μόνο γιὰ μετακίνηση ἠλεκτρονίων.

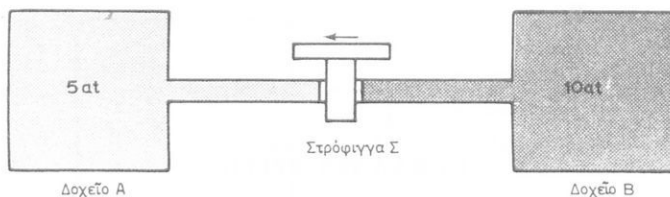


Σχ. 3.1α.

Όσο μεγαλύτερο εἶναι τὸ **περίσσεια** τῶν **ἠλεκτρονίων** πού ἔχει τὸ πρῶτο σῶμα, καθὼς καὶ ὅσο μεγαλύτερο εἶναι τὸ **ἔλλειμμα**, πού ὑπάρχει στὸ δεῦτερο σῶμα, τόσο μεγαλύτερες εἶναι οἱ ἑλκτικές δυνάμεις, πού ἐξασκοῦν ἀμοιβαῖα τὸ ἓνα ἐπ' αὐτὸ ἄλλο, δηλαδή τόσο μεγαλύτερη εἶναι ἡ ἠλεκτρική **τάση**, πού ὑπάρχει μεταξύ τους. Φυσικά, ἂν μεταξύ τῶν ηλεκτρισμένων σωμάτων περεμβάλλονται μονωτικά σώματα, δὲν θὰ μποροῦν νὰ μετακινηθοῦν εὐκόλα ἠλεκτρόνια ἀπὸ τὸ ἓνα σῶμα στὸ ἄλλο, παρ' ὅλο πού μεταξύ τους ὑπάρχει τάση. Ἀντίθετα, ἂν ἐνώσουμε τὰ δύο σῶματα μὲ ἓνα σύρμα, ἠλεκτρόνια κινοῦνται ἀπὸ τὸ ἀρνητικὰ ἠλεκτρισμένο σῶμα πρὸς τὸ θετικὰ ἠλεκτρισμένο.

Γιὰ νὰ καταλάβομε καλῶτερα τί σημαίνει ἠλεκτρική τάση, μποροῦμε νὰ πάρομε γιὰ παράδειγμα ἓνα ἀνάλογο σχεδὸν μηχανικὸ φαινόμενο. Σὲ ἓνα δοχεῖο Α βρίσκεται ἀέρας μὲ πίεση π.χ. 5 ἀτμοσφαιρῶν καὶ σὲ ἓνα ἄλλο Β, ἀέρας μὲ πίεση 10 ἀτμοσφαιρῶν (σχ. 3.1β).

Τὰ δύο αὐτὰ δοχεῖα συγκοινωνοῦν μὲ ἓνα σωλῆνα, πού τὸν κλείνομε ὁμῶς ἑρμητικά μὲ μία στρόφιγγα Σ.



Σχ. 3.1β.

Έπειδι ὑπάρχει διαφορά στὶς πιέσεις, τὰ μόρια τοῦ ἀέρα τῶν 10 ἀτμοσφαιρῶν ἔχουν τὴν τάση νὰ μετακινηθοῦν πρὸς τὸ δοχεῖο τῶν 5 ἀτμοσφαιρῶν, ἐμποδίζονται ὁμως σὲ αὐτὸ ἀπὸ τὴ στρόφιγγα. Ἐτσι, καὶ τὸ μονωτικό σῶμα μεταξὺ δύο ἠλεκτρισμένων σωμάτων ἐμποδίζει τὴ μετακίνηση ἠλεκτρονίων ἀπὸ τὸ ἓνα σῶμα στὸ ἄλλο. Ἡ διαφορά πιέσεως μεταξὺ τῶν δύο δοχείων εἶναι ἀνάλογη μὲ τὴν τάση δύο σωμάτων ἐτερόνυμα φορτισμένων.

Ἡ τάση δημιουργεῖ τὴ ροὴ ἠλεκτρονίων σὲ ἓνα κύκλωμα, δηλαδὴ τὸ ἠλεκτρικό ρεῦμα. Ἄρα, ἡ τάση εἶναι ἡ **αἰτία** καὶ τὸ ρεῦμα τὸ **ἀποτέλεσμα**. Ρεῦμα χωρὶς τάση, δὲν μπορεῖ νὰ ὑπάρχει. Ἀντίθετα, μπορεῖ νὰ ὑπάρχει τάση χωρὶς ρεῦμα, ὅταν τὸ κύκλωμα εἶναι ἀνοικτό, ὁπότε ἐμποδίζεται τὸ ρεῦμα νὰ κυκλοφορήσει, λόγω τοῦ παρεμβαλλομένου μονωτικοῦ (ἀέρας κλπ.).

Ἡ τάση μετρεῖται πάντοτε μεταξὺ «δύο» σημείων, π.χ. στὸ κύκλωμα τοῦ σχήματος 3.1γ μεταξὺ τῶν σημείων Α καὶ Β, ὅπως θὰ γνωρίσουμε ἀναλυτικὰ πιό κάτω. Ἐτσι, δὲν μπορούμε ποτὲ νὰ ποῦμε ὅτι ἓνα σημεῖο μόνο του, π.χ. τὸ Α ἢ τὸ Β, ἔχει ὁρισμένη τάση.

Τὴν τάση μεταξὺ δύο σημείων παριστάνομε μὲ μία εὐθεῖα γραμμὴ μεταξὺ τῶν σημείων (σχ. 3.1γ). Σὲ κάθε τάση δίνουμε ὁρισμένη **φορὰ**, πού τὴ σημειώνουμε μὲ ἓνα βέλος ἐπάνω στὴν εὐθεῖα γραμμὴ καὶ τὴ δηλώνουμε μὲ τὴ διαδοχὴ τῶν γραμμάτων ἢ τῶν ἀριθμῶν τῶν σημείων. Π.χ. ἡ τάση ΑΒ ἔχει φορὰ ἀπὸ τὸ Α στὸ Β, ἢ τάση A_{34} ἔχει φορὰ ἀπὸ τὸ 3 στὸ 4.

Ἡ τάση θεωρεῖται θετική, ὅταν ἔχει φορὰ ἴδια μὲ τὴ φορὰ τοῦ ρεύματος πού δημιουργεῖ καὶ ἀρνητική, ὅταν ἔχει φορὰ ἀντίθετη μὲ τὴ φορὰ τοῦ ρεύματος. Στὸ σχῆμα 3.1γ π.χ. ἡ τάση ΑΒ εἶναι θετική, γιατί τὸ ρεῦμα ἔχει φορὰ ἀπὸ τὸ σημεῖο Α στὸ σημεῖο Β, ἐνῶ ἡ τάση ΒΑ εἶναι ἀρνητική. Ἄρα:

$$\text{Τάση } AB = -\text{Τάση } BA$$

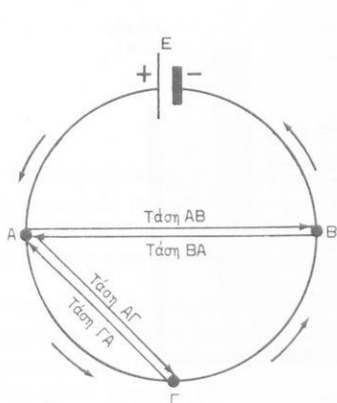
Ὅμοια ἔχομε:

$$\text{Τάση } ΑΓ = -\text{Τάση } ΓΑ$$

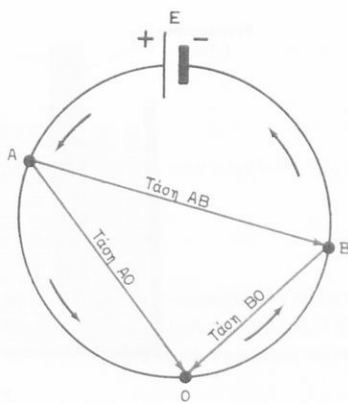
Ἡ τάση μεταξὺ δύο σημείων ἐνός κυκλώματος π.χ. μεταξὺ τῶν σημείων Α καὶ Β τοῦ σχήματος 3.1γ ὀνομάζεται καὶ **διαφορὰ δυναμικοῦ** τῶν σημείων αὐτῶν.

Ο όρος «**διαφορά δυναμικού**» προέρχεται από το ότι για κάθε σημείο του κυκλώματος, μπορούμε να ορίσουμε ένα μέγεθος, που ονομάζεται **δυναμικό** του σημείου αυτού και από το ότι η διαφορά των δυναμικών δύο σημείων είναι ίση με την τάση μεταξύ των σημείων αυτών.

Για τον ακριβή ορισμό του δυναμικού στη θέση αυτή δεν επαρκούν οι γνώσεις που έχουν δοθεί μέχρι τώρα. Γι' αυτό, είναι αρκετό να πούμε, ότι το δυναμικό ενός σημείου υπολογίζεται πάντα ως προς ένα άλλο σημείο, που λαμβάνεται αυθαίρετα σαν **σημείο αναφοράς**, π.χ. ως προς το σημείο Ο στο σχήμα 3.18 και ότι **είναι ίσο με την τάση που μετρείται μεταξύ του θεωρουμένου σημείου και του σημείου αναφοράς**. Το δυναμικό του σημείου Α είναι π.χ. ίσο με την τάση ΑΟ και του σημείου Β ίσο με την τάση ΒΟ. Το δυναμικό του σημείου αναφοράς λαμβάνεται ίσο με μηδέν.



Σχ. 3.1γ.



Σχ. 3.1δ.

Όπως θα αποδείξουμε αργότερα, στην παράγραφο 5.2β, **η διαφορά των δυναμικών δύο σημείων μās δίνει την τάση μεταξύ των σημείων αυτών**. Π.χ.

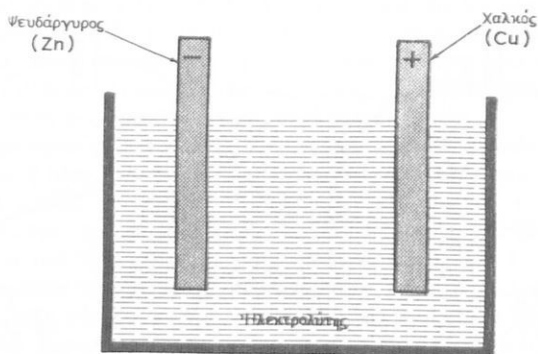
$$\begin{aligned} \text{Τάση } AB &= \text{Δυναμικό σημείου } A - \text{Δυναμικό σημείου } B \\ &= \text{Τάση } AO - \text{Τάση } BO \end{aligned} \quad (1)$$

Αν αλλάξουμε το σημείο αναφοράς, αλλάζουν βέβαια τα δυναμικά όλων των σημείων, παραμένουν όμως αμετάβλητες οι διαφορές δυναμικού, δηλαδή οι τάσεις μεταξύ των σημείων. Συχνά σαν σημείο αναφοράς λαμβάνεται η γη.

Από τη σχέση (1) προκύπτει ότι η τάση AB είναι θετική, όταν το δυναμικό του σημείου Α είναι μεγαλύτερο από το δυναμικό του σημείου Β. Άρα, μία τάση είναι θετική, όταν έχει φορά από υψηλότερο δυναμικό προς χαμηλότερο.

3.2 Ηλεκτρικά στοιχεία.

Στήν ηλεκτροτεχνική σήμερα, για να δημιουργήσουμε διαφορές δυναμικού ανάμεσα σε δύο σώματα, δηλαδή για να τα ηλεκτρίσουμε, χρησιμοποιούμε ειδικές συσκευές και μηχανές που ονομάζονται **ηλεκτρικές πηγές** ή καλύτερα πηγές **ηλεκτρικού ρεύματος**. Υπάρχουν πολλών ειδών πηγές. Το πιο απλό είδος είναι τα **ηλεκτρικά στοιχεία**, που λέγονται και ηλεκτροχημικά στοιχεία. Ένα απλό ηλεκτρικό στοιχείο, που μπορούμε εύκολα να κατασκευάσουμε, αποτελείται από δύο μεταλλικά ελάσματα, από διαφορετικό μέταλλο τό καθένα, π.χ. τό ένα από **χαλκό** και τό δεύτερο από **ψευδάργυρο** (τσιγκο). Τά ελάσματα αυτά, που ονομάζονται **ηλεκτρόδια** τού στοιχείου, τά τοποθετούμε μέσα σέ ένα γυάλινο δοχείο, όπου ρίχνουμε **ηλεκτρολύτη**, δηλαδή νερό μέσα στό όποιο έχει διαλυθεί κάποιο όξύ ή άλάτι π.χ. άμμωνιακό άλάτι, ή θεικό όξύ (σχ. 3.2α).



Σχ. 3.2α.

Τά έξωτερικά άκρα τών ηλεκτροδίων ονομάζονται **πόλι** τού στοιχείου. Κατά τήν κατασκευή κάθε ηλεκτρικού στοιχείου πρέπει να προσέχουμε ώστε:

- Τά ηλεκτρόδια να μήν έρχονται σέ έπαφή μεταξύ τους.
- Ό ηλεκτρολύτης να περιβρέχει και τά δύο ηλεκτρόδια.
- Οί πόλοι να βρίσκονται έξω από τόν ηλεκτρολύτη.

Μπορούμε τότε να διαπιστώσουμε (μέ όργανα μετρήσεως τής τάσεως, που θα περιγράψουμε πιο κάτω) ότι μεταξύ τών δύο πόλων έχει δημιουργηθεί μιá **διαφορά δυναμικού**, δηλαδή μιá **τάση** και ότι ό χαλκός έχει ηλεκτρισθεί θετικά, ενώ ό ψευδάργυρος άρνητικά.

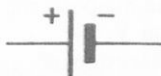
Η διαφορά δυναμικού μεταξύ τών ηλεκτροδίων αναπτύσσεται ως εξής:

Άμέσως μέ τήν παρασκευή τού ηλεκτρολύτη, δηλαδή μέ τή διάλυση τού όξeos ή τού άλατιού στό νερό, δημιουργούνται θετικά και άρνητικά ίόντα από τό όξύ ή τό άλάτι. Τό θεικό όξύ (H_2SO_4) π.χ. διασπάται σέ θετικά ίόντα H_2^+ που ονομάζονται **κατιόντα** και σέ άρνητικά ίόντα SO_4 που ονομάζονται **ανιόντα**.

Όταν στόν ηλεκτρολύτη αυτό βυθίσουμε ένα ηλεκτρόδιο από χαλκό και ένα ηλεκτρόδιο από ψευδάργυρο συγκεντρώνονται τά κατιόντα στο ηλεκτρόδιο του χαλκού, πού φορτίζεται θετικά και τά ανιόντα στο ηλεκτρόδιο του ψευδαργύρου, πού φορτίζεται αρνητικά. Αποτέλεσμα είναι νά εμφανισθεῖ ὀρισμένη τάση τόσο μεταξύ τοῦ θετικοῦ ηλεκτροδίου καί τοῦ ηλεκτρολύτη, ὅσο καί μεταξύ τοῦ ἀρνητικοῦ καί τοῦ ηλεκτρολύτη. Ἡ τάση αὐτή ὀνομάζεται **ηλεκτρολυτικό δυναμικό**. Συνολικά μεταξύ τῶν δύο ηλεκτροδίων ἐμφανίζεται διαφορά δυναμικοῦ πού ὀνομάζεται **ηλεκτρεγερτική δύναμη** τοῦ στοιχείου.

Στά ηλεκτροτεχνικά σχέδια παριστάνομε τά ηλεκτρικά στοιχεῖα συμβολικά μέ δύο μικρές γραμμές ἢ μία ἀπό τίς ὁποῖες εἶναι παράλληλη πρὸς τήν ἄλλη, ἀλλά μεγαλύτερη τῆς καί κάπως λεπτότερη, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 3.2β.

Ἡ μικρή γραμμή παριστάνει τόν ἀρνητικό πόλο τοῦ στοιχείου καί ἡ μεγαλύτερη τὸ θετικό του πόλο.



Σχ. 3.2β.

Τό σύμβολο αὐτό γνωρίσαμε στήν παράγραφο 2.2 καί σάν σύμβολο τῆς πηγῆς συνεχοῦς ρεύματος.

3.3 Ἡλεκτρεγερτική δύναμη.

Ὅπως εἶδαμε, ἡ διαφορά δυναμικοῦ πού ἀναπτύσσεται μεταξύ τῶν ηλεκτροδίων ἑνός στοιχείου ὀνομάζεται **ηλεκτρεγερτική δύναμη** τοῦ στοιχείου. Τήν ηλεκτρεγερτική δύναμη συμβολίζομε μέ τό γράμμα E καί τή γράφομε συντμημένα μέ τά ἀρχικά $HEΔ$.

Γενικά, «**ηλεκτρεγερτική δύναμη**» μιᾶς πηγῆς εἶναι ἡ τάση (διαφορά δυναμικοῦ), πού μετρίεται μεταξύ τῶν πόλων τῆς πηγῆς, χωρίς νά κλείσει κύκλωμα μεταξύ τους, δηλαδή χωρίς νά περάσει ρεῦμα ἀπό τό θετικό πόλο τῆς πηγῆς στόν ἀρνητικό μέσω ἑνός ἐξωτερικοῦ κυκλώματος.

Ἡ τάση αὐτή ὀνομάζεται τάση γιά λειτουργία τῆς πηγῆς σέ κενό ἢ ἀπλά **τάση σέ κενό**.

Στόν ὁρο «**ηλεκτρεγερτική δύναμη**» χρησιμοποιοῦμε τή λέξη «δύναμη», ἐπειδή γιά τή μεταφορά τῶν θετικῶν καί ἀρνητικῶν φορτίων στοὺς ἀντίστοιχους πόλους, π.χ. γιά τή μεταφορά τῶν κατιόντων καί ἀνιόντων στο θετικό καί ἀρνητικό ηλεκτρόδιο ἑνός στοιχείου, χρειάζεται νά ἐξασκήσει ἡ πηγή ὀρισμένη δύναμη ἐπάνω στά φορτία. Ὅμως ἡ ηλεκτρεγερτική δύναμη, ὅπως τήν ὀρίσαμε, δέν εἶναι δύναμη ἀλλά τάση, πού μετρίεται σέ βόλτ καί ὄχι σέ νιούτον.

Ἡ $HEΔ$ εἶναι ἕνα σταθερό μέγεθος, πού χαρακτηρίζει τήν ηλεκτρική πηγή καί σέ αὐτή ὀφείλεται τό ρεῦμα πού δίνει ἡ πηγή σέ ἕνα ἐξωτερικό κύκλωμα.

Ἐκτός ἀπό τοὺς τρόπους, πού ἀναφέραμε μέχρι τώρα (ἡλέκτριση μέ τριβή,

ηλεκτρικά στοιχεία), υπάρχουν και άλλοι πολλοί τρόποι, με τους οποίους μπορούμε να αναπτύξουμε ηλεκτρεγερτικές δυνάμεις, δηλαδή να δημιουργήσουμε έλλειμμα ηλεκτρονίων σε ένα σώμα και αντίστοιχα περίσσειμα σε ένα άλλο.

Από αυτούς, τη μεγαλύτερη σπουδαιότητα για την ηλεκτροτεχνία, έχει η ανάπτυξη ηλεκτρεγερτικής δυνάμεως με ειδικές μηχανές, που λέγονται **γεννήτριες ηλεκτρικού ρεύματος**.

Μικρότερο ενδιαφέρον, σάν πηγές ηλεκτρικού ρεύματος παρουσιάζουν τα λεγόμενα θερμoelectrical στοιχεία, τα φωτοηλεκτρικά στοιχεία κλπ.

3.4 Μονάδες της ηλεκτρικής τάσεως και όργανα μετρήσεώς της.

Την ηλεκτρική τάση μετρούμε σε μονάδες, που λέγονται βόλτ, από το όνομα του Ιταλού Φυσικού *Volta* (1745 - 1827). Τόν όρισμό του βόλτ θα δώσουμε αργότερα, στο έκτο κεφάλαιο. Για σύμβολο της μονάδας αυτής χρησιμοποιείται το λατινικό κεφαλαίο γράμμα V.

Στίς τεχνικές εφαρμογές του ηλεκτρισμού, χρησιμοποιούνται πιο συχνά τα παρακάτω πολλαπλάσια ή υποπολλαπλάσια του βόλτ.

α) Τό **κιλοβόλτ** (σύμβολο kV), που είναι ίσο με 1000 V:

$$1\text{ kV} = 1000\text{ V}$$

β) Τό **μεγαβόλτ** (σύμβολο MV), που είναι ίσο με 1.000.000 V:

$$1\text{ MV} = 1000\text{ kV} = 1.000.000\text{ V} = 10^6\text{ V}$$

γ) Τό **μιλλιβόλτ** (σύμβολο mV), που είναι ίσο με ένα χιλιοστό του βόλτ:

$$1\text{ mV} = \frac{1}{1000}\text{ V} = 10^{-3}\text{ V}$$

δ) Τό **μικροβόλτ** (σύμβολο μV) που είναι ίσο με τό ένα εκατομμυριοστό του βόλτ:

$$1\text{ μV} = \frac{1}{1.000.000}\text{ V} = 10^{-6}\text{ V}$$

Όπως ήδη αναφέραμε, ή τάση μετριέται πάντα ανάμεσα σε δύο σημεία. Τό να λέμε «τάση ενός σημείου» είναι λάθος, γιατί δέν έχει νόημα.

Τά όργανα μετρήσεως της ηλεκτρικής τάσεως (διαφορᾶς δυναμικοῦ) ονομάζονται **βολτόμετρα**.

Τό πῶς λειτουργοῦν καί πῶς κατασκευάζονται τά βολτόμετρα εἶναι ἀντικείμενο ἄλλου μαθήματος. Ἐδῶ δίνονται μόνο ὀρίσμένες πληροφορίες, ὅσες χρειάζονται πρὸς τό παρόν.

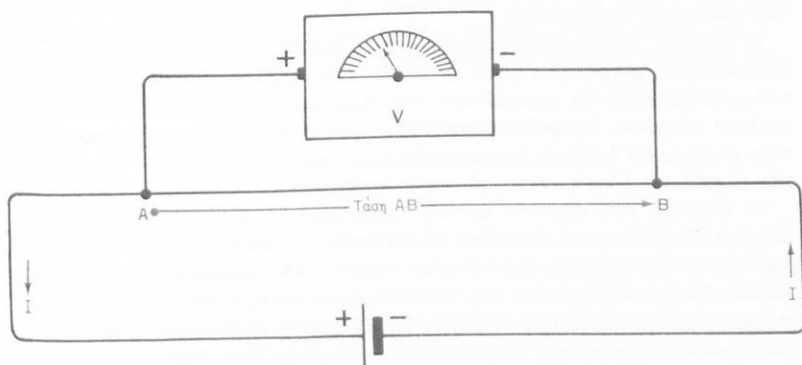
Τά βολτόμετρα ἔχουν ἐξωτερική ὄψη ἑνός μικροῦ κουτιοῦ, σχήματος κυλιν-

δρικού ή ορθογωνίου παραλληλεπίπεδου. Μπροστά, διακρίνουμε μία βαθμολογημένη κλίμακα σε βόλτ και μία κινητή βελόνη, που καλύπτονται από ένα προστατευτικό γυαλί (σχ. 3.4α).

Στό πίσω μέρος του βολτομέτρου υπάρχουν δύο άκροδέκτες, που χρησιμοποιούνται για τη σύνδεση του οργάνου. Ο ένας σημειώνεται με (+) και ο άλλος με (-). Για να μετρήσουμε την τάση δύο σημείων Α και Β ενός κυκλώματος, συνδέουμε τον άκροδέκτη (+) με το σημείο που είναι πλησιέστερα στο θετικό πόλο της πηγής και τον άκροδέκτη (-) στο σημείο που είναι πλησιέστερα στον αρνητικό (σχ. 3.4β). Η βελόνη τότε δείχνει την τάση μεταξύ των δύο σημείων.



Σχ. 3.4α.



Σχ. 3.4β.

Αν συνδέσουμε αντίθετα τους άκροδέκτες, η βελόνη του οργάνου προσπαθεί να κινηθεί σε αντίθετη κατεύθυνση στην κλίμακα, πράγμα που σημαίνει ότι πρέπει να αντιστρέψουμε τους άκροδέκτες.

Παρατηρούμε ότι το βολτόμετρο συνδέεται **παράλληλα** με το τμήμα του κυκλώματος, στα άκρα του οποίου θέλουμε να μετρήσουμε την τάση.

ΜΕΡΟΣ ΔΕΥΤΕΡΟ

ΤΟ ΣΥΝΕΧΕΣ ΡΕΥΜΑ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΕΤΑΡΤΟ

Ο ΝΟΜΟΣ ΤΟΥ ΟΗΜ — ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑ

4.1 Ήλεκτρική αντίσταση στους άγωγούς, μονωτές και ήμιαγωγούς.

Τήν ιδιότητα, πού παρουσιάζουν τά διάφορα σώματα νά ἐμποδίζουν ἄλλα πολύ καί ἄλλα λίγο, τή δημιουργία ἡλεκτρικοῦ ρεύματος σέ αὐτά, ὀνομάζομε γενικά **ἡλεκτρική ἀντίσταση**.

Ἡ ἀντίσταση ἐξαρτᾶται ἀπό τόν ἀριθμό τῶν **ἐλευθέρων ἡλεκτρονίων**, πού διαθέτει ἓνα σῶμα καί εἶναι τόσο μεγαλύτερη, ὅσο μικρότερος εἶναι ὁ ἀριθμός τῶν ἐλευθέρων ἡλεκτρονίων.

Τά σώματα, πού διαθέτουν μεγάλο ἀριθμό ἐλευθέρων ἡλεκτρονίων, δηλαδή παρουσιάζουν μικρή ἡλεκτρική ἀντίσταση, ὀνομάζονται **ἄγωγοί**. Οἱ ἄγωγοί, πού χρησιμοποιοῦνται περισσότερο στήν ἡλεκτροτεχνία, εἶναι τά διάφορα μεταλλικά σύρματα. Τό ρεῦμα σχηματίζεται σέ αὐτά (ὅπως περιγράψαμε καί στήν παράγραφο 2.2) ἀπό προσανατολισμένη ὁμαδική μετακίνηση τοῦ νέφους τῶν ἐλευθέρων ἡλεκτρονίων, τά ὅποια διαθέτουν.

Τά σώματα, πού κρατοῦν ἀρκετά δεσμευμένα τά ἡλεκτρόνια στά ἄτομά τους, μέ ἀποτέλεσμα νά διαθέτουν μικρό ἀριθμό ἐλευθέρων ἡλεκτρονίων, παρουσιάζουν πολύ μεγάλη ἡλεκτρική ἀντίσταση καί ὀνομάζονται **μονωτές** ἢ **μονωτικά**. Τέτοια σώματα εἶναι π.χ. τό λάστιχο, τό γυαλί, ἡ πορσελάνη, τό ὀρυκτέλαιο κλπ. Τά μόρια τῶν σωμάτων αὐτῶν ἔχουν τέτοια συγκρότηση, ὥστε ὅλα σχεδόν τά ἡλεκτρόνια τους νά εἶναι δεσμευμένα. Ἔτσι, ὁ μονωτής δέν διαθέτει ἀξιόλογο ἀριθμό ἐλευθέρων ἡλεκτρονίων καί μένει πρακτικά ἀδιαπέρατος ἀπό τό ρεῦμα.

Ἀνάμεσα στίς δύο ἀκραῖες αὐτές κατηγορίες ὑπάρχουν καί σώματα, πού διαθέτουν ἓνα περιορισμένο ἀριθμό ἐλευθέρων ἡλεκτρονίων, δηλαδή παρουσιάζουν σχετικά μεγάλη ἡλεκτρική ἀντίσταση. Τά σώματα αὐτά τά ὀνομάζομε **ἡμιαγωγά** καί τέτοια εἶναι π.χ. ἡ γῆ, τό ὑγρό χαρτί κλπ.

Παρατηροῦμε τέλος, ὅτι κανένα σῶμα δέν μπορεῖ νά θεωρηθεῖ ὡς τέλειος ἄ-

γωγός, επειδή και στο πιο αγωγίμο μέταλλο, τα ελεύθερα ηλεκτρόνια δεν είναι άπειρα. Έτσι, δεν είναι άπειρο το ρεύμα που ρέει στον αγωγό, δηλαδή εμφανίζεται κάποια αντίσταση. Επίσης κανένα σώμα δεν μπορεί να θεωρηθεί ως τέλειος μονωτής, αφού το πείραμα δείχνει ότι και το πιο μονωτικό διαθέτει εστω και ένα πολύ μικρό αριθμό ελευθέρων ηλεκτρονίων, με αποτέλεσμα να εμφανίζεται κάποιο ρεύμα.

Στόν Πίνακα 4.1.1 δίνονται κατά προσέγγιση, οι αριθμοί των ελευθέρων ηλεκτρονίων ανά κυβικό μέτρο σε όρισμένους αγωγούς και μονωτές.

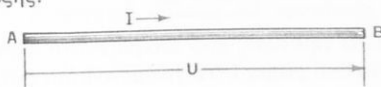
ΠΙΝΑΚΑΣ 4.1.1.

Άγωγοί	Άργυρος 10^{29}	Χαλκός $0,98 \cdot 10^{29}$	Άλουμίνιο $0,6 \cdot 10^{29}$
Μονωτές	Λάστιχο $0,2 \cdot 10^6$	Παραφίνη $16 \cdot 10^6$	Γυαλί $85.000 \cdot 10^6$

4.2 Ο Νόμος του OHM — Μονάδες μετρήσεως της αντίστασης.

α) Ο νόμος του OHM.

Αν στα άκρα ενός σύρματος Α-Β εφαρμόσουμε όρισμένη τάση U , θα εμφανισθεί στο σύρμα ρεύμα με όρισμένη ένταση I (σχ. 4.2α). Έφ' όσον η τάση είναι η αιτία και το ρεύμα το αποτέλεσμα, όπως γνωρίσαμε στην παράγραφο 3.1, πρέπει να υπάρχει ποσοτική σχέση μεταξύ των δύο μεγεθών. Τη σχέση αυτή προσδιορίζουμε ως εξής:



Σχ. 4.2α.

Εφαρμόζουμε στα άκρα του σύρματος όρισμένη τάση, π.χ. 20 V και μετρούμε με ένα αμπερόμετρο την ένταση I του ρεύματος, που διαρρέει το σύρμα. Έστω ότι αυτή είναι 5 A. Κατόπιν διπλασιάζουμε, τριπλασιάζουμε κ.ο.κ. την τάση και μετρούμε σε κάθε περίπτωση την ένταση του ρεύματος. Παρατηρούμε ότι η ένταση γίνεται αντίστοιχα διπλάσια, τριπλάσια, κ.ο.κ, δηλαδή προκύπτουν οι τιμές που αναγράφονται στον Πίνακα 4.2.1.

ΠΙΝΑΚΑΣ 4.2.1.

Τάση [V]	10	20	30	40	50
Ένταση [A]	5	10	15	20	25

Ἀντίστροφα, ἂν μειώσουμε τὴν τάση στὸ 1/2, 1/3, 1/4 τῆς ἀρχικῆς τάσεως παρατηροῦμε ὅτι ἡ ἔνταση μειώνεται ἐπίσης στὸ 1/2, 1/3, 1/4 κ.ο.κ. τοῦ ἀρχικοῦ ρεύματος.

Οἱ παρατηρήσεις αὐτές μᾶς οδηγοῦν στὸ συμπέρασμα ὅτι ἡ ἔνταση τοῦ ρεύματος εἶναι ἀνάλογη τῆς τάσεως. Ἄν σχηματίσουμε τὸ πηλίκο τῆς τάσεως διὰ τῆς ἀντίστοιχης ἐντάσεως παρατηροῦμε ὅτι ἔχει τὴν ἴδια σταθερὴ τιμὴ σὲ ὅλες τὶς περιπτώσεις. Τῇ σταθερῇ αὐτῇ τιμῇ ὀνομάζουμε **ἀντίσταση** τοῦ σύρματος καὶ παριστάνομε μὲ τὸ κεφαλαῖο λατινικὸ γράμμα R:

$$R = \frac{U}{I} \quad (1)$$

Γενικά ἀντίσταση ἑνὸς ἀγωγοῦ ὀνομάζουμε τὸ πηλίκο τῆς τάσεως ποὺ ἐφαρμόζεται στὰ ἄκρα του, διὰ τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος ποὺ τὸν διαρρέει.

Ἀπὸ τὴ σχέση (1) παίρνομε:

$$I = \frac{U}{R} \quad (2)$$

Ἡ σχέση (2) ἐκφράζει τὸ **νόμο τοῦ Ohm** σὲ ἓνα **τμήμα κυκλώματος**, ὁ ὁποῖος διατυπώνεται ὡς ἑξῆς:

Ἡ ἔνταση ρεύματος, ποὺ διαρρέει ἓνα ἀγωγὸ κυκλώματος, εἶναι ἀνάλογη τῆς τάσεως ποὺ ἐφαρμόζεται στὰ ἄκρα τοῦ ἀγωγοῦ καὶ ἀντίστροφα ἀνάλογη τῆς ἀντιστάσεώς του.

Ἡ σχέση (1) γράφεται ἐπίσης:

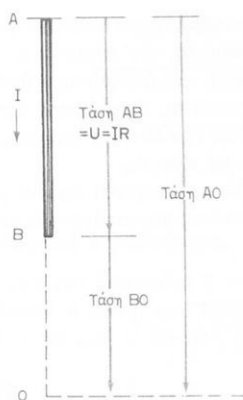
$$U = IR \quad (3)$$

Τὸ γινόμενο IR δίνει τὴν τάση, ποὺ ἐπικρατεῖ στὰ ἄκρα ἑνὸς ἀντιστάτη R, ὅταν αὐτὸς διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα I. Τὸ γινόμενο αὐτὸ ὀνομάζεται ἐπίσης **πίωση τάσεως**. Ὁ ὅρος **πίωση τάσεως** γίνεται κατανοητὸς μὲ τὴ βοήθεια τῆς ἐννοίας τοῦ δυναμικοῦ, ποὺ γνωρίσαμε στὴν παράγραφο 3.1. Ἡ ἀρχὴ τοῦ σύρματος A ἔχει ὀρισμένο δυναμικὸ, ποὺ εἶναι ἡ τάση AO τοῦ σημείου αὐτοῦ, ὡς πρὸς ἓνα σημεῖο ἀναφορᾶς O (σχ. 4.2β). Τὸ τέρμα τοῦ σύρματος B ἔχει δυναμικὸ χαμηλότερο ἀπὸ τὸ A (ἐπεὶδὴ ἡ τάση U εἶναι θετική), ποὺ εἶναι ἡ τάση BO. Ἡ τάση U μεταξύ τῶν σημείων A, B εἶναι ἡ διαφορά τῶν δυναμικῶν τῶν σημείων A καὶ B, δηλαδὴ ἡ διαφορά τῶν τάσεων AO — BO.

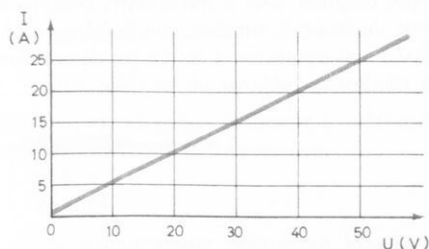
Ἀπὸ τὸ σχῆμα 4.2β γίνεται φανερό ὅτι ἡ διέλευση τοῦ ρεύματος I ἀπὸ τὸν ἀντιστάτη R προκαλεῖται μείωση ἢ **πίωση τῆς τάσεως** AB κατὰ $U = IR$.

Τὸ νόμο τοῦ Ohm μπορούμε νὰ παραστήσουμε γραφικὰ, τοποθετώντας σὲ ἓνα σύστημα ὀρθογωνίων ἀξόνων τὶς ἀντίστοιχες τιμές τάσεως καὶ ἐντάσεως, ὅπως φαίνεται στὸ σχῆμα 4.2γ.

Παρατηροῦμε ὅτι προκύπτει μία **εὐθεία** γραμμὴ, ποὺ ἐκφράζει τὴ γραμμικὴ σχέση μεταξύ τάσεως καὶ ἐντάσεως.



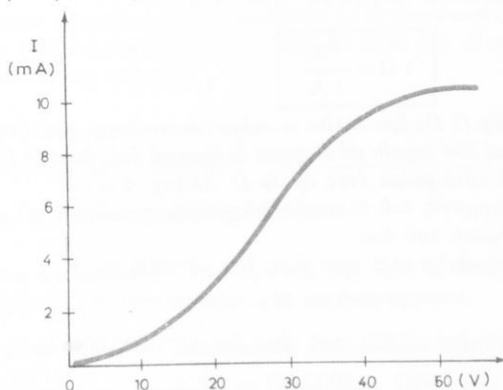
Σχ. 4.2β.



Σχ. 4.2γ.

Το μέγεθος R εκφράζει ποσοτικά την αντίσταση, που συναντά το ρεύμα, κατά τη διάβασή του από τον άγωγο. Όσο μεγαλύτερη είναι η αντίσταση του άγωγου, τόσο μικρότερο είναι το ρεύμα που τον διαρρέει, αν η τάση στα άκρα του παραμένει σταθερή.

Στην ηλεκτροτεχνία κατασκευάζουμε ειδικά στοιχεία από σύρμα και από άλλα υλικά, που προβάλλουν αντίσταση στη διέλευση του ρεύματος και ονομάζονται **άντιστάτες**. Την αντίσταση ενός αντιστάτη εκφράζουμε πάλι με το πηλίκο της εφαρμοζόμενης τάσεως στα άκρα του διά της έντασεως του ρεύματος, που τον διαρρέει. Όμως, ο νόμος του Ohm, μεταξύ τάσεως και έντασεως, δεν ισχύει για όλους τους αντιστάτες, δηλαδή δεν προκύπτει σε όλους η ευθεία γραμμή του σχήματος 4.2γ, αλλά μία καμπύλη, π.χ. η καμπύλη του σχήματος 4.2δ. Στην περίπτωση αυτή, η αντίσταση του αντιστάτη δεν είναι σταθερή σε



Σχ. 4.2δ.

όλα τὰ ζεύγη τιμῶν τάσεως - ἐντάσεως, ἀλλὰ μεταβάλλεται, ἀνάλογα μέ τήν τάση, πού ἐφαρμόζεται καί μέ τό ρεύμα, πού διαρρέει τόν ἀντιστάτη.

Όταν ἡ ἀντίσταση ἑνός ἀντιστάτη εἶναι σταθερή καί ἀνεξάρτητη ἀπό τήν ἐνταση τοῦ ρεύματος πού τόν διαρρέει, ὁ ἀντιστάτης ὀνομάζεται **ὠμικός**. Όταν ἡ ἀντίσταση ἑνός ἀντιστάτη μεταβάλλεται μέ τήν ἐνταση τοῦ ρεύματος πού τόν διαρρέει τότε ὁ ἀντιστάτης ὀνομάζεται **μὴ ὠμικός**.

Τοὺς ὠμικούς ἀντιστάτες συμβολίζομε στά ἠλεκτροτεχνικά σχέδια μέ τό σύμβολο τοῦ σχήματος 4.2ε. Οἱ μὴ ὠμικοὶ ἀντιστάτες παριστάνονται μέ διάφορα σύμβολα, ἀνάλογα μέ τό εἶδος τους.



Σχ. 4.2ε.

Οἱ ὠμικοὶ ἀντιστάτες χαρακτηρίζονται ὡς **γραμμικά στοιχεῖα**, λόγω τῆς γραμμικῆς σχέσεως μεταξύ τάσεως καί ἐντάσεως, ἐνῶ οἱ μὴ ὠμικοὶ ὡς **μὴ γραμμικά στοιχεῖα**.

Στήν ἠλεκτροτεχνία, χρησιμοποιοῦνται καί ἄλλα στοιχεῖα ἐκτός ἀπό τοὺς ἀντιστάτες, ὅπως οἱ πυκνωτές, τὰ πηνία, οἱ τρανζίστορες κλπ. Όταν ἡ σχέση μεταξύ τάσεως καί ἐντάσεως σέ ἕνα στοιχεῖο εἶναι γραμμική, τό στοιχεῖο ὀνομάζεται **γραμμικό στοιχεῖο**, ἐνῶ, ὅταν δέν εἶναι γραμμική, **μὴ γραμμικό στοιχεῖο**.

Ένα κύκλωμα, πού περιλαμβάνει μόνο γραμμικά στοιχεῖα, ὀνομάζεται **γραμμικό κύκλωμα**, ἐνῶ, ὅταν περιλαμβάνει καί μὴ γραμμικά, **μὴ γραμμικό**.

β) Μονάδες μετρήσεως τῆς ἀντιστάσεως.

Ἀπό τή σχέση (1) προσδιορίζομε τή μονάδα, μέ τήν ὁποία μετροῦμε τίς ἀντιστάσεις. Ἡ μονάδα αὐτή ὀνομάζεται Ὡμ πρὸς τιμὴ τοῦ Γερμανοῦ φυσικοῦ *G. Ohm* (1787 - 1854), πού διετύπωσε τόν ὁμώνυμο νόμο. Τό σύμβολό της εἶναι τό ἑλληνικὸ κεφαλαῖο γράμμα Ω. Ἄρα:

$$1 \Omega = \frac{1 \text{ V}}{1 \text{ A}}$$

Ἀντίσταση ἑνός ὦμ (1 Ω) ἔχει ἐκεῖνο τό σῶμα (ἀντιστάτης), πού, ὅταν παρεμβάλλεται ἀνάμεσα σέ δύο σημεία μέ διαφορά δυναμικοῦ ἑνός βόλτ (1 V), ἀφήνει νά περνᾷ μέσα ἀπὸ αὐτό ρεύμα ἑνός ἀμπέρ (1 A) (σχ. 4.2ε).

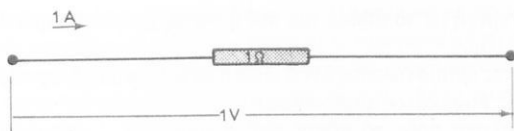
Στίς τεχνικές ἐφαρμογές τοῦ ἠλεκτρισμοῦ χρησιμοποιοῦνται πῶ συχνά τὰ παρακάτω πολλαπλάσια τοῦ ὦμ:

α) Τό κιλωὼμ (σύμβολο kΩ), πού εἶναι ἴσο μέ 1000 ὦμ:

$$1 \text{ k}\Omega = 1000 \Omega = 10^3 \Omega$$

β) Τό μεγαὼμ (σύμβολο ΜΩ), πού εἶναι ἴσο μέ 1.000.000 ὦμ:

$$1 \text{ M}\Omega = 1000 \text{ k}\Omega = 10^6 \Omega$$



Σχ. 4.2 στ.

Αριθμητικά παραδείγματα.

- 1) Από ένα αντίστατη $R = 2000 \, \Omega$, περνά ρεύμα έντασεως $I = 50 \, \text{mA}$. Νά βρεθεί η τάση, πού εφαρμόζεται στα άκρα του αντίστατη.
 $I = 50 \, \text{mA} = 50 \cdot 10^{-3} \, \text{A} = 0,05 \, \text{A}$

Λύση.

Από την εξίσωση (3): $U = IR = 0,05 \cdot 2000 = 100 \, \text{V}$.

Η τάση πού εφαρμόζεται στα άκρα του αντίστατη R είναι:

$$U = 100 \, \text{V}$$

- 2) Μία ηλεκτρική θερμάστρα με ωμική αντίσταση $R = 22 \, \Omega$, συνδέεται με ρευματοδότη $220 \, \text{V}$. Νά βρεθεί η ένταση I του ρεύματος, πού περνά από τον αντίστατη της θερμάστρας.

Λύση.

Από την εξίσωση (2) έχουμε: $I = \frac{U}{R} = \frac{220}{22} = 10 \, \text{A}$

Ωστε, η ένταση του ρεύματος της θερμάστρας είναι:

$$I = 10 \, \text{A}$$

- 3) Η λάμπα ενός αυτοκινήτου συνδέεται με συσσωρευτή (μπαταρία) των $6 \, \text{V}$. Όταν η λάμπα είναι αναμμένη, περνούν μέσα από αυτήν $6 \, \text{A}$. Νά βρεθεί η αντίσταση της λάμπας.

Λύση.

Από την εξίσωση (1) έχουμε: $R = \frac{U}{I} = \frac{6 \, \text{V}}{6 \, \text{A}} = 1 \, \Omega$

Ωστε, η αντίσταση της λάμπας είναι:

$$R = 1 \, \Omega$$

4.3 Ειδική αντίσταση — Υπολογισμός της ωμικής αντιστάσεως συρμάτων. Έξαρτηση της αντιστάσεως από τη θερμοκρασία.

α) Ειδική αντίσταση — Υπολογισμός αντιστάσεως συρμάτων.

Σύρμα ονομάζουμε ένα αγωγό, οι διαστάσεις της διατομής του οποίου είναι

μικρές, σέ σύγκριση μέ τό μήκος του καί ή διατομή του παραμένει σταθερή σέ ὅλο τό μήκος του.

Μέ πειράματα, διαπιστώνεται ὅτι ή ὠμική ἀντίσταση R ἑνός σύρματος ἐξαρτᾶται ἀπό τούς παρακάτω παράγοντες:

- α) Εἶναι ἀνάλογη πρός τό μήκος τοῦ σύρματος l .
- β) Εἶναι ἀντίστροφα ἀνάλογη πρός τή διατομή τοῦ σύρματος S .
- γ) Ἐξαρτᾶται ἀπό τό ὕλικό τοῦ σύρματος.

$$R = \rho \frac{l}{S} \Omega \quad (1)$$

Ὁ συντελεστής ρ , ὀνομάζεται **εἰδική ἀντίσταση** καί χαρακτηρίζει τό ὕλικό του σύρματος. Ὅσο πιά μεγάλη εἶναι ή εἰδική ἀντίσταση ἑνός ἀγωγοῦ τόσο μεγαλύτερη εἶναι ή ἀντίστασή του, ἐφ' ὅσον τό μήκος καί ή διατομή παραμένουν σταθερά.

Ἡ εἰδική ἀντίσταση ρ μεταβάλλεται μέ τή θερμοκρασία, ἄρα μεταβάλλεται καί ή ἀντίσταση R τοῦ σύρματος. Μέ τή μεταβολή αὐτή θά ἀσχοληθοῦμε στήν ἐπόμενη παράγραφο.

Ἀπό τή σχέση (1) μπορούμε νά ὑπολογίσουμε τή μονάδα τῆς εἰδικῆς ἀντιστάσεως, ἐπιλύοντας ὡς πρός ρ :

$$\rho = \frac{R \cdot S}{l} \frac{\Omega \text{ mm}^2}{\text{m}} \quad (2)$$

ΠΙΝΑΚΑΣ 4.3.1.

Υλικό	Εἰδική ἀντίσταση ρ σέ 20°C $\Omega \text{ mm}^2/\text{m}$	Εἰδική ἀγωγιμότητα κ σέ 20°C $\text{m}/\Omega \text{ mm}^2$	Θερμικός συντελεστής α σέ 20°C $[(^\circ\text{C})^{-1}]$
Υλικά καλῶν ἀγωγῶν			
Ἀργυρος	0,0165	61	$+3,7 \cdot 10^{-3}$
Χαλκός	0,0175	57	$+3,9 \cdot 10^{-3}$
Ἀλουμίνιο	0,029	35	$+4,7 \cdot 10^{-3}$
Υλικά ἀντιστατῶν			
Κονσταντάν (55% Cu καί 45% Ni)	0.43 ... 0.51	2,33 ... 1,96	$-0,05 \cdot 10^{-3}$
Μαγγανίνη (84% Cu, 12% Mn καί 4% Ni)	0,43	2,33	$0,01 \cdot 10^{-3}$
Γραφίτης	40	0,025	$-0,2 \cdot 10^{-3}$

Ἡ εἰδική ἀντίσταση μετρίεται σέ $\Omega \text{ mm}^2/\text{m}$. Παρατηροῦμε ὅτι κατ' ἐξαιρέση ἡ διατομή S δέν μετρίεται σέ m^2 , ὅπως θά ἔπρεπε, σύμφωνα μέ τό σύστημα S.I. , ἀλλά σέ mm^2 , γιατί ἔχει ἐπικρατήσει ἀπό παλιά, νά χρησιμοποιεῖται σέ διατομές ἀγωγῶν, λόγω τοῦ μικροῦ μεγέθους τους τό mm^2 . Αὐτό ὁμως δέν μᾶς δημιουργεῖ προβλήματα.

Ἡ ἀντίσταση R μετρίεται κανονικά σέ Ω καί τό μήκος l σέ m . Ὁ πίνακας 4.3.1 δίνει τήν εἰδική ἀντίσταση σέ θερμοκρασία 20°C , ὕλικῶν μέ μικρό ρ , πού εἶναι καλοί ἀγωγοί τοῦ ἠλεκτρισμοῦ καί χρησιμοποιοῦνται σέ κυκλώματα γιά τή διοχέτευση ἠλεκτρικοῦ ρεύματος καί ὕλικῶν μέ μεγαλύτερο ρ , πού χρησιμοποιοῦνται γιά τήν κατασκευή ἀντιστατῶν. Στόν ἴδιο πίνακα δίνονται ἐπίσης οἱ τιμές τῶν μεγεθῶν «εἰδική ἀγωγιμότητα» καί «θερμικός συντελεστής», πού θά γνωρίσουμε στή συνέχεια, λόγω τῆς σχέσεως πού ὑπάρχει μεταξύ τῶν τριῶν μεγεθῶν.

Τήν ἐξίσωση (1) μπορούμε νά ἐπιλύσουμε ὡς πρός l καί S , ἔτσι πού νά μπορούμε νά ὑπολογίσουμε τό μήκος καί τή διατομή, ὅταν ξέρομε τά ἄλλα μεγέθη.

$$l = \frac{R \cdot S}{\rho} \text{ m} \quad (3)$$

$$S = \frac{\rho \cdot l}{R} \text{ mm}^2 \quad (4)$$

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

1) Νά βρεθεῖ ἡ ἀντίσταση ἑνός χάλκινου ἀγωγοῦ ὅταν:

- Μήκος ἀγωγοῦ $l = 5 \text{ km}$ (5 χιλιόμετρα)
- Διάμετρος ἀγωγοῦ $d = 5 \text{ mm}$

$$\text{— Εἰδική ἀντίσταση τοῦ χαλκοῦ } \rho = 0,018 \frac{\Omega \text{ mm}^2}{\text{m}}$$

Λύση.

$$\text{Μήκος } l = 5 \text{ km} = 5000 \text{ m}$$

$$\text{Διατομή } S = \frac{\pi d^2}{4} = \frac{3,14 \cdot 5^2}{4} = 19,625 \text{ mm}^2$$

$$\text{Ἀντίσταση } R = \rho \frac{l}{S} = \frac{0,018 \cdot 5000}{19,625} = 4,58 \Omega$$

Ὡστε ἡ ἀντίσταση τοῦ ἀγωγοῦ εἶναι:

$$\underline{R = 4,58 \Omega}$$

2) Ἀπό ἓνα ρολό σύρματος ἀλουμινίου, διαμέτρου $d = 2 \text{ mm}$ καί εἰδικῆς ἀντι-

στάσεως $\rho_s = 0,0314 \Omega \text{ mm}^2/\text{m}$, θέλουμε να κόψουμε ένα κομμάτι, που νά έχει αντίσταση $R = 5 \Omega$.

Νά βρεθεί τό μήκος τοῦ κομματιοῦ αὐτοῦ.

Λύση.

$$\text{Ἀπό τήν ἐξίσωση (3) ἔχομε: } l = \frac{R \cdot S}{\rho}$$

$$S = \frac{\pi \cdot d^2}{4} = \frac{3,14 \cdot 2^2}{4} = 3,14 \text{ mm}^2$$

$$\rho = 0,0314 \quad \frac{\Omega \text{ mm}^2}{\text{m}}$$

$$R = 5 \Omega$$

$$l = \frac{5 \cdot 3,14}{0,0314} = 500 \text{ m}$$

Ὡστε, γιά νά ἔχομε αντίσταση $R = 5 \Omega$, πρέπει νά κόψουμε ἕνα κομμάτι μήκους:

$$l = 500 \text{ m}$$

- 3) Ἐνας χάλκινος ἀγωγός ἡλεκτρικῆς γραμμῆς μήκους $l = 500 \text{ m}$, πρέπει νά ἔχει αντίσταση $R = 0,5 \Omega$. Νά βρεθεῖ ἡ διατομή του S , όταν ἡ εἰδική ἀντίσταση τοῦ χαλκοῦ εἶναι $\rho = 0,018 \Omega \text{ mm}^2/\text{m}$.

Λύση.

$$\text{Ἀπό τήν ἐξίσωση (4) ἔχομε: } S = \frac{\rho \cdot l}{R}$$

$$S = \frac{0,018 \cdot 500}{0,5} = 18 \text{ mm}^2$$

Ὡστε, ἡ διατομή τοῦ ἀγωγοῦ πρέπει νά εἶναι: $S = 18 \text{ mm}^2$.

β) Ἐξάρτηση τῆς ἀντιστάσεως ἀπό τή θερμοκρασία.

Ἐφ' ὅσον ἡ εἰδική ἀντίσταση ἑνός ἀγωγοῦ ἐξαρτᾶται ἀπό τή θερμοκρασία, ἐξαρτᾶται καί ἡ ἀντίστασή του ἀπό τή θερμοκρασία, σύμφωνα μέ τόν τύπο (1) τῆς παραγράφου 4.3. Ἡ ἀντίσταση π.χ. τοῦ μεταλλικοῦ νήματος μιᾶς λυχνίας φωτισμοῦ, εἶναι 10 φορές περίπου μεγαλύτερη σέ θερμή παρά σέ ψυχρή κατά-

σταση. Γενικά, η αντίσταση των καθαρών μετάλλων αυξάνεται με τη θερμοκρασία, ενώ η αντίσταση των κραμάτων και των ήμιαγωγών συνήθως μειώνεται.

Έστω ότι η αντίσταση ενός άγωγου μεταβάλλεται κατά α Ω ανά βαθμό Κελσίου και Ώμ. Αν ο άγωγός έχει αντίσταση R_1 σε θερμοκρασία θ_1 και η θερμοκρασία του αυξηθεί ή ελαττωθεί, ώστε να φθάσει τη θερμοκρασία θ_2 , η αντίστασή του θα μεταβληθεί κατά $\alpha (\theta_2 - \theta_1) R_1$. Άρα, η αντίστασή του στη θερμοκρασία θ_2 , θα είναι:

$$R_2 = R_1 + \alpha (\theta_2 - \theta_1) R_1$$

ή

$$R_2 = R_1 [1 + \alpha(\theta_2 - \theta_1)] \quad \Omega \quad (5)$$

Από τη σχέση αυτή παίρνουμε:

$$R_1 = \frac{R_2}{1 + \alpha (\theta_2 - \theta_1)} \quad \Omega \quad (6)$$

και

$$\alpha = \frac{R_2 - R_1}{R_1 (\theta_2 - \theta_1)} \quad \frac{1}{^\circ\text{C}} \quad (7)$$

Τό α ονομάζεται **θερμικός συντελεστής** και έχει διάσταση $1/^\circ\text{C}$.

Στόν προηγούμενο συλλογισμό μας θεωρήσαμε σταθερό το θερμικό συντελεστή α . Στην πραγματικότητα όμως ο θερμικός συντελεστής είναι διαφορετικός στις διάφορες θερμοκρασίες. Συνήθως, ο θερμικός συντελεστής δίνεται για θερμοκρασία 20°C , οπότε στους τύπους (5) - (7) $\theta_1 = 20^\circ\text{C}$. Για 20°C δίνονται επίσης οι τιμές των αντιστάσεων των αντιστατών.

Από τη σχέση (7), προκύπτει ότι ο θερμικός συντελεστής είναι **θετικός** στα μέταλλα, όπου $R_2 > R_1$, και συνήθως αρνητικός στα κράματα και στους ήμιαγωγούς, όπου $R_2 < R_1$. Στόν πίνακα 4.3.1 αναγράφεται ο θερμικός συντελεστής ορισμένων υλικών.

Αριθμητικά παραδείγματα.

- 1) Σε μία λυχνία πυρακτώσεως, εφαρμόζουμε τάση $U = 220 \text{ V}$. Όταν η λυχνία βρίσκεται στη μόνιμη κατάσταση λειτουργίας (θερμή κατάσταση), μέσα από τη λυχνία περνά ρεύμα έντασεως $I = 220 \text{ mA}$.

Νά βρεθούν:

- Η αντίσταση της λυχνίας σε κατάσταση λειτουργίας.
- Η αντίσταση της λυχνίας σε θερμοκρασία 15°C , αν η θερμοκρασία λειτουργίας είναι 2215°C και ο θερμικός συντελεστής $\alpha = 0,005 \text{ } 1/^\circ\text{C}$.
- Η ένταση I , όταν η λυχνία είναι σε ψυχρή κατάσταση, δηλαδή σε 15°C .



Αύση.α) Τάση λειτουργίας $U = 220 \text{ V}$ Ένταση λειτουργίας $I = 220 \text{ mA} = 0,22 \text{ A}$

$$\text{Αντίσταση λειτουργίας } R_2 = \frac{U}{I} = \frac{220}{0,22} = 1000 \Omega$$

$$\text{Αντίσταση λειτουργίας } R_2 = 1000 \Omega$$

β) Από την εξίσωση (6) έχουμε:

$$R_1 = \frac{R_2}{1 + \alpha(\theta_2 - \theta_1)}$$

 $R_2 = 1000 \Omega$ όπως υπολογίσθηκε $\theta_2 = 2215^\circ\text{C}$ $\theta_1 = 15^\circ\text{C}$

$$\alpha = 0,005 \frac{1}{^\circ\text{C}}$$

$$R_1 = \frac{1000}{1 + 0,005(2215 - 15)} = 83,33 \Omega$$

Η αντίσταση της λυχνίας σε θερμοκρασία 15°C είναι:

$$R_1 = 83,33 \Omega$$

γ) Η τάση $U = 220 \text{ V}$ παραμένει σταθερήΗ αντίσταση σε 15°C είναι $R_1 = 83,33 \Omega$

Η ένταση λοιπόν θα είναι:

$$I = \frac{U}{R} = \frac{220}{83,33} = 2,6 \text{ A}$$

Όταν η λυχνία είναι σε ψυχρή κατάσταση, δηλαδή 15°C , τότε η ένταση I είναι:

$$I = 2,6 \text{ A}$$

Παρατηρούμε ότι σε ψυχρή κατάσταση, μόλις η λυχνία συνδεθεί σε τάση 220 V , το ρεύμα είναι περισσότερο από το δεκαπλάσιο του ρεύματος, που την διαρρέει όταν φθάσει στη μόνιμη θερμή κατάσταση λειτουργίας και η αντίστασή της είναι λιγότερη από τό $1/10$ της αντιστάσεως, σε θερμή κατάσταση.

- 2) Νά βρεθεί η αντίσταση ενός χάλκινου άγωγού μήκους $l = 1000 \text{ m}$ και διατομής $S = 0,75 \text{ mm}^2$, σε θερμοκρασίες 20°C και $+100^\circ\text{C}$.

Ειδική αντίσταση του χαλκού σε 20°C : $\rho = 0,0175 \text{ } \Omega \text{ mm}^2/\text{m}$

Θερμικός συντελεστής: $\alpha = 0,0039 \text{ } 1/^\circ\text{C}$

Λύση.

- α) Αντίσταση του άγωγού σε θερμοκρασία 20°C :

$$R_1 = \frac{\rho l}{S} = \frac{0,0175 \cdot 1000}{0,75} = 23,3 \text{ } \Omega$$

$$\underline{R_1 = 23,3 \text{ } \Omega}$$

- β) Αντίσταση του άγωγού σε θερμοκρασία 100°C :

$$R_2 = R_1 [1 + \alpha (\theta_2 - \theta_1)]$$

$$R_2 = 23,3[1 + 0,0039 (100 - 20)] = 30,6 \text{ } \Omega$$

$$\underline{R_2 = 30,6 \text{ } \Omega}$$

Παρατηρούμε ότι η μεταβολή της αντιστάσεως μεταξύ 20°C και 100°C ά-
νέρχεται σε 31,2%.

- 3) Η αντίσταση τών χαλκίνων τυλιγμάτων μιās γεννήτριας, μετρήθηκε σε ψυχρή κατάσταση ($\theta_1 = 20^\circ\text{C}$) και βρέθηκε $R_1 = 200 \text{ } \Omega$. Ύστερα από λειτουργία μιās ώρας, όποτε η θερμοκρασία της σταθεροποιήθηκε, η αντίστα-
σή της βρέθηκε $R_2 = 240 \text{ } \Omega$. Ό θερμικός συντελεστής του χαλκού είναι
 $\alpha \approx 0,004 \text{ } 1/^\circ\text{C}$.

Νά βρεθεί η θερμοκρασία μόνιμης λειτουργίας τής γεννήτριας.

Λύση.

Άπό τήν επίλυση τής εξίσώσεως (5) έχομε:

$$\theta_2 = \frac{R_2}{R_1 \cdot \alpha} - \frac{1}{\alpha} + \theta_1 \text{ } ^\circ\text{C}$$

$$R_2 = 240 \text{ } \Omega$$

$$R_1 = 200 \text{ } \Omega$$

$$\alpha = 0,004 \text{ } 1/^\circ\text{C}$$

$$\theta_1 = 20^\circ\text{C}$$

$$\theta_2 = \frac{240}{200 \cdot 0,004} - \frac{1}{0,004} + 20 = 300 - 250 + 20 = 70^\circ\text{C}$$

Η θερμοκρασία μόνιμης λειτουργίας της γεννήτριας είναι: $\theta_2 = 70^\circ\text{C}$

4.4 Η ηλεκτρική αγωγιμότητα και η ειδική αγωγιμότητα.

α) Ηλεκτρική αγωγιμότητα.

Ηλεκτρική αγωγιμότητα ή απλά **αγωγιμότητα**, ονομάζεται **τό αντίστροφο της ηλεκτρικής αντίστασης**. Η ηλεκτρική αγωγιμότητα συμβολίζεται με το λατινικό κεφαλαίο γράμμα G και μετριέται σε μονάδες **σήμενς** (Siemens) ή **μώ** (mho από την αντίστροφη γραφή του ohm):

$$G = \frac{1}{R}$$

$$1 \text{ σήμενς (S)} = 1 \text{ mho} = \frac{1}{\Omega}$$

Αφού αγωγιμότητα και αντίσταση είναι μεγέθη αντίστροφα, συμπεραίνουμε ότι ένας αγωγός μικρής αγωγιμότητας παρουσιάζει μεγάλη αντίσταση, ενώ ένας αγωγός μεγάλης αγωγιμότητας παρουσιάζει μικρή αντίσταση.

β) Ειδική αγωγιμότητα.

Ειδική αγωγιμότητα ονομάζεται **τό αντίστροφο της ειδικής αντίστασης**.

Η ειδική αγωγιμότητα συμβολίζεται με το μικρό γράμμα του ελληνικού αλφαβήτου κ και είναι:

$$\kappa = \frac{1}{\rho} \frac{\text{m}}{\Omega \text{ mm}^2}$$

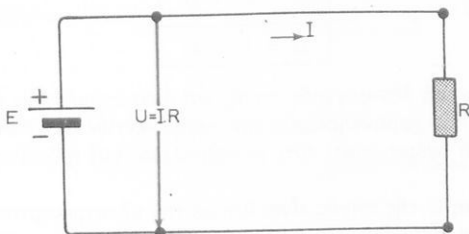
Η ειδική αγωγιμότητα μετριέται σε $\text{m}/\Omega \text{ mm}^2$. Ο πίνακας 4.3.1 δίνει την ειδική αγωγιμότητα ορισμένων κοινών υλικών.

4.5 Ο νόμος του Ohm σε πλήρες κύκλωμα.

Στην παράγραφο 4.2 διατυπώσαμε το νόμο του Ωμ για ένα **τμήμα κυκλώματος** με αντίσταση R , στο οποίο εφαρμόζεται τάση U και ρέει ρεύμα I , χωρίς να ενδιαφερθούμε για το πώς δημιουργείται η τάση και το ρεύμα στο κύκλωμα.

Όπως ξέρομε, για να περάσει ρεύμα I από ένα αντίστατή R , πρέπει ο αντίστατης να συνδεθεί στους πόλους μιας ηλεκτρικής πηγής με ορισμένη ηλεκτρεγερτική δύναμη E , ώστε να σχηματισθεί ένα κλειστό κύκλωμα, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.5α. Ποιά σχέση συνδέει την ηλεκτρεγερτική δύναμη E , το ρεύμα I και την αντίσταση R στο κλειστό αυτό κύκλωμα; Τήν απάντηση δίνει ο νόμος του Ωμ σε **πλήρες**, δηλαδή **κλειστό κύκλωμα**, που προκύπτει από το νόμο του Ωμ σε τμήμα κυκλώματος.

Ο αντιστάτης R μαζί με τους άγωγους, που τον συνδέουν στους πόλους της πηγής και που θεωρούμε ότι έχουν αμελητέα αντίσταση, αποτελεί το **έξωτερικό τμήμα** του κυκλώματος. Στο εξωτερικό τμήμα, ξεκινά το ρεύμα από το θετικό πόλο και φθάνει στον αρνητικό πόλο της πηγής. Από τον αρνητικό πόλο, συνεχίζει το ρεύμα την πορεία του προς το θετικό μέσα στην πηγή. Η πηγή αποτελεί το **έσωτερικό τμήμα** του κυκλώματος. Κατά τη διέλευσή του από το τμήμα αυτό, το ρεύμα συναντά επίσης όρισμένη αντίσταση. Την αντίσταση αυτή την ονομάζουμε **έσωτερική αντίσταση της πηγής** και τη συμβολίζουμε με το μικρό γράμμα του λατινικού άλφαβήτου r .



Σχ. 4.5α.

Ο εξωτερικός αντιστάτης R και η έσωτερική αντίσταση r διαρρέονται από το ίδιο ρεύμα I , άρα είναι συνδεδεμένοι σε σειρά. Το άθροισμά τους ονομάζεται **ολική αντίσταση $R_{ολ}$** του κυκλώματος:

$$R_{ολ} = R + r \quad (1)$$

Γιά να κυκλοφορήσει επομένως ρεύμα έντασης I μέσα στο κύκλωμα, πρέπει η ηλεκτρεγερτική δύναμη της πηγής E να έχει τέτοια τιμή, ώστε:

- α) Νά καλύπτει την πτώση τάσεως $U = IR$ στο εξωτερικό κύκλωμα.
- β) Νά καλύπτει την πτώση τάσεως Ir , την οποία δημιουργεί το ρεύμα μέσα στην πηγή.

Επομένως, η ηλεκτρεγερτική δύναμη E της πηγής πρέπει να είναι ίση με το άθροισμα των πτώσεων τάσεως:

$$E = IR + Ir = I(R + r) = IR_{ολ} \quad (2)$$

Από την εξίσωση (2) προκύπτει:

$$I = \frac{E}{R + r} = \frac{E}{R_{ολ}} \quad (3)$$

Τό ρεύμα I σε ένα άπλό κλειστό κύκλωμα, είναι ίσο με τό πηλίκο της ηλεκτρεγερτικής δυνάμεως E της πηγής διά της ολικής αντιστάσεως $R_{ολ}$ του

κυκλώματος. Η σχέση (3) εκφράζει το **νόμο του Ωμ** *σέ πλήρες κύκλωμα* και έχει την ίδια μορφή με τη σχέση (1) της παραγράφου 4.2, που δίνει το νόμο του Ωμ *σέ τμήμα κυκλώματος*.

Τό γινόμενο IR στην εξίσωση (2) είναι ή τάση U , που μετρίεται στά άκρα του αντίστατή R . Η τάση αυτή είναι ίση με την τάση, που μετρίεται στους πόλους της πηγής, εφ' όσον οι άγωγοί συνδέσεως έχουν άμελητέα αντίσταση. Γι' αυτό ονομάζεται **πολική τάση**.

Από την (2) προκύπτει:

$$E = U + Ir \quad (4)$$

και

$$U = E - Ir \quad (5)$$

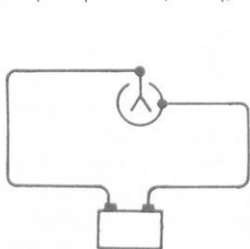
Η ηλεκτρεγερτική δύναμη μιās πηγής και ή έσωτερική της αντίσταση είναι σταθερά μεγέθη, που χαρακτηρίζουν την πηγή. Αντίθετα, ή πολική τάση U μεταβάλλεται με τό ρεύμα, γιατί τότε μεταβάλλεται και ή έσωτερική πτώση τάσεως Ir .

Η πολική τάση U της πηγής είναι ίση με την ηλεκτρεγερτική δύναμη μόνο όταν τό κύκλωμα είναι άνοικτό, δηλαδή όταν ή ένταση $I = 0$. Τότε από την παραπάνω εξίσωση (5), έχομε: $Ir = 0$ όποτε:

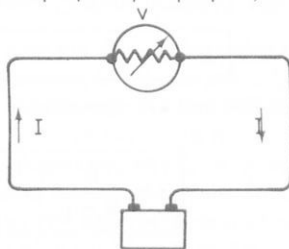
$$U = E \quad (6)$$

Από τή σχέση (6) γίνεται κατανοητός ό όρισμός της ηλεκτρεγερτικής δύναμews που είχαμε δώσει στην παράγραφο 3.3: Ηλεκτρεγερτική δύναμη μιās πηγής είναι ή τάση που μετρίεται μεταξύ τών πόλων της πηγής, χωρίς νά κλείσει κύκλωμα μεταξύ τους, δηλαδή χωρίς νά περάσει ρεύμα από τό θετικό πόλο στον άρνητικό.

Τήν ηλεκτρεγερτική δύναμη μπορούμε νά μετρήσομε με ειδικά **ηλεκτροστατικά βολτόμετρα**, από τά όποια δέν χρειάζεται νά περάσει ρεύμα, για νά λειτουργήσουν (σχ. 4.5β). Στην πράξη, μετρούμε την ηλεκτρεγερτική δύναμη μιās πηγής κατά προσέγγιση, χρησιμοποιώντας βολτόμετρο με **μεγάλη αντίσταση**. Στην περίπτωση αυτή, από τό βολτόμετρο περνά ρεύμα I , όπως φαίνε-



Σχ. 4.5β.



Σχ. 4.5γ.

ται στο σχήμα 4.5γ. Το ρεύμα όμως είναι πολύ μικρό, με αποτέλεσμα ή πτώση τάσεως $I r$ στο εσωτερικό της πηγής να είναι πολύ μικρή και ή πολική τάση U , που μετρά το βολτόμετρο, να είναι σχεδόν ίση με την ΗΕΔ της πηγής E .

Αριθμητικά παραδείγματα.

1) Δίνεται το κλειστό κύκλωμα του σχήματος 4.5α όπου:

$$E = 1,5 \text{ V}, \text{ εσωτερική αντίσταση } r = 1,5 \, \Omega, \text{ κατανάλωση } R = 7,5 \, \Omega.$$

Νά βρεθούν: Η ένταση I και ή πολική τάση U .

Λύση.

$$\text{Από την εξίσωση (3) έχουμε: } I = \frac{E}{R + r} = \frac{1,5}{7,5 + 1,5} = 0,167 \text{ A}$$

$$\underline{I = 0,167 \text{ A}}$$

Από την εξίσωση (4) έχουμε: $U = E - I r$

$$U = 1,5 - 0,167 \cdot 1,5 = 1,25 \text{ V}$$

$$\underline{U = 1,25 \text{ V}}$$

2) Στο άπλο κλειστό κύκλωμα του σχήματος 4.5α έχουμε ΗΕΔ $E = 1,9 \text{ V}$, πολική τάση $U = 1,7 \text{ V}$ και ένταση $I = 2 \text{ A}$.

Νά βρεθούν: Η αντίσταση R του εξωτερικού κυκλώματος και ή εσωτερική αντίσταση r της πηγής.

Λύση.

Η εσωτερική πτώση τάσεως στην πηγή είναι: $U' = E - U = 1,9 - 1,7 = 0,2 \text{ V}$. Αν διαιρέσουμε την εσωτερική πτώση τάσεως με το ρεύμα, βρίσκουμε την εσωτερική αντίσταση της πηγής:

$$r = \frac{U'}{I} = \frac{0,2}{2} = 0,1 \, \Omega$$

$$\underline{r = 0,1 \, \Omega}$$

Η αντίσταση του εξωτερικού κυκλώματος βρίσκεται, αν διαιρέσουμε την πολική τάση με το ρεύμα:

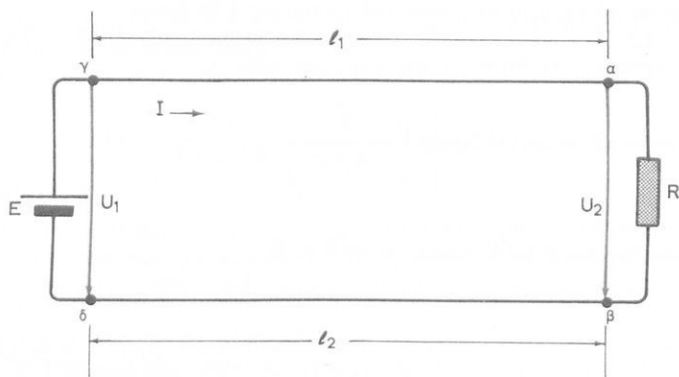
$$R = \frac{U}{I} = \frac{1,7}{2} = 0,85$$

$$\underline{R = 0,85 \, \Omega}$$

4.6 Πτώση τάσεως σε ηλεκτρικές γραμμές.

Οι έκτεταμένες τεχνικές εφαρμογές του ηλεκτρισμού βασίζονται στο μεγάλο πλεονέκτημα της εύκολης **μεταφοράς** του ηλεκτρικού ρεύματος. Βασικά, τό

ηλεκτρικό ρεύμα παράγεται από κάποια πηγή E , μεταφέρεται σέ κάποια απόσταση μέ ένα άγωγό l_1 , περνά μέσα από κάποια καταναλώση R και κλείνει τό κύκλωμα μέ ένα άλλο άγωγό l_2 (σχ. 4.6α). Οί άγωγοί l_1 και l_2 σχηματίζουν μία **γραμμή μεταφοράς** του **ηλεκτρικού ρεύματος**, ή καλύτερα τής **ηλεκτρικής ενέργειας** (τήν όποία θά γνωρίσομε άργότερα).



Σχ. 4.6α.

R_{L1} και R_{L2} όνομάζομε τίσ αντίστασεις τών άγωγών l_1 και l_2 . U_2 όνομάζομε τήν τάση, πού εφαρμόζομε στά άκρα τής καταναλώσεως R . U_1 όνομάζομε τήν τάση τής πηγής E και I τήν ένταση του ρεύματος, πού, στήν περίπτωση τής συνδεσμολογίας του σχήματος 4.6α, είναι ίσες σέ όλες τίσ καταναλώσεις.

Από τό νόμο του Όμ, έχομε γιά τήν τάση μεταξύ τών σημείων α-β, δηλαδή στά άκρα τής καταναλώσεως R :

$$U_2 = IR$$

και γιά τήν τάση μεταξύ τών σημείων γ-δ, δηλαδή στά άκρα:

$$U_1 = I(R_{L1} + R + R_{L2}) \quad (1)$$

Η διαφορά τών δύο αυτών τάσεων $U_1 - U_2$ είναι ή **πτώση τάσεως** στή γραμμή μεταφοράς:

$$U_1 - U_2 = I(R_{L1} + R_{L2}) \quad (2)$$

Αν όνομάσομε $R_{L1} + R_{L2} = R_L$ τήν όλική αντίσταση τής γραμμής, τότε ή εξίσωση (2) γράφεται:

$$U_1 - U_2 = IR_L \quad (3)$$

Όπως φαίνεται από τή σχέση (3), ή πτώση τάσεως όφείλεται στήν όλική άν-

τίσταση R_L των αγωγών l_1 και l_2 . Στην αντίσταση αυτή καταναλώνεται, όπως θα γνωρίσαμε αργότερα, ορισμένη **ἐνέργεια** από αυτήν που μεταφέρεται από την πηγή στην κατανάλωση. Όσο μικρότερη είναι η αντίσταση των αγωγών R_L , τόσο λιγότερη είναι και η ἐνέργεια που καταναλώνεται σέ αυτούς. Άρα, όσο μικρότερη είναι η πτώση τάσεως.

Αριθμητικό παράδειγμα.

Ένας καταναλωτής αντιστάσεως $R_2 = 20 \Omega$, έχει κατασκευασθεί νά λειτουργεί σέ τάση $U_2 = 60 \text{ V}$. Για την τροφοδότησή του διαθέτομε ρεύμα τάσεως $U = 220 \text{ V}$. Νά βρεθεί ο τρόπος, που μπορεί νά λειτουργήσει ο καταναλωτής R_2 (οί αντιστάσεις των αγωγών δέν λαμβάνονται υπ' όψη).

Λύση.

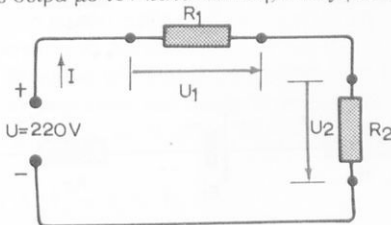
Η ένταση του ρεύματος που χρειάζεται για νά λειτουργήσει ο καταναλωτής, προκύπτει από την τάση στά άκρα του και την αντίστασή του:

$$I = \frac{U_2}{R_2} = \frac{60}{20} = 3 \text{ A}$$

Τήν ένταση αυτή πρέπει νά έχει τό ρεύμα, μέ τό όποιο θά τροφοδοτήσει ή πηγή τό κύκλωμα. Παρατηρούμε όμως ότι ή πηγή έχει τάση 220 V , ενώ ο καταναλωτής λειτουργεί μέ τάση 60 V . Άρα, μεταξύ πηγής και καταναλωτή, πρέπει νά δημιουργηθεί **πτώση τάσεως**:

$$U_1 = U - U_2 = 220 - 60 = 160 \text{ V}$$

Έφ' όσον οί άγωγοί έχουν άμελητέα αντίσταση και δέν δημιουργούν πτώση τάσεως, την πτώση τάσεως θά πρέπει νά δημιουργήσει ένας αντιστάτης R_1 , που θά συνδεθεί σέ σειρά μέ τόν καταναλωτή, όπως φαίνεται στό σχήμα 4.6β.



Σχ. 4.6β.

Ο αντιστάτης R_1 διαρρέεται από τό ίδιο ρεύμα, μέ τό όποιο διαρρέεται και ο καταναλωτής R_2 . Άρα ή αντίστασή του είναι:

$$R_1 = \frac{U_1}{I} = \frac{160}{3} = 53,33 \Omega$$

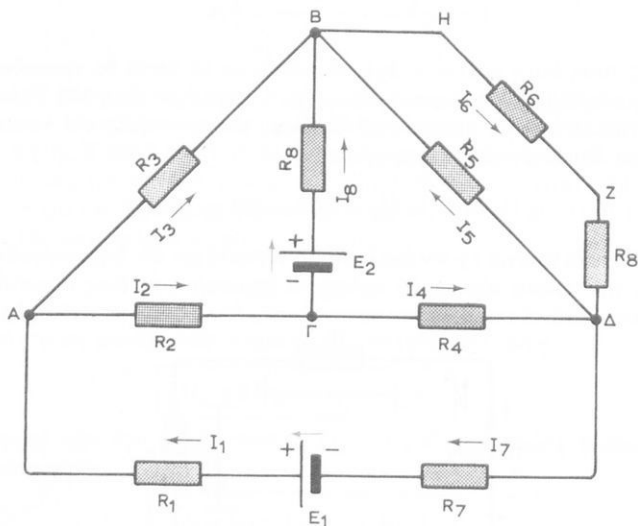
ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΕΜΠΤΟ

ΚΑΝΟΝΕΣ ΚΑΙ ΘΕΩΡΗΜΑΤΑ ΑΝΑΛΥΣΕΩΣ ΚΥΚΛΩΜΑΤΩΝ

5.1 Σύνθετα ηλεκτρικά κυκλώματα.

Μέχρι τώρα εξετάσαμε απλά κυκλώματα με μία μόνο πηγή και μία κατανάλωση και είδαμε πώς υπολογίζεται με το νόμο του Ohm το ρεύμα του κυκλώματος και η πτώση τάσεως στα άκρα της καταναλώσεως.

Στήν πράξη, τα ηλεκτρικά κυκλώματα περιλαμβάνουν συνήθως περισσότερες από μία πηγές και περισσότερες καταναλώσεις, που συνδέονται μεταξύ τους κατά διάφορους τρόπους, ώστε να σχηματίζονται κλειστές διαδρομές, όπως π.χ. φαίνεται στο σχήμα 5.1.



Σχ. 5.1.

Μία κλειστή διαδρομή, που σχηματίζεται από αγωγούς συνδέσεως, καταναλώσεις και (ή) πηγές, που συναντάμε μία μόνο φορά, όταν ξεκινήσουμε από ένα σημείο του κυκλώματος και επιστρέψουμε στο ίδιο σημείο, ονομάζεται **βρόχος**. Η διαδρομή π.χ. ΑΒΓΑ στο σχήμα 5.1 είναι βρόχος, όπως επίσης και

ή $AB\Delta E_1A$, ή $B\Gamma A E_1\Delta B$, κ.ο.κ. Αντίθετα, δέν είναι βρόχος ή διαδρομή $AB\Gamma A E_1\Delta\Gamma A$, γιατί περνάμε δύο φορές από τό τμήμα ΓA .

Ένα άπλό κύκλωμα άποτελείται από ένα μόνο βρόχο. Ένα ήλεκτρικό κύκλωμα, πού περιλαμβάνει περισσότερους από ένα βρόχους, ονομάζεται **σύνθετο κύκλωμα** ή **δίκτυο** ή **δικτύωμα**. Σύνθετα κυκλώματα είναι π.χ. τά κυκλώματα μεταφοράς και διανομής ήλεκτρικής ενέργειας, τά ήλεκτρονικά κυκλώματα των τηλεοράσεων κλπ.

Ένα σύνθετο κύκλωμα περιλαμβάνει **κλάδους** και **κόμβους**. Ένας **κλάδος** σχηματίζεται από μία ή περισσότερες καταναλώσεις ή (και) πηγές συνδεδεμένες σέ σειρά, μεταξύ δύο διαδοχικών κόμβων. Ένας **κόμβος** είναι τό σημείο συνδέσεως των άκρων τριών ή περισσότερων κλάδων. Τό τμήμα AR_3B του κυκλώματος του σχήματος 5.1 άποτελεί π.χ. κλάδο, όπως και τό τμήμα $AR_1E_1R_7\Delta$. Τά σημεία A, B, Γ, Δ άποτελούν κόμβους. Αντίθετα, δέν άποτελεί κλάδο τό τμήμα $BA\Gamma$ γιατί μεσολαβεί ό κόμβος A . Επίσης τά σημεία H και Z δέν άποτελούν κόμβους.

Ο προσδιορισμός των ρευμάτων και των πτώσεων τάσεως στους κλάδους ενός κυκλώματος, όταν δίνεται τό κύκλωμα και είναι γνωστές οι ΗΕΔ των πηγών και οι καταναλώσεις, ονομάζεται «ανάλυση κυκλώματος». Γιά τήν άνάλυση ενός σύνθετου κυκλώματος, δέν άρκει ό νόμος του Ohm, γιατί τό ρεύμα σέ κάθε κλάδο δέν έξαρτάται από μία μόνο πηγή και μία κατανάλωση, αλλά από όλες τίς πηγές και τίς καταναλώσεις του κυκλώματος. Στην περίπτωση αυτή χρησημοποιούμε δύο κανόνες πού έπενόησε ό Γερμανός φυσικός *G. Kirchhoff*.

5.2 Οί Κανόνες του Kirchhoff.

α) **Ο πρώτος κανόνας του Kirchhoff** άφορά στά ρεύματα σέ ένα οποιοδήποτε κόμβο του κυκλώματος. Έπειδή ένας κόμβος δέν είναι πηγή ενέργειας, ώστε νά προσθέτει στό δίκτυο ήλεκτρικό ρεύμα, ούτε όμως άπορροφά ήλεκτρικά φορτία, ώστε νά άφαιρεί ήλεκτρικό ρεύμα από τό κύκλωμα, τό συνολικό ρεύμα, πού φθάνει σέ ένα κόμβο, πρέπει νά τόν έγκαταλείπει άμέσως. Αυτό έκφράζει ό πρώτος κανόνας του Kirchhoff:

Τό αριθμητικό άθροισμα των ρευμάτων πού φθάνουν σέ ένα κόμβο, είναι ίσο μέ τό άθροισμα των ρευμάτων πού φεύγουν από αυτόν.

Στό σχήμα 5.1 έχομε π.χ. μέ τίς φορές των ρευμάτων, όπως είναι σχεδιασμένες:

$$\text{Γιά τόν κόμβο } A: I_1 = I_2 + I_3 \quad (1)$$

$$\text{Γιά τόν κόμβο } B: I_3 + I_8 + I_5 = I_6 \quad (2)$$

$$\text{Γιά τόν κόμβο } \Delta: I_4 + I_6 = I_5 + I_7 \quad (3)$$

Οί σχέσεις (1) έως (3) γράφονται επίσης:

$$I_1 - I_2 - I_3 = 0 \quad (4) \quad \text{ή} \quad I_2 + I_3 - I_1 = 0 \quad (5)$$

$$I_3 + I_8 + I_5 - I_6 = 0 \quad (6) \quad \text{ή} \quad I_6 - I_3 - I_8 - I_5 = 0 \quad (7)$$

$$I_4 + I_6 - I_5 - I_7 = 0 \quad (8) \quad \text{ή} \quad I_5 + I_7 - I_4 - I_6 = 0 \quad (9)$$

καί γενικά:

$$\boxed{\sum I = 0} \quad (10)$$

Από τις σχέσεις (4) έως (9) και τη γενική σχέση (10) εξάγεται το συμπέρασμα, ότι, αν θεωρήσουμε τα ρεύματα που φθάνουν σε ένα κόμβο θετικά και αυτά που φεύγουν αρνητικά [όπως στις εξισώσεις (4), (6) και (8)] ή αντίστροφα τα ρεύματα που φθάνουν αρνητικά και αυτά που φεύγουν θετικά [όπως στις εξισώσεις (5), (7) και (9)], μπορούμε να διατυπώσουμε ως εξής τον πρώτο κανόνα του Kirchhoff:

Τό αλγεβρικό άθροισμα τῶν ρευμάτων πού συναντῶνται σέ ἕνα κόμβο εἶναι ἴσο μέ τό μηδέν.

β) **Ὁ δεύτερος κανόνας τοῦ Kirchhoff** ἀφορᾷ στή σχέση τῶν ηλεκτρεγερτικῶν δυνάμεων καί τῶν πτώσεων τάσεως σέ ἕνα ὁποιοδήποτε **βρόχο** τοῦ κυκλώματος. Γιά νά προσδιορίσουμε τή σχέση αὐτή, ἐργαζόμαστε ὡς ἐξῆς:

1) Σέ κάθε πηγὴ τοῦ βρόχου σημειώνουμε μέ ἕνα βέλος τή συμβατική φορά, πού ἔχει τό ρεῦμα, ὅταν διαρρέει τήν πηγή, δηλαδή τή φορά ἀπό τόν ἀρνητικό πόλο πρὸς τό θετικό (σχ. 5.2α).



Σχ. 5.2α.

2) Σέ κάθε κλάδο τοῦ βρόχου σημειώνουμε μέ ἕνα βέλος **αὐθαίρετα** τή φορά πού ἔχει τό ρεῦμα στὸν κλάδο αὐτό. Ὁ αὐθαίρετος ὀρισμός τῆς φορᾶς τοῦ ρεύματος εἶναι ἀναγκαῖος, γιατί δέν ξέρομε ἀπὸ πρὶν ποιά εἶναι ἡ σωστὴ φορά τοῦ ρεύματος στὸν κλάδο. Τῇ σωστῇ φορά προσδιορίζουμε, ὅπως θά δοῦμε πιὸ κάτω, ἀφοῦ τελειώσουν οἱ ὑπολογισμοὶ σέ ὁλόκληρο τό κύκλωμα. Μέχρι ὅμως νά φθάσουμε στό σημεῖο αὐτὸ εἶναι ἀπαραίτητο νά ἐργασθοῦμε ἀποκλειστικά μέ τή φορά τοῦ ρεύματος πού ἐκλέξαμε αὐθαίρετα χωρίς νά τὴν ἀλλάξουμε.

3) Θεωροῦμε ὅτι ἡ πτώση τάσεως σέ ὁποιαδήποτε κατανάλωση, ἔχει τὴν ἴδια φορά μέ τή φορά τοῦ ρεύματος, πού διαρρέει τὴν κατανάλωση.

4) Σημειώνουμε αὐθαίρετα μία φορά διαδρομῆς τοῦ βρόχου.

5) Θεωροῦμε θετικές τῖς ΗΕΔ E τῶν πηγῶν καί τῖς πτώσεις τάσεως IR τῶν καταναλώσεων, πού ἔχουν τὴν ἴδια φορά μέ τή φορά τοῦ βρόχου καί ἀρνητικές τῖς ΗΕΔ καί τῖς πτώσεις τάσεως, πού ἔχουν ἀντίθετη φορά.

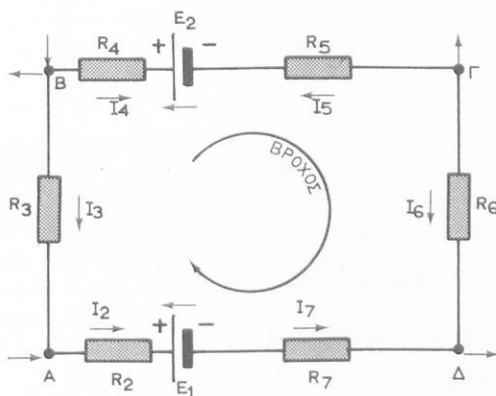
Σύμφωνα μέ τῖς παραπάνω παραδοχές ὁ δεύτερος κανόνας τοῦ Kirchhoff διατυπώνεται ὡς ἐξῆς:

Τό αλγεβρικό άθροισμα τών ηλεκτρεγερτικῶν δυνάμεων ενός βρόχου εἶναι ἴσο μέ τό αλγεβρικό άθροισμα τών πτώσεων τάσεως στους κλάδους τοῦ βρόχου.

$$\boxed{\sum E = \sum IR} \quad (11)$$

Στό βρόχο τοῦ σχήματος 5.2β ἔχομε π.χ.:

$$E_1 - E_2 = -I_2R_2 - I_3R_3 + I_4R_4 - I_5R_5 + I_6R_6 - I_7R_7 \quad (12)$$



Σχ. 5.2β.

Γιά κάθε βρόχο ενός κυκλώματος, μπορούμε νά γράψουμε μία εξίσωση τῆς μορφῆς (11). Ἄν ένας βρόχος δέν περιλαμβάνει ηλεκτρεγερτικές δυνάμεις, τότε τό άθροισμα τών πτώσεων τάσεως στίς καταναλώσεις τοῦ βρόχου εἶναι ἴσο μέ μηδέν:

$$\boxed{\sum IR = \sum U = 0} \quad (13)$$

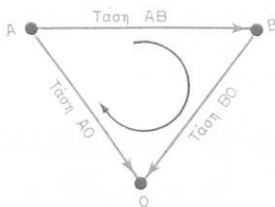
Ἄντί τῆς ΗΕΔ Ε, χρησιμοποιοῦμε σέ ὁρισμένες περιπτώσεις τήν πολική τάση U μιᾶς πηγῆς, τήν ὁποία σημειώνομε μέ φορά ἀπό τό θετικό πόλο πρὸς τόν ἀρνητικό (ἀντίθετα δηλαδή ἀπό τή φορά τῆς Ε) καί τή μεταχειριζόμαστε σάν μία πτώση τάσεως στήν ἐφαρμογή τοῦ δεύτερου κανόνα τοῦ Kirchhoff.

Μέ τό δεύτερο κανόνα τοῦ Kirchhoff ἀποδεικνύεται ἀμέσως ὅτι ἡ διαφορά τών δυναμικῶν δύο σημείων εἶναι ἴση μέ τήν τάση μεταξύ τών δύο σημείων.

Όπως γνωρίσαμε στην παράγραφο 3.1, το δυναμικό ενός σημείου είναι ίσο με την τάση μεταξύ του σημείου αυτού και ενός σημείου αναφοράς, π.χ. του σημείου 0 στο σχήμα 5.2γ. Έτσι:

$$\text{Δυναμικό σημείου A} = \text{Τάση AO}$$

$$\text{Δυναμικό σημείου B} = \text{Τάση BO}$$



Σχ. 5.2γ.

Εφαρμόζοντας τη σχέση (13) στο βρόχο ABO παίρνουμε:

$$\sum U = \text{Τάση AB} + \text{Τάση BO} - \text{Τάση AO} = 0$$

$$\text{Άρα, Τάση AB} = \text{Τάση AO} - \text{Τάση BO} =$$

$$\text{Δυναμικό σημείου A} - \text{Δυναμικό σημείου B.}$$

5.3 Έφαρμογές του νόμου του Ohm και των κανόνων του Kirchhoff.

α) Συνδεσμολογία αντιστατών.

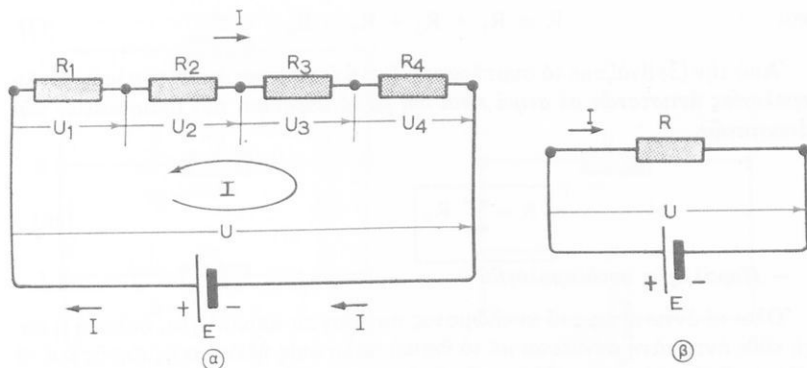
Οί αντιστάτες ενός κυκλώματος μπορούν να συνδεθούν μεταξύ τους κατά τρεις διαφορετικούς τρόπους: σέ σειρά, παράλληλα και μικτά.

— Συνδεσμολογία σέ σειρά.

Όλοι οί αντιστάτες συνδέονται στη σειρά, δηλαδή τό τέλος του πρώτου αντιστάτη συνδέεται μέ την άρχή του δεύτερου, τό τέλος του δεύτερου μέ την άρχή του τρίτου κ.ο.κ. Μέ τόν ένα πόλο της ηλεκτρικής πηγής συνδέεται ή άρχή του πρώτου αντιστάτη και μέ τόν άλλο πόλο τό τέλος του τελευταίου.

Έτσι, προκύπτει τό κύκλωμα του σχήματος 5.3α(α). Τό ρεύμα της πηγής I διαρρέει διαδοχικά όλους τούς αντιστάτες και έχει την ίδια ένταση σέ όλα τά σημεία του κυκλώματος, έφ' όσον δέν υπάρχει πουθενά διακλάδωση ρεύματος.

Τή συνδεσμολογία των αντιστατών σέ σειρά μπορούμε νά αντικαταστήσουμε μέ ένα μόνο αντιστάτη, έφ' όσον από αυτόν περνά τό ίδιο ρεύμα I πού περνά από τούς αντιστάτες σέ σειρά, όταν τά άκρα του συνδέονται σέ τάση U, όση εί-



Σχ. 5.3α.

ναι ή τάση στα άκρα της συνδεσμολογίας [σχ. 5.3α(β)]. Ο αντίστατης αυτός ονομάζεται **ισοδύναμος αντίστατης** της συνδεσμολογίας σε σειρά και τα κυκλώματα (α) και (β) του σχήματος 5.3α **ισοδύναμα κυκλώματα**.

Γενικά, **δύο συνδεσμολογίες αντιστατών ονομάζονται ισοδύναμες, όταν ή ίδια τάση στα άκρα τους δημιουργεί τό ίδιο ρεύμα**.

Τήν αντίσταση R του ισοδύναμου αντιστάτη προσδιορίζουμε ως εξής:

Στό κύκλωμα 5.3α(α) έχουμε στους πόλους της πηγής την πολική τάση U , ενώ τό ρεύμα I δημιουργεί στους αντιστάτες R_1 ως R_4 τις πτώσεις τάσεως:

$$U_1 = IR_1, U_2 = IR_2, U_3 = IR_3 \text{ και } U_4 = IR_4$$

Ο δεύτερος κανόνας του Kirchhoff για τό κύκλωμα αυτό, δίνει:

$$\sum U = 0$$

$$\eta \quad U - U_1 - U_2 - U_3 - U_4 = 0$$

$$\eta \quad U = U_1 + U_2 + U_3 + U_4$$

$$\text{και} \quad U = IR_1 + IR_2 + IR_3 + IR_4 \quad (1)$$

Στό κύκλωμα 5.3α(β) έχουμε μέ τό νόμο του Ohm:

$$U = IR \quad (2)$$

Έξισώνοντας τά δεύτερα μέλη τών εξισώσεων (1) και (2), παίρνομε:

$$IR = IR_1 + IR_2 + IR_3 + IR_4$$

καί

$$R = R_1 + R_2 + R_3 + R_4 \quad (3)$$

Από την (3) βγάζουμε το συμπέρασμα ότι: *ή ισοδύναμη αντίσταση μιᾶς συνδεσμολογίας αντιστάτων σέ σειρά είναι ἴση μέ τό ἄθροισμα τῶν ἀντιστάσεων τῶν ἀντιστάτῶν.*

$$R = \sum_v R_v \quad (4)$$

— Παράλληλη συνδεσμολογία.

Όλοι οἱ ἀντιστάτες τοῦ κυκλώματος συνδέονται παράλληλα, δηλαδή ἡ ἀρχή κάθε ἀντιστάτη συνδέεται μέ τό θετικό πόλο μιᾶς ηλεκτρικῆς πηγῆς καί τό τέλος κάθε ἀντιστάτη συνδέεται μέ τόν ἀρνητικό πόλο τῆς πηγῆς [σχ. 5.3β(α)].

Στά ἄκρα ὅλων τῶν ἀντιστάτῶν επικρατεῖ ἡ ἴδια πολιτική τάση U τῆς πηγῆς, ἐνῶ τό ρεῦμα τῆς πηγῆς I διαμοιράζεται στούς ἀντιστάτες R_1, R_2 καί R_3 .

Τό σχῆμα 5.3β(β) δίνει τό ἰσοδύναμο κύκλωμα τῆς παράλληλης συνδεσμολογίας. Ἡ ἰσοδύναμη ἀντίσταση R ὑπολογίζεται ὡς ἐξῆς:

Από τόν πρῶτο κανόνα τοῦ Kirchhoff στούς κόμβους 1 καί 2 τοῦ κυκλώματος 5.3α(α) ἔχομε:

$$I = I_1 + I_1$$

καί

$$I_1 = I_2 + I_3$$

Ἄρα:

$$I = I_1 + I_2 + I_3 \quad (5)$$

Από τό νόμο τοῦ Ohm στούς τρεῖς ἀντιστάτες παίρνομε:

$$I_1 = \frac{U}{R_1}, \quad I_2 = \frac{U}{R_2}, \quad I_3 = \frac{U}{R_3} \quad (6)$$

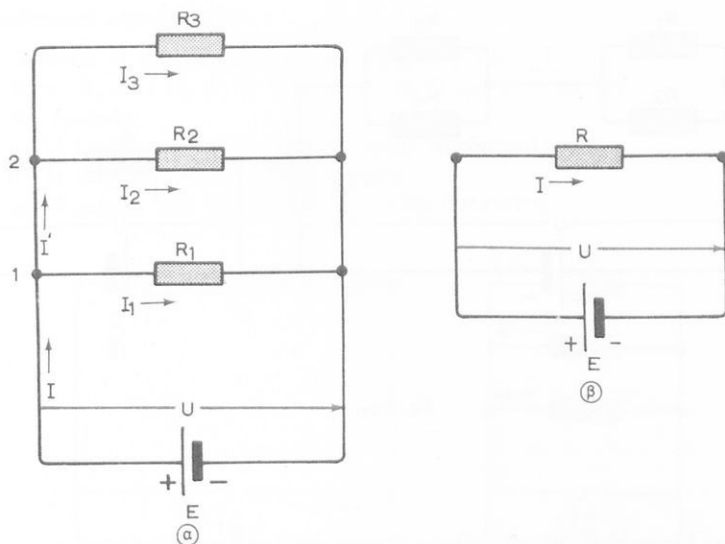
καί ἀπό τίς (5) καί (6):

$$I = \frac{U}{R_1} + \frac{U}{R_2} + \frac{U}{R_3} \quad (7)$$

Από τό νόμο τοῦ Ohm στήν ἰσοδύναμη ἀντίσταση τοῦ κυκλώματος τοῦ σχήματος 5.3β(β) ἔχομε:

$$I = \frac{U}{R} \quad (8)$$

Ἐξισώνοντας τά δεύτερα μέλη τῶν (7) καί (8) προκύπτει:



Σχ. 5.3β.

$$\frac{U}{R} = \frac{U}{R_1} + \frac{U}{R_2} + \frac{U}{R_3}$$

ή

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} \quad (9)$$

και

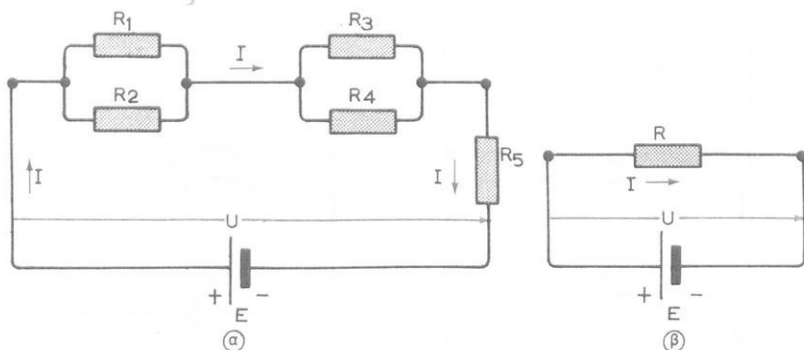
$$G = G_1 + G_2 + G_3 \quad (10)$$

όπου $G = \frac{1}{R}$, $G_1 = \frac{1}{R_1}$, $G_2 = \frac{1}{R_2}$, $G_3 = \frac{1}{R_3}$, οι αγωγιμότητες

των αντίστατων R , R_1 , R_2 , R_3 .

Από τη (10) εξάγουμε το συμπέρασμα ότι: **η ισοδύναμη αγωγιμότητα μίας συνδεσμολογίας παραλλήλων αντίστατων είναι ίση με το άθροισμα των αγωγιμοτήτων τους.**

$$G = \sum_v G_v \quad (11)$$



Σχ. 5.3γ.

Όταν έχουμε δύο μόνο παράλληλους αντιστάτες, ή ισοδύναμή τους αντίσταση προκύπτει από τη σχέση:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad (12)$$

ή

$$R = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \quad (13)$$

— Μικτή συνδεσμολογία.

Διάφοροι αντιστάτες (περισσότεροι από δύο) συνδέονται μεταξύ τους μικτά, δηλαδή παράλληλα και σε σειρά, όπως π.χ. στο σχήμα 5.3γ(α).

Γιά να βρούμε την ισοδύναμη αντίσταση μιας μικτής συνδεσμολογίας [σχ. 5.3γ(β)], υπολογίζουμε διαδοχικά τις ισοδύναμες αντιστάσεις των παραλλήλων συνδεσμολογιών και τις ισοδύναμες αντιστάσεις των συνδεσμολογιών σε σειρά. Στη συνέχεια, αντικαθιστούμε τις συνδεσμολογίες αυτές με τους ισοδύναμους τους αντιστάτες, ώσπου να φθάσουμε σε μία άπλη παράλληλη σύνδεση ή σύνδεση αντιστατών σε σειρά, που την αντιμετωπίζουμε κατά τα γνωστά. Με τη μέθοδο αυτή, προκύπτει π.χ. ότι η ισοδύναμη αντίσταση του κυκλώματος του σχήματος 5.3γ(α) είναι:

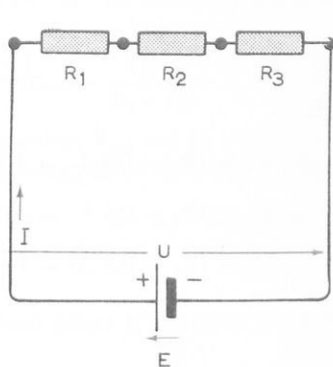
$$R = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} + \frac{R_3 R_4}{R_3 + R_4} + R_5$$

Αριθμητικά παραδείγματα.

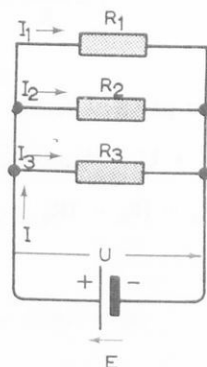
- 1) Δίνονται οι συνδεσμολογίες του σχήματος 5.3δ, όπου: $R_1 = 4 \, \Omega$, $R_2 = 5 \, \Omega$, $R_3 = 20 \, \Omega$ και $U = 23,2 \, \text{V}$.

Νά βρεθούν:

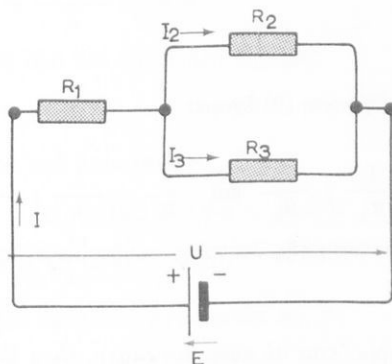
- Η ισοδύναμη αντίσταση των τριών συνδεσμολογιών.
- Η τάση στα άκρα κάθε αντιστάτη.
- Τό ρεύμα, που περνά μέσα από κάθε αντιστάτη.



1. Συνδεσμολογία



2. Συνδεσμολογία



3. Συνδεσμολογία

Σχ. 5.3δ.

Λύση.

Συνδεσμολογία 1.

- α) Ισοδύναμη αντίσταση, σύμφωνα με την εξίσωση (1):

$$R = R_1 + R_2 + R_3 = 4 + 5 + 20 = 29$$

$$\underline{R = 29 \, \Omega}$$

β,γ) Στίς συνδεσμολογίες σειράς ή ένταση τοῦ ρεύματος I εἶναι ἴδια σέ ὅλους τοὺς ἀντιστάτες:

$$I = \frac{U}{R} = \frac{23,2}{29} = 0,8 \, \text{A}$$

$$\underline{I = 0,8 \, \text{A}}$$

Σύμφωνα μέ τήν ἐξίσωση (1), ἔχομε:

$$U = U_1 + U_2 + U_3 \quad \text{ἢ} \quad U_1 = IR_1 = 0,8 \cdot 4 = 3,2 \, \text{V}$$

$$U = IR_1 + IR_2 + IR_3 \quad U_2 = IR_2 = 0,8 \cdot 5 = 4,0 \, \text{V}$$

$$U_3 = IR_3 = 0,8 \cdot 20 = 16 \, \text{V}$$

Επαλήθευση. $U = U_1 + U_2 + U_3 = 3,2 + 4 + 16 = 23,2 \, \text{V}$

Συνδεσμολογία 2.

α) Σύμφωνα μέ τήν ἐξίσωση (9) ἔχομε:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} \quad \text{καί} \quad \frac{1}{R} = \frac{1}{4} + \frac{1}{5} + \frac{1}{20} = 0,5 \, \Omega$$

Ἡ ἰσοδύναμη ἀντίσταση τῆς δεύτερης συνδεσμολογίας εἶναι:

$$\underline{R = 2 \, \Omega}$$

β) Ἡ τάση, πού ἐφαρμόζεται σέ κάθε ἀντιστάτη, εἶναι ἴδια, δηλαδή:

$$\underline{U = 23,2 \, \text{V}}$$

Ἀπό τό νόμο τοῦ Ohm, σέ κάθε ἀντιστάτη παίρνομε:

$$I_1 = \frac{U}{R_1} = \frac{23,2}{4} = 5,8 \, \text{A}$$

$$\underline{I_1 = 5,8 \, \text{A}}$$

$$I_2 = \frac{U}{R_2} = \frac{23,2}{5} = 4,64 \text{ A}$$

$$\underline{I_2 = 4,64 \text{ A}}$$

$$I_3 = \frac{U}{R_3} = \frac{23,2}{20} = 1,16 \text{ A}$$

$$\underline{I_3 = 1,16 \text{ A}}$$

Συνδεσμολογία 3.

α) Οί αντίστατες R_2 και R_3 συνδέονται παράλληλα. Από την εξίσωση (13), βρίσκουμε την ισοδύναμη τους αντίσταση $R_{2,3}$:

$$R_{2,3} = \frac{R_2 R_3}{R_2 + R_3} = \frac{5 \cdot 20}{5 + 20} = 4 \Omega$$

Οί αντίστατες $R_{2,3}$ και R_1 συνδέονται σέ σειρά.
 Ή ισοδύναμη αντίσταση της συνδεσμολογίας είναι:

$$R = R_{2,3} + R_1 = 4 + 4 = 8$$

$$\underline{R = 8 \Omega}$$

β) Τό όλικό ρεύμα I , σύμφωνα μέ τό νόμο τοῦ Ohm, εἶναι:

$$I = \frac{U}{R} = \frac{23,2}{8} = 2,9 \text{ A}$$

Τό ρεύμα I περνᾷ ἀπό τόν ἀντιστάτη R_1 , ἄρα:

$$\underline{I_1 = I = 2,9 \text{ A}}$$

Ή τάση στά ἄκρα τοῦ ἀντιστάτη R_1 εἶναι:

$$U_1 = IR_1 = 2,9 \cdot 4 = 11,6 \text{ V}$$

Ή όλική τάση $U = U_1 + U_{2,3}$, ὅπου:

$U_{2,3}$ = ἡ τάση στά ἄκρα τῶν ἀντιστατῶν R_2, R_3

$$U_{2,3} = U - U_1 = 23,2 - 11,6 = 11,6 \text{ V}$$

$$\underline{U_1 = 11,6 \text{ V}}$$

$$\underline{U_{2,3} = 11,6 \text{ V}}$$

γ) Τήν ἔνταση I_1 τήν ἔχομε ὑπολογίσει:

$$\underline{I_1 = 2,9 \text{ A}}$$

$$I_2 = \frac{U_{2,3}}{R_2} = \frac{11,6}{5} = 2,32 \text{ A}$$

$$\underline{I_2 = 2,32 \text{ A}}$$

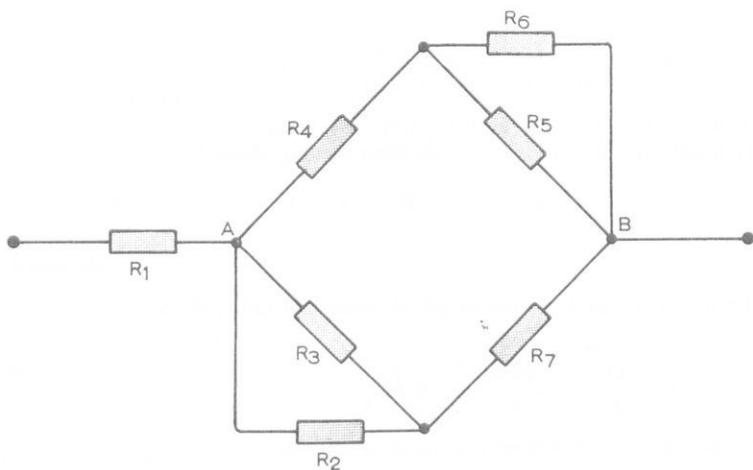
$$I_3 = \frac{U_{2,3}}{R_3} = \frac{11,6}{20} = 0,58 \text{ A}$$

$$\underline{I_3 = 0,58 \text{ A}}$$

Έπαλήθευση. $I_1 = I_2 + I_3 = 2,32 + 0,58 = 2,9 \text{ A}$

2) Νά βρεθεί ή ισοδύναμη αντίσταση R τής συνδεσμολογίας του παρακάτω σχήματος 5.3ε.

Δίνεται: $R_1 = R_2 = R_3 = R_4 = R_5 = R_6 = R_7 = 4 \ \Omega$



Σχ. 5.3ε.

Λύση.

Οί αντιστάτες R_2 και R_3 συνδέονται παράλληλα:

$$R_{2,3} = \frac{R_2 R_3}{R_2 + R_3} = \frac{16}{8} = 2 \ \Omega$$

Οί αντιστάτες R_5 και R_6 συνδέονται παράλληλα:

$$R_{5,6} = \frac{R_5 R_6}{R_5 + R_6} = 2 \ \Omega$$

Οί αντιστάτες $R_{2,3}$ και R_7 συνδέονται σέ σειρά:

$$R_{2,3,7} = 2 + 4 = 6 \ \Omega$$

Οί αντιστάτες $R_{5,6}$ και R_4 συνδέονται σε σειρά:

$$R_{4,5,6} = 6 \, \Omega$$

Οί αντιστάτες $R_{2,3,7}$ και $R_{4,5,6}$ συνδέονται παράλληλα:

$$R_{A,B} = \frac{R_{2,3,7} \cdot R_{4,5,6}}{R_{2,3,7} + R_{4,5,6}} = \frac{6 \cdot 6}{6 + 6} = 3 \, \Omega$$

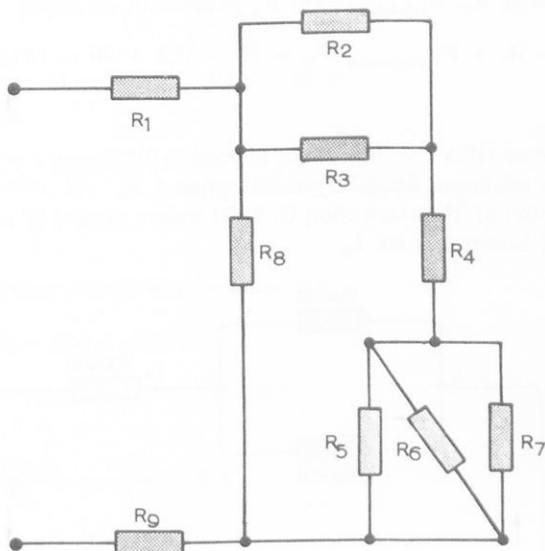
Οί αντιστάτες R_1 και $R_{A,B}$ συνδέονται σε σειρά:

$$R = R_1 + R_{A,B} = 4 + 3 = 7 \, \Omega$$

$$\underline{R = 7 \, \Omega}$$

3) Νά βρεθεί η ισοδύναμη αντίσταση R της συνδεσμολογίας του παρακάτω σχήματος 5.3στ.

Δίνονται: $R_1 = 10 \, \Omega$, $R_2 = 20 \, \Omega$, $R_3 = 30 \, \Omega$, $R_4 = 40 \, \Omega$, $R_5 = 50 \, \Omega$, $R_6 = 60 \, \Omega$, $R_7 = 70 \, \Omega$, $R_8 = 80 \, \Omega$, $R_9 = 90 \, \Omega$.



Σχ. 5.3στ.

Λύση.

Οί αντιστάτες R_2 και R_3 συνδέονται παράλληλα:

$$R_{2,3} = \frac{R_2 \cdot R_3}{R_2 + R_3} = \frac{20 \cdot 30}{20 + 30} = \frac{600}{50} = 12 \, \Omega$$

Οι αντιστάτες R_5 , R_6 και R_7 συνδέονται παράλληλα:

$$\frac{1}{R_{5,6,7}} = \frac{1}{R_5} + \frac{1}{R_6} + \frac{1}{R_7} = \frac{1}{50} + \frac{1}{60} + \frac{1}{70} = 0,051 \, \Omega$$

$$R_{5,6,7} = 19,60 \, \Omega$$

Οι αντιστάτες $R_{2,3}$, R_4 και $R_{5,6,7}$ συνδέονται σε σειρά:

$$R_{2,3,4,5,6,7} = R_{2,3} + R_4 + R_{5,6,7} = 12 + 40 + 19,60 = 71,60 \, \Omega$$

Οι αντιστάτες $R_{2,3,4,5,6,7}$ και R_8 συνδέονται παράλληλα:

$$R_{2,3,4,5,6,7,8} = \frac{R_{2,3,4,5,6,7} \cdot R_8}{R_{2,3,4,5,6,7} + R_8} = \frac{71,60 \cdot 80}{71,60 + 80} = 37,8 \, \Omega$$

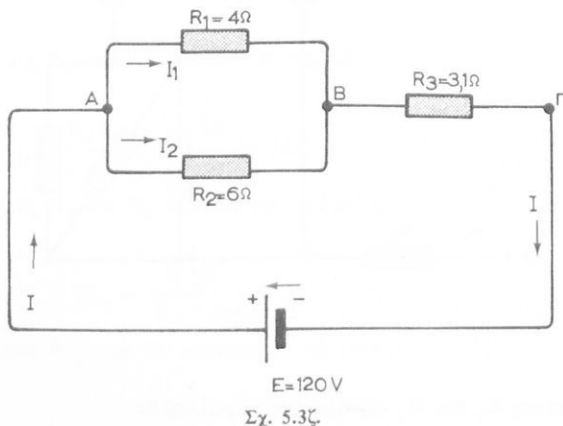
Οι αντιστάτες R_1 , $R_{2,3,4,5,6,7,8}$ και R_9 συνδέονται σε σειρά:

$$R = R_1 + R_{2,3,4,5,6,7,8} + R_9 = 10 + 37,8 + 90 = 137,8 \, \Omega$$

$$\underline{R = 137,8 \, \Omega}$$

4) Μία πηγή με ΗΕΔ $E = 120 \, \text{V}$, και εσωτερική αντίσταση $r = 0,5 \, \Omega$ τροφοδοτεί ένα κύκλωμα, όπως δείχνει το σχήμα 5.3ζ.

Νά βρεθούν: α) Η πολική τάση U . β) Η πτώση τάσεως U' μέσα στην πηγή. γ) Οι εντάσεις I_1 και I_2 .



Λύση.

α) Οί αντίστατες R_1 και R_2 είναι συνδεδεμένοι παράλληλα. Από την εξίσωση (13), έχουμε:

$$R_{1,2} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} = \frac{4 \cdot 6}{4 + 6} = 2,4 \, \Omega$$

Οί αντίστατες $R_{1,2}$ και R_3 είναι συνδεδεμένοι σε σειρά:

$$R_{1,2,3} = R_{1,2} + R_3 = 2,4 + 3,1 = 5,5 \, \Omega$$

Από την εξίσωση (3) της παραγράφου 4.5, έχουμε:

$$I = \frac{E}{R + r} \quad (R = R_{1,2,3} = 5,5 \, \Omega)$$

Άρα:

$$I = \frac{120}{5,5 + 0,5} = 20 \, A$$

Πολική τάση: $U = IR = 20 \cdot 5,5 = 110 \, V$

$$\underline{U = 110 \, V}$$

β) Πτώση τάσεως U' : $U' = Ir = 20 \cdot 0,5 = 10 \, V$

$$\underline{U' = 10 \, V}$$

γ) Πτώση τάσεως μεταξύ των σημείων Β,Γ:

$$U_{B,\Gamma} = IR_3 = 20 \cdot 3,1 = 62 \, V$$

$$U_{A,B} = U - U_{B,\Gamma} = 110 - 62 = 48 \, V$$

$$I_1 = \frac{U_{A,B}}{R_1} = \frac{48}{4} = 12 \, A$$

$$\underline{I_1 = 12 \, A}$$

$$I_2 = \frac{U_{A,B}}{R_2} = \frac{48}{6} = 8$$

$$\underline{I_2 = 8 \, A}$$

β) Συνδεσμολογία ηλεκτρικών πηγών.

Κάθε ηλεκτρική πηγή παρουσιάζει ορισμένη ηλεκτρεγερτική δύναμη E και

είναι κατασκευασμένη έτσι, ώστε να μπορεί να αποδίδει όρισμένο ρεύμα, όταν είναι συνδεδεμένη στην κατανάλωση, για την οποία έχει υπολογισθεί. Όταν στις διάφορες εφαρμογές της ηλεκτροτεχνίας απαιτείται μεγαλύτερη ΗΕΔ ή μεγαλύτερο ρεύμα από όσο μπορεί να διαθέσει μία πηγή, συνδέονται περισσότερες πηγές σε σειρά ή παράλληλα, ή μικά.

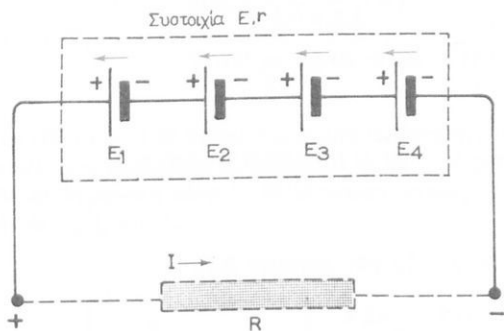
— Σύνδεση πηγών σε σειρά.

Στή σύνδεση πηγών σε σειρά, ο άρνητικός πόλος της πρώτης πηγής συνδέεται με το θετικό πόλο της δεύτερης, ο άρνητικός της δεύτερης με το θετικό πόλο της τρίτης, κ.ο.κ. (σχ. 5.3η).

Όλοκληρο το συγκρότημα των πηγών ονομάζεται **συστοιχία**. Θετικός πόλος της συστοιχίας είναι ο θετικός πόλος της πρώτης πηγής, ενώ άρνητικός πόλος είναι ο άρνητικός πόλος της τελευταίας πηγής.

Την ηλεκτρεγερτική δύναμη E και την εσωτερική αντίσταση r της συστοιχίας βρίσκουμε, αν εφαρμόσουμε το δεύτερο κανόνα του Kirchhoff στο κύκλωμα του σχήματος 5.3η. Για τη συστοιχία ισχύει:

$$E = IR + Ir \quad (14)$$



Σχ. 5.3η.

Για τις ξεχωριστές πηγές E_1, E_2, E_3, E_4 , με τις εσωτερικές τους αντιστάσεις r_1, r_2, r_3, r_4 , παίρνουμε στο ίδιο κύκλωμα:

$$E_1 + E_2 + E_3 + E_4 = IR + I(r_1 + r_2 + r_3 + r_4) \quad (15)$$

Με αντικατάσταση του γινομένου IR της (15) στη (14) παίρνουμε την ταυτότητα:

$$E - Ir = E_1 + E_2 + E_3 + E_4 - I(r_1 + r_2 + r_3 + r_4) \quad (16)$$

$$\text{Άρα:} \quad E = E_1 + E_2 + E_3 + E_4 \quad (17)$$

$$r = r_1 + r_2 + r_3 + r_4 \quad (18)$$

Άπό τίς (17) καί (18) ἐξάγουμε τό συμπέρασμα ὅτι:

Ἡ ηλεκτρεγερτικὴ δύναμη E μιᾶς συστοιχίας εἶναι ἴση μέ τό ἄθροισμα τῶν ηλεκτρεγερτικῶν δυνάμεων τῶν πηγῶν, πού τήν ἀποτελοῦν καί ἡ ἐσωτερικὴ τῆς ἀντίσταση r εἶναι ἴση μέ τό ἄθροισμα τῶν ἐσωτερικῶν ἀντιστάσεων τῶν πηγῶν.

$$E = \sum_v E_v \quad (19)$$

$$r = \sum_v r_v \quad (20)$$

Ἄν ἔχομε n ὁμοιες πηγές, ὅπως συμβαίνει συνήθως στήν πράξη, καί κάθε πηγή ἔχει ΗΕΔ E_1 καί ἐσωτερικὴ ἀντίσταση r_1 , παίρνομε:

$$E = nE_1 \quad (21)$$

$$r = nr_1 \quad (22)$$

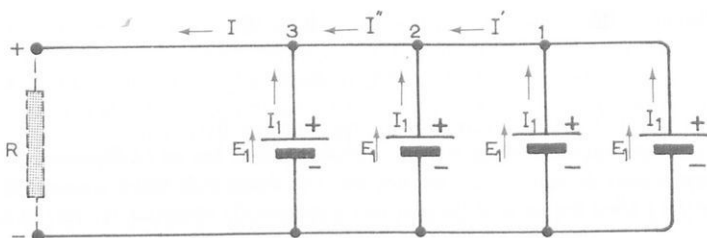
Ἄρα τὴ σύνδεση πηγῶν σέ σειρά χρησιμοποιοῦμε, ὅταν ἀπαιτοῦνται μεγαλύτερες ΗΕΔ. Τό μέγιστο ρεῦμα πού ἀποδίδει ἡ συστοιχία, δέν μπορεῖ νά εἶναι μεγαλύτερο ἀπὸ τό μέγιστο ρεῦμα κάθε πηγῆς καί εἶναι τό ἴδιο σέ ὅλες τίς πηγές.

Ἄν κατὰ τὴ σύνδεση σέ σειρά, συνδεθεῖ ὁ ἀρνητικός ἢ θετικός πόλος μιᾶς πηγῆς ἀντίστοιχα μέ τόν ἀρνητικό ἢ θετικό πόλο τῆς ἐπόμενης πηγῆς, λέμε ὅτι ἡ πηγή αὐτὴ συνδέεται μέ ἀντίθετη **πολικότητα** στὴ συνδεσμολογία. Οἱ ηλεκτρεγερτικὲς δυνάμεις τῶν πηγῶν μέ ἀντίθετη πολικότητα ἀφαιροῦνται ἀπὸ τίς ΗΕΔ τῶν ὑπολοίπων πηγῶν. Αὐτὸ γίνεται φανερό ἀπὸ τὸν τύπο (17), στὸν ὁποῖο οἱ πηγές μέ ἀντίθετη πολικότητα, λόγω τῆς ἀντίθετης φορᾶς τους στὸ κύκλωμα, ἐμφανίζονται μέ ἀρνητικὸ σημεῖο. Ἀντίθετα, ἡ ἐσωτερικὴ ἀντίσταση τῆς συστοιχίας προκύπτει ἀπὸ τὴν ἄθροιση τῶν ἐσωτερικῶν ἀντιστάσεων ὅλων τῶν πηγῶν, ἀνεξάρτητα ἀπὸ τὴν πολικότητά τους, σύμφωνα μέ τοὺς τύπους (18) ἢ (22).

— Παράλληλη σύνδεση πηγῶν.

Στὴν παράλληλη σύνδεση πηγῶν ἐνώνονται οἱ θετικοὶ πόλοι ὅλων τῶν πηγῶν καί σχηματίζουν τό θετικὸ πόλο τῆς συνδεσμολογίας καί οἱ ἀρνητικοὶ τὸν ἀρνητικό (σχ. 5.3θ).

Στὴν παράλληλη συνδεσμολογία πρέπει ὅλες οἱ πηγές νά εἶναι ὁμοιες μετα-



Σχ. 5.30.

ξύ τους. Σέ αντίθετη περίπτωση, ή διαφορά τῶν ΗΕΔ σέ ἓνα βρόχο τῆς συνδεσμολογίας δημιουργεῖ ἓνα ρεῦμα, πού ρεῖ συνεχῶς στό βρόχο, ἀνεξάρτητα ἀπό τό ἂν ή συνδεσμολογία εἶναι συνδεδεμένη ἢ ὄχι σέ κατανάλωση. Αὐτό ἔχει σάν συνέπεια ἀπώλεια ἡλεκτρικῆς ἐνέργειας. Ὅταν οἱ ΗΕΔ τῶν πηγῶν εἶναι ἴσες, δέν ρεῖ ρεῦμα μεταξύ τῶν πηγῶν, γιατί σέ ὁποιοδήποτε βρόχο τῆς συνδεσμολογίας τό ἄθροισμα τῶν ΗΕΔ κατά τόν 2 κανόνα τοῦ Kirchhoff, εἶναι ἴσο μέ τό μηδέν.

Ἐστω ὅτι ἔχομε 4 ὁμοιες πηγές παράλληλα συνδεδεμένες σέ μία κατανάλωση R (σχ. 5.30). Κάθε πηγὴ δίνει ρεῦμα I_1 , σύμφωνα μέ τό νόμο τοῦ Ohm:

$$I_1 = \frac{E_1}{R} \quad (23)$$

Ἐφαρμόζοντας τόν πρῶτο κανόνα τοῦ Kirchhoff στοὺς κόμβους 1, 2 καί 3, παίρνομε διαδοχικά:

$$\begin{aligned} I' &= I_1 + I_1 = 2I_1 \\ I'' &= I' + I_1 = 3I_1 \\ I &= I'' + I_1 = 4I_1 \end{aligned} \quad (24)$$

Ἄρα τό ὅλικο ρεῦμα I μιᾶς παράλληλης συνδεσμολογίας ὁμοίων πηγῶν εἶναι ἴσο μέ τό γινόμενο τοῦ ρεύματος μιᾶς πηγῆς ἐπὶ τόν ἀριθμὸ τῶν πηγῶν. Ἄν ἔχομε n ὁμοιες παράλληλες πηγές τότε:

$$I = nI_1 \quad (25)$$

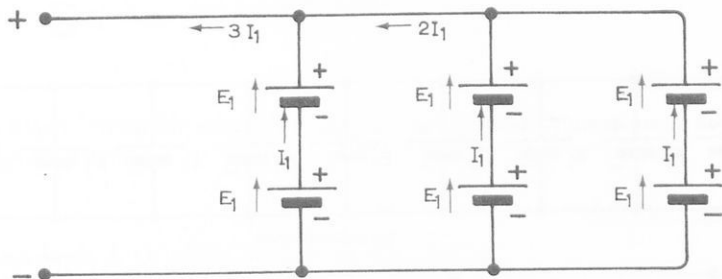
Ἐπομένως, τὴν παράλληλη συνδεσμολογία πηγῶν χρησιμοποιοῦμε, ὅταν θέλομε νά ἀναπτύξομε ἰσχυρὸ ρεῦμα.

Οἱ ἐσωτερικὲς ἀντιστάσεις r_1 τῶν πηγῶν εἶναι παράλληλα συνδεδεμένες, ἄρα ή ὅλική ἐσωτερικὴ ἀντίσταση r μιᾶς συνδεσμολογίας n ὁμοίων πηγῶν προκύπτει ἀπὸ τόν τύπο:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_1} + \dots = \frac{n}{r_1} \quad (26)$$

– Μικτή σύνδεση πηγών.

Στή μικτή σύνδεση πηγών συνδέουμε παράλληλα κλάδους πηγών, καθένας από τους οποίους σχηματίζεται από τη σύνδεση σε σειρά ίσου αριθμού όμοιων πηγών, όπως φαίνεται στο σχήμα 5.31.



Σχ. 5.31.

Έστω ότι έχουμε m κλάδους και ότι ο κάθε κλάδος περιλαμβάνει n πηγές με χαρακτηριστικά E_1, I_1, r_1 .

Η ΗΕΔ E της συνδεσμολογίας είναι ίση με την ΗΕΔ ενός κλάδου:

$$E = nE_1 \quad (27)$$

Η εσωτερική αντίσταση r της συνδεσμολογίας προκύπτει από την παράλληλη σύνδεση των εσωτερικών αντιστάσεων των m κλάδων:

$$r = \frac{n r_1}{m} \quad (28)$$

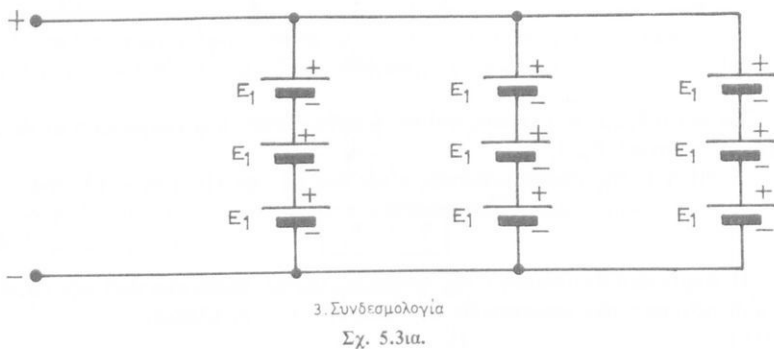
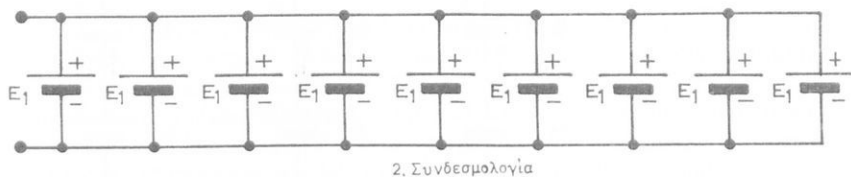
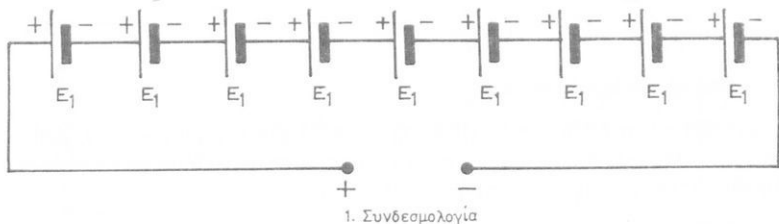
Το όλικό ρεύμα I της συνδεσμολογίας είναι m φορές μεγαλύτερο από το ρεύμα ενός κλάδου:

$$I = mI_1 \quad (29)$$

Από τις σχέσεις (27) και (29) γίνεται φανερό, ότι τη μικτή σύνδεση χρησιμοποιούμε, όταν χρειαζόμαστε ταυτόχρονα μεγάλη ΗΕΔ και ισχυρό ρεύμα.

Αριθμητικό παράδειγμα.

Έννεα (9) όμοιες πηγές συνδέονται μεταξύ τους όπως δείχνουν τα σχήματα 5.31α.



Δίνονται:

ΗΕΔ κάθε πηγής: $E_1 = 1,5 \text{ V}$

Έσωτερική αντίσταση κάθε πηγής: $r_1 = 0,5 \Omega$

Μέγιστο ρεύμα που μπορεί να αποδίδει κάθε πηγή: $I_1 = 1 \text{ A}$

Νά βρεθούν:

α) Ή ολική ΗΕΔ E κάθε συνδεσμολογίας.

β) Ή ολική έσωτερική αντίσταση κάθε συνδεσμολογίας.

γ) Ή ολική ένταση I που μπορεί να αποδίδει κάθε συνδεσμολογία.

Συνδεσμολογία 1. Οί πηγές συνδέονται σέ σειρά:

$$\alpha) E = \sum E_1 = nE_1 = 9E_1 = 9 \cdot 1,5 = 13,5 \text{ V}$$

$$\underline{E = 13,5 \text{ V}}$$

$$\beta) r = \sum r_1 = nr_1 = 9 \cdot 0,5 = 4,5$$

$$\underline{r = 4,5 \ \Omega}$$

γ) Ἡ ὅλική ἔνταση δέν μπορεῖ νά εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τή μεγαλύτερη ἔνταση κάθε πηγῆς:

$$\underline{I = I_1 = 1 \text{ A}}$$

Συνδεσμολογία 2. Οί πηγές συνδέονται παράλληλα:

$$\alpha) E = E_1 = 1,5 \text{ V}$$

$$\underline{E = 1,5 \text{ V}}$$

$$\beta) r = \frac{r_1}{n} = \frac{0,5}{9} = 0,0555 \ \Omega$$

$$\underline{r = 0,0555 \ \Omega}$$

$$\gamma) I = nI_1 = 9 \cdot 1 = 9$$

$$\underline{I = 9 \text{ A}}$$

Συνδεσμολογία 3. Οί πηγές συνδέονται μικτά, ($n = 3$ $m = 3$):

$$\alpha) E = nE_1 = 3 \cdot 1,5 = 4,5$$

$$\underline{E = 4,5 \text{ V}}$$

$$\beta) r = \frac{n r_1}{m} = \frac{3 \cdot 0,5}{3} = 0,5$$

$$\underline{r = 0,5 \ \Omega}$$

$$\gamma) I = mI_1 = 3 \cdot 1 = 3$$

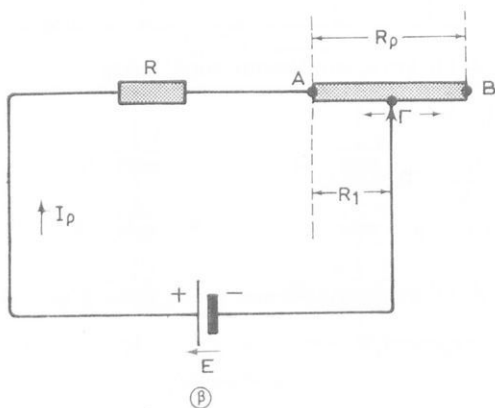
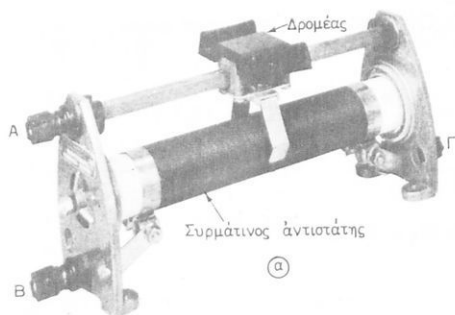
$$\underline{I = 3 \text{ A}}$$

γ) Ρύθμιση τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος — Ροοστάτες.

Γιά τή ρύθμιση τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος σέ ἓνα κύκλωμα, χρησιμοποιοῦμε ἓνα **μεταβλητό ἀντιστάτη**, δηλαδή ἓνα ἀντιστάτη μέ ρυθμιζόμενη ἀντίσταση, πού ὀνομάζεται **ροοστάτης**. Ὁ ροοστάτης σχηματίζεται συνήθως ἀπό ἓνα σύρμα τυλιγμένο πυκνά σέ ἓνα σωλήνα ἀπό μονωτικό ὕλικό (πορσελάνη κλπ.). Κατά μήκος τοῦ σωλήνα μπορεῖ νά κινεῖται ἓνας δρομέας, πού ἀκουμπᾷ στό σύρμα καί εἶναι ἐπίσης ἀγώγιμο συνδεδεμένος μέ ἓνα ἀκροδέκτη Γ. Τά ἄκρα τοῦ σύρματος καταλήγουν σέ δύο ἀκροδέκτες Α καί Β [σχ. 5.3ιβ(α)].

Ὁ ροοστάτης συνδέεται σέ σειρά στό κύκλωμα, ὅπως δείχνει τό σχῆμα 5.3ιβ(β).





Σχ. 5.31β.

Έστω ότι R_p είναι η ολική αντίσταση του ροοστάτη μεταξύ των άκροδεκτών A και B. Είναι φανερό ότι, όταν μετακινήσουμε το δρομέα προς τα αριστερά, η αντίσταση R_1 μικραίνει και, όταν φθάσει ο δρομέας στον άκροδεκτη A, τότε $R_1 = 0$. Δηλαδή η αντίσταση του ροοστάτη R_p είναι ολόκληρη «έκτος κυκλώματος». Η ένταση του ρεύματος I , που διαρρέει το κύκλωμα στην περίπτωση αυτή είναι:

$$I = \frac{E}{R} \quad (30)$$

(Ἡ ἀντίσταση τῶν ἀγωγῶν τοῦ κυκλώματος καί ἡ ἐσωτερική ἀντίσταση τῆς πηγῆς r περιλαμβάνονται στήν ἀντίσταση R).

Ἀντίθετα, ἂν ὁ δρομέας μετακινηθεῖ, πρὸς τὰ δεξιὰ, τότε ἡ ἀντίσταση R_1 μεγαλώνει καί, ὅταν φθάσει στὸν ἀκροδέκτη B γίνεται $R_1 = R_p$, δηλαδή ὁλόκληρη ἡ ἀντίσταση τοῦ ροοστάτη εἶναι «ἐντὸς κυκλώματος».

Ἡ ἔνταση I στήν περίπτωση αὐτὴ εἶναι:

$$I = \frac{E}{R + R_p} \quad (31)$$

Ἄν ὁ δρομέας βρίσκεται σὲ μία ὁποιαδήποτε ἐνδιάμεση θέση στοῦ ροοστάτη, τότε ἡ ἔνταση τοῦ ρεύματος I_p εἶναι:

$$I_p = \frac{E}{R + R_1} \quad (32)$$

ὅπου R_1 ἡ ἀντίσταση τοῦ ροοστάτη μεταξύ τῶν ἀκροδεκτῶν A καί Γ .

Διαιρώντας κατὰ μέλη τὶς ἐξισώσεις (32) καί (31) παίρνομε:

$$\frac{I_p}{I} = \frac{R + R_p}{R + R_1}$$

καί

$$I_p = I \frac{R + R_p}{R + R_1} \quad (33)$$

Παρατηροῦμε ὅτι τὸ ρεῦμα τοῦ κυκλώματος ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴν ἀντίσταση R_1 τοῦ ροοστάτη.

Ἀνάλογα λοιπὸν μέ τὴν ἀντίσταση R_1 , πού παρεμβάλλεται στοῦ κύκλωμα, αὐξομειώνεται τὸ ρεῦμα καί ρυθμίζεται ἡ ἔντασή του I_p στήν ἐπιθυμητὴ τιμὴ.

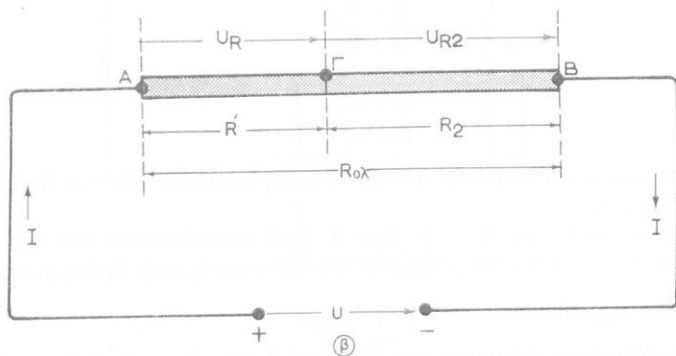
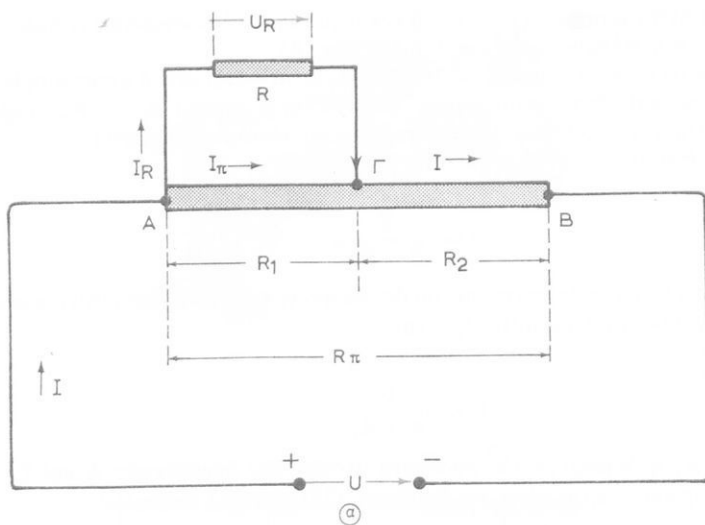
δ) Ρύθμιση τῆς τάσεως — Ποτενσιόμετρα.

Ὅταν θέλομε νὰ ρυθμίσομε τὴν τάση στὰ ἄκρα μιᾶς καταναλώσεως (ἀντιστάτη) R , χρησιμοποιοῦμε παρόμοιες συσκευές μέ τοὺς ροοστάτες, πού ὀνομάζονται **καταμεριστές τάσεως**, ἢ **ποτενσιόμετρα** (ἀπὸ τὸν ὄρο Potential = δυναμικό). Τὸ ποτενσιόμετρο ἔχει ἐπίσης δύο ἀκροδέκτες A καί B στὰ ἄκρα του καί ἓνα ἀκροδέκτη Γ , συνδεδεμένο μέ τὸ δρομέα.

Ἐστω ὅτι ἡ ἀντίσταση τοῦ ποτενσιομέτρου μεταξύ τῶν ἀκροδεκτῶν A καί B εἶναι R_π . Οἱ ἀκροδέκτες A, B συνδέονται σὲ μία πηγὴ μέ πολικὴ τάση U . Ἡ κατανάλωση R συνδέεται μέ τὸ ἓνα ἄκρο τῆς στὸν ἀκροδέκτη A καί μέ τὸ ἄλλο στὸν ἀκροδέκτη Γ , δηλαδή στοῦ δρομέα [σχ. 5.3γ(α)].

Ὅταν μετακινεῖται ὁ δρομέας Γ πρὸς τὰ ἀριστερά, ἡ ἀντίσταση R_1 μικραί-





Σχ. 5.3ιγ.

νει, ενώ η αντίσταση R_2 μεγαλώνει. Όταν ο δρομέας θά έχει φθάσει στον άκρο-δέκτη A θά έχουμε:

$$R_1 = 0 \quad R_2 = R_\pi \quad (34)$$

$$I_R = 0 \quad I = I_\pi$$

$$U_R = 0$$

Όταν μετακινείται ο δρομέας Γ προς τα δεξιά, η αντίσταση R_1 μεγαλώνει ενώ η αντίσταση R_2 μικραίνει. Όταν ο δρομέας θά είναι στον άκροδέκτη Β, θά έχουμε:

$$\begin{aligned} R_1 &= R_\pi, & R_2 &= 0 \\ I &= I_R + I_\pi \\ U_R &= U \end{aligned} \quad (35)$$

Όταν ο δρομέας βρίσκεται σε μία οποιαδήποτε ενδιάμεση θέση, οι αντιστάτες R και R_1 είναι παράλληλα συνδεδεμένοι μεταξύ τους, ο δέ R_2 είναι συνδεδεμένος με αυτούς σε σειρά. Έτσι η ισοδύναμη όλική αντίσταση $R_{ολ}$ του ποτενσιομέτρου είναι:

$$R_{ολ} = \frac{R R_1}{R + R_1} + R_2 = R' + R_2 \quad (36)$$

όπου R' η αντίσταση των παράλληλων αντιστατών και μπορούμε να αντικαταστήσουμε το κύκλωμα του σχήματος 5.3γ(α) με το ισοδύναμο κύκλωμα του σχήματος 5.3γ(β).

Στά άκρα του αντιστάτη R' επικρατεί η ίδια τάση U_R , που υπάρχει στα άκρα της καταναλώσεως R , ενώ ο R' διαρρέεται από το ίδιο ρεύμα I , που διαρρέει τον αντιστάτη R_2 . Άρα:

$$U_R = IR' = I \frac{R R_1}{R + R_1} \quad (37)$$

$$U = IR_{ολ} = I \left(\frac{R R_1}{R_2 + R_1} + R_2 \right) \quad (38)$$

Διαιρώντας κατά μέλη τις εξισώσεις (37), (38) παίρνομε:

$$\frac{U_R}{U} = \frac{R R_1}{R(R_1 + R_2) + R_1 R_2} = \frac{R R_1}{R R_\pi + R_1 R_2}$$

ή

$$U_R = \frac{U}{\frac{R_\pi}{R_1} + \frac{R_2}{R}} \quad (39)$$

Η εξίσωση (39) μάς δίνει την τάση U_R στα άκρα της καταναλώσεως R σε συνάρτηση με την τάση U στα άκρα του ποτενσιομέτρου. Παρατηρούμε ότι η

U_R εξαρτάται από το φορτίο R .

Όταν $R = \infty$, δηλαδή όταν δεν υπάρχει κατανάλωση μεταξύ των άκροδεκτών Α,Γ και το ποτενσιόμετρο εργάζεται σε κενό, παίρνομε από τον τύπο (39):

$$\boxed{U_R = U \frac{R_1}{R_\pi}} \quad (40)$$

Αριθμητικό παράδειγμα.

Δίνεται ένα ποτενσιόμετρο αντιστάσεων $R_\pi = 100 \, \Omega$, πού συνδέεται στα άκρα μιᾶς πηγῆς, πολικῆς τάσεως $U = 220 \, V$ [σχ. 5.3γ(α)].

Ἄν ὁ δρομέας τοῦ ποτενσιομέτρου βρίσκεται στή μέση τοῦ ἀντιστάτη R_π , νά βρεθοῦν:

α) Ἡ τάση U_R στά ἄκρα τῆς καταναλώσεως R , ὅταν:

$$R = 1000 \, \Omega \text{ καὶ } R = 5000 \, \Omega$$

β) Ἡ τάση U_R , ὅταν $R = \infty$ (λειτουργία σέ κενό).

Λύση.

Ἐπειδὴ ὁ δρομέας βρίσκεται στή μέση τοῦ ποτενσιομέτρου εἶναι:

$$R_1 = R_2 = 50 \, \Omega$$

α) Γιά κατανάλωση $R = 1000 \, \Omega$.

Ἀπό τήν ἐξίσωση (39), παίρνομε:

$$U_R = \frac{U}{\frac{R_\pi}{R_1} + \frac{R_2}{R}} = \frac{220}{\frac{100}{50} + \frac{50}{1000}} = \frac{220}{2,05} = 107,31 \, V$$

β) Γιά κατανάλωση $R = 5000 \, \Omega$.

$$U_R = \frac{U}{\frac{R_\pi}{R_1} + \frac{R_2}{R}} = \frac{220}{\frac{100}{50} + \frac{50}{5000}} = \frac{220}{2,01} = 109,45 \, V$$

γ) $R = \infty$.

$$\text{Ἀπό τήν ἐξίσωση (40), ἔχομε: } U_R = U \frac{R_1}{R_\pi} = 220 \frac{50}{100}$$

$$\underline{U_R = 110 \, V}$$

ε) Παραδείγματα αναλύσεως κυκλωμάτων.

Με τη βοήθεια του νόμου του Ohm και των δύο κανόνων του Kirchhoff, είναι δυνατή η ανάλυση όποιουδήποτε κυκλώματος, δηλαδή ο προσδιορισμός των ρευμάτων και των πτώσεων τάσεως στους κλάδους του κυκλώματος, όταν είναι γνωστές οι πηγές και οι καταναλώσεις του. Η διαδικασία, που ακολουθούμε για τό σκοπό αυτό, είναι η εξής:

Έστω ότι τό κύκλωμα έχει l κλάδους και m κόμβους. Σημειώνουμε σέ κάθε κλάδο από ένα ρεύμα ($I_1, I_2, I_3, \dots$) μέ αθαιρετη φορά. Προκύπτει έτσι αριθμός ρευμάτων, ίσος μέ τόν αριθμό των κλάδων, δηλαδή l ρεύματα.

Τά ρεύματα αυτά είναι οι άγνωστοι του προβλήματος. Για νά τά προσδιορίσουμε, πρέπει νά σχηματίσουμε ένα σύστημα εξισώσεων, μέ αριθμό ανεξαρτήτων εξισώσεων ίσο μέ τόν αριθμό των ρευμάτων. Άνεξάρτητη είναι μία εξίσωση, όταν δέν προκύπτει από συνδυασμό (πρόσθεση, αφαίρεση, κλπ.) άλλων εξισώσεων του συστήματος.

Μέ τόν πρώτο κανόνα του Kirchhoff μπορούμε νά γράψουμε γιά κάθε κόμβο του κυκλώματος μία εξίσωση:

$$\sum I = 0$$

ένω μέ τό δεύτερο κανόνα μπορούμε νά γράψουμε γιά κάθε βρόχο του κυκλώματος μία εξίσωση:

$$\sum E = \sum IR$$

Συνολικά προκύπτουν περισσότερες από l εξισώσεις. Από αυτές όμως, μόνο l εξισώσεις είναι ανεξάρτητες, όσα είναι δηλαδή τά άγνωστα ρεύματα. Για νά λύσουμε λοιπόν τό πρόβλημα, θά πρέπει νά εκλέξουμε l ανεξάρτητες εξισώσεις κόμβων και βρόχων.

Άπό τή λύση του συστήματος, που είναι άπλή, επειδή τό σύστημα είναι πάντοτε πρώτου βαθμού, προκύπτει ή ένταση του ρεύματος σέ κάθε κλάδο μέ θετικό ή άρνητικό σημείο. Θετικό σημείο ενός ρεύματος, σημαίνει ότι ή σωστή φορά του ρεύματος είναι αυτή, που όρίσαμε αθαιρετα. Ένώ, άρνητικό σημαίνει ότι τό ρεύμα έχει άντίθετη φορά. Άφού λύσαμε επομένως τό σύστημα, πρέπει νά διορθώσουμε, σύμφωνα μέ τά πιό πάνω, τή φορά των ρευμάτων στους κλάδους.

Οί πτώσεις τάσεως U στίς καταναλώσεις R του κυκλώματος, προσδιορίζονται από τό νόμο του Ohm. Για κάθε κατανάλωση ισχύει:

$$U = IR$$

όπου I ή ύπολογισμένη ένταση ρεύματος που διαρρέει τήν κατανάλωση και R

ή δοσμένη αντίσταση της καταναλώσεως.

Με τη βοήθεια αριθμητικών παραδειγμάτων, θά δοῦμε στη συνέχεια πῶς γίνεται ἡ ἀνάλυση διαφόρων κυκλωμάτων.

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

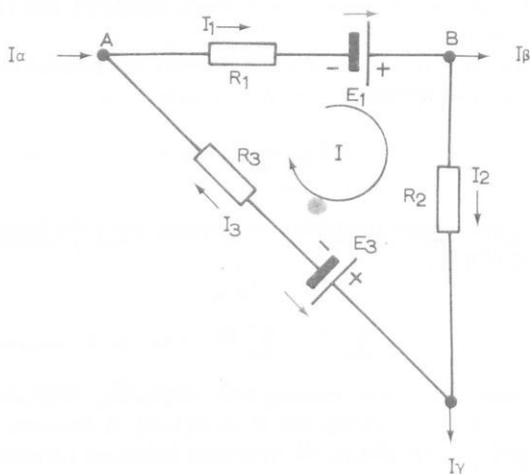
Παράδειγμα 1.

Δίνεται τὸ παρακάτω δίκτυο τοῦ σχήματος 5.3ιδ.

ὅπου: $I_\alpha = 6,5 \text{ A}$, $I_\beta = 4,8 \text{ A}$

$E_1 = 16 \text{ V}$, $E_3 = 10 \text{ V}$

$R_1 = 2 \ \Omega$, $R_2 = 5 \ \Omega$, $R_3 = 0,4 \ \Omega$



Σχ. 5.3ιδ.

Νά βρεθοῦν:

α) Τὰ ρεύματα I_1 , I_2 καὶ I_3 , πού περνοῦν μέσα ἀπὸ τοὺς ἀντιστάτες R_1 , R_2 καὶ R_3 καὶ τὸ ρεύμα I_γ (οἱ ἐσωτερικὲς ἀντιστάσεις τῶν πηγῶν E_1 καὶ E_3 συμπεριλαμβάνονται στὶς ἀντιστάσεις R_1 καὶ R_3).

β) Ἡ πτώση τάσεως στοὺς ἀντιστάτες R_1 , R_2 καὶ R_3 .

Λύση.

α) Ἐχομε νὰ ὑπολογίσουμε τέσσερα ἄγνωστα ρεύματα I_1 , I_2 , I_3 καὶ I_γ . Ἄρα ἀπαιτοῦνται τέσσερις ἀνεξάρτητες ἐξισώσεις. Ἐκλέγομε αὐθαίρετα τὴ φορά τῶν ρευμάτων I_1 , I_2 , I_3 καὶ τὴ φορά τοῦ βρόχου I (σχ. 5.3ιδ).

Σύμφωνα με τον πρώτο κανόνα του Kirchhoff, έχουμε:

$$\text{Γιά τον κόμβο Α: } I_{\alpha} + I_3 - I_1 = 0 \quad (1)$$

$$\text{Γιά τον κόμβο Β: } I_1 - I_2 - I_{\beta} = 0 \quad (2)$$

$$\text{Γιά τον κόμβο Γ: } I_2 - I_3 - I_{\gamma} = 0 \quad (3)$$

Σύμφωνα με το δεύτερο κανόνα του Kirchhoff, έχουμε:

$$\text{Γιά το βρόχο Ι: } E_1 - E_3 = I_1 R_1 + I_2 R_2 + I_3 R_3 \quad (4)$$

Από την εξίσωση (1) έχουμε: $I_3 = I_1 - I_{\alpha}$

Από την εξίσωση (2) έχουμε: $I_2 = I_1 - I_{\beta}$

Τις παραπάνω τιμές των ρευμάτων I_2 και I_3 τοποθετούμε στην εξίσωση (4) και βρίσκουμε:

$$I_1 = \frac{E_1 - E_3 + I_{\beta} R_2 + I_{\alpha} R_2}{R_1 + R_2 + R_3} = 4,4 \text{ A}$$

Από τις εξισώσεις (1), (2) και (3) βρίσκουμε:

$$I_1 = 4,4 \text{ A}$$

$$I_2 = -0,4 \text{ A}$$

$$I_3 = -2,1 \text{ A}$$

$$I_{\gamma} = 1,7 \text{ A}$$

Τα ρεύματα I_1 και I_{γ} έχουν τη φορά που είναι σημειωμένη στο σχήμα 5.3ιδ, ενώ τα I_2 και I_3 έχουν αντίθετη φορά.

β) Πτώση τάσεως στον αντιστάτη R_1 : $I_1 R_1 = 4,4 \cdot 2 = 8,8 \text{ V}$

Πτώση τάσεως στον αντιστάτη R_2 : $I_2 R_2 = -0,4 \cdot 5 = -2 \text{ V}$

Πτώση τάσεως στον αντιστάτη R_3 : $I_3 R_3 = -2,1 \cdot 0,4 = -0,84 \text{ V}$

Επαλήθευση.

Η εξίσωση (4) γράφεται: $E_1 - E_3 - I_1 R_1 - I_2 R_2 - I_3 R_3 = 0$

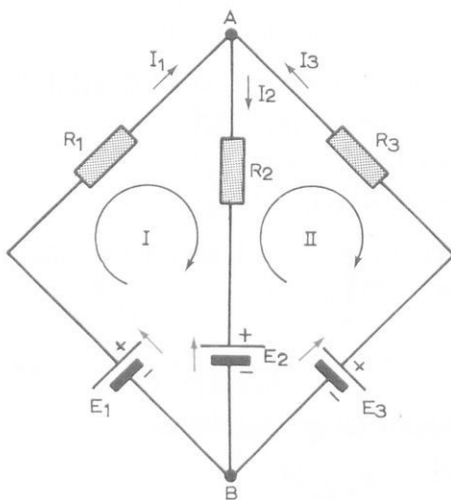
$$16 - 10 - 8,8 + 2 + 0,84 = 0,04 \approx 0 \text{ V}$$

(Η διαφορά των 0,04 V είναι επιτρεπόμενο υπολογιστικό λάθος).

Παράδειγμα 2.

Δίνεται προς ανάλυση το δίκτυο του σχήματος 5.3ιε, όπου:

$$\begin{array}{ll} E_1 = 20 \text{ V} & R_1 = 2,0 \, \Omega \\ E_2 = 80 \text{ V} & R_2 = 3,0 \, \Omega \\ E_3 = 12,0 \text{ V} & R_3 = 4,0 \, \Omega \end{array}$$



Σχ. 5.3ιε.

Νά βρεθοῦν:

- Τά ρεύματα I_1 , I_2 καί I_3 , πού περνοῦν μέσα ἀπό τοὺς ἀντιστάτες R_1 , R_2 καί R_3 .
- Οἱ πτώσεις τάσεως U_1 , U_2 καί U_3 στοὺς ἀντίστοιχους ἀντιστάτες R_1 , R_2 καί R_3 .

Σημείωση. Οἱ ἀντιστάτες R_1 , R_2 καί R_3 περιλαμβάνουν τὶς ἐσωτερικὲς ἀντιστάσεις τῶν πηγῶν καί τὶς ἀντιστάσεις τῶν ἀγωγῶν.

Λύση.

- Ὑπολογισμὸς τριῶν (3) ἀγνώστων ρευμάτων I_1 , I_2 καί I_3 . Ἀρα ἀπαιτοῦνται τρεῖς ἀνεξάρτητες ἐξισώσεις. Ἐκλέγομε αὐθαίρετα τὶς φορὲς τῶν ρευμάτων I_1 , I_2 , I_3 καί τὶς φορὲς τῶν βρόχων I καί II. Σύμφωνα μέ τὸν πρῶτο κανόνα τῶν Kirchhoff ἔχομε:

$$\text{Γιὰ τὸν κόμβο A:} \quad I_1 - I_2 + I_3 = 0 \quad (1)$$

Σύμφωνα μέ τὸ δεύτερο κανόνα τοῦ Kirchhoff ἔχομε:

$$\text{Για το βρόχο I: } E_1 - E_2 = I_1 R_1 + I_2 R_2 \quad (2)$$

$$\text{Για το βρόχο II: } E_2 - E_3 = -I_2 R_2 - I_3 R_3 \quad (3)$$

Από την επίλυση του παραπάνω συστήματος (3 εξισώσεις, 3 άγνωστοι) βρίσκουμε:

$$I_1 = 2,768 \text{ A}$$

$$I_2 = 2,152 \text{ A}$$

$$I_3 = -0,616 \text{ A}$$

β) Πτώσεις τάσεων:

$$U_1 = I_1 R_1 = 2,768 \cdot 2 = 5,536 \text{ V} \quad U_1 = 5,536 \text{ V}$$

$$U_2 = I_2 R_2 = 2,152 \cdot 3 = 6,456 \text{ V} \quad U_2 = 6,456 \text{ V}$$

$$U_3 = I_3 R_3 = -0,616 \cdot 4 = -2,464 \text{ V} \quad U_3 = -2,464 \text{ V}$$

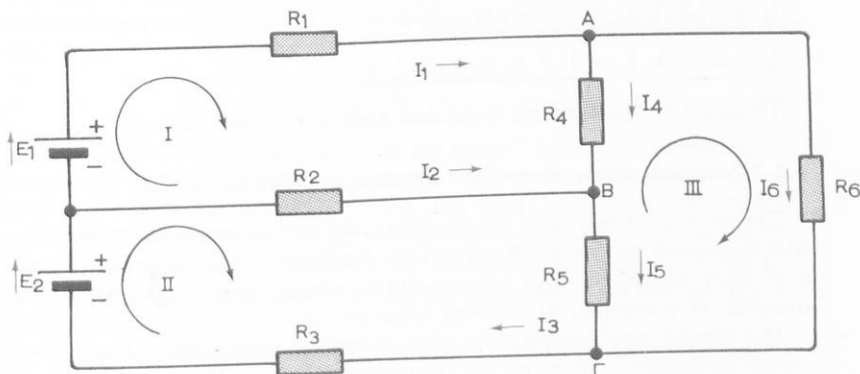
Το ρεύμα I_3 έχει αντίθετη φορά από αυτή που όρισаме αρχικά. Οί εξισώσεις του συστήματος επαληθεύονται, αφού βέβαια λάβομε υπ' όψη ένα μικρό υπολογιστικό λάθος.

Παράδειγμα 3.

Δίνεται πρὸς επίλυση τό παρακάτω δίκτυο του σχήματος 5.3ιστ, όπου:

$$E_1 = 110 \text{ V}, E_2 = 110 \text{ V}$$

$$R_1 = 0,1 \Omega, R_2 = 0,05 \Omega, R_3 = 0,1 \Omega, R_4 = 4 \Omega, R_5 = 5 \Omega, R_6 = 10 \Omega$$



Σχ. 5.3ιστ.

Σημείωση. Οί αντίστατες R_1 , R_2 και R_3 περιλαμβάνουν τις εσωτερικές αντιστάσεις των πηγών και τις αντιστάσεις των αγωγών.

Νά βρεθούν:

Τά ρεύματα I_1 , I_2 , I_3 , I_4 , I_5 και I_6 , που περνούν μέσα από τούς αντίστατες R_1 , R_2 , R_3 , R_4 , R_5 και R_6 .

Λύση.

Υπολογισμός έξι (6) αγνώστων ρευμάτων I_1 , I_2 , I_3 , I_4 , I_5 , I_6 . Άρα απαιτούνται έξι (6) ανεξάρτητες εξισώσεις. Εκλέγουμε αυθαίρετα τις φορές των ρευμάτων I_1 , I_2 , I_3 , I_4 , I_5 και I_6 και των βρόχων I, II και III (σχ. 5.3ιστ).

Άπό τόν πρώτο κανόνα του Kirchhoff έχομε:

$$\text{Γιά τόν κόμβο A:} \quad I_1 - I_4 - I_6 = 0 \quad (1)$$

$$\text{Γιά τόν κόμβο B:} \quad I_2 + I_4 - I_5 = 0 \quad (2)$$

$$\text{Γιά τόν κόμβο Γ:} \quad -I_3 + I_5 + I_6 = 0 \quad (3)$$

Άπό τό δεύτερο κανόνα του Kirchhoff έχομε:

$$\text{Γιά τό βρόχο I:} \quad E_1 = I_1 R_1 + I_4 R_4 - I_2 R_2 \quad (4)$$

$$\text{Γιά τό βρόχο II:} \quad E_2 = I_2 R_2 + I_5 R_5 + I_3 R_3 \quad (5)$$

$$\text{Γιά τό βρόχο III:} \quad 0 = -I_4 R_4 + I_6 R_6 - I_5 R_5 \quad (6)$$

Λύνομε μέ τούς γνωστούς τρόπους τό παραπάνω σύστημα των έξι (6) ανεξαρτήτων εξισώσεων και βρίσκομε:

$$\underline{I_1 = 47,3 \text{ A}, I_2 = -5 \text{ A}, I_3 = 42,3 \text{ A}}$$

$$\underline{I_4 = 26,2 \text{ A}, I_5 = 21,2 \text{ A}, I_6 = 21,1 \text{ A}}$$

Τό ρεύμα I_2 έχει αντίθετη φορά από αυτή που αρχικά όρίσαμε.

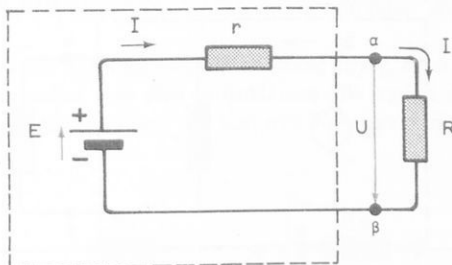
5.4 Ήλεκτρικές πηγές τάσεως και ρεύματος — Ίδανικές πηγές.

Στά προηγούμενα μάθαμε ότι μία ηλεκτρική πηγή χαρακτηρίζεται από την ηλεκτρεγερτική της δύναμη E και από την εσωτερική της αντίσταση r . Μία τέτοια πηγή ονομάζεται **πηγή τάσεως**. Πηγές τάσεως είναι π.χ. τά ηλεκτρικά στοιχεία, οί γεννήτριες ηλεκτρικού ρεύματος κ.ά.

Μία **ιδανική πηγή τάσεως** είναι πηγή μέ σταθερή ΗΕΔ E και μηδενική εσωτερική αντίσταση r . Έτσι, σέ μία κατανάλωση, που συνδέεται στους πόλους της πηγής, ή τάση είναι σταθερή και ανεξάρτητη από τό ρεύμα, που περνά από την κατανάλωση.

Ίδανικές πηγές τάσεως δεν υπάρχουν στην πραγματικότητα, επειδή μία πηγή έχει πάντοτε όρισμένη αντίσταση. Όπως είδαμε στην περίπτωση του νόμου του Ohm σε πλήρες κύκλωμα (παράγραφος 4.5), αν συνδέσουμε μία κατανάλωση σε μία πηγή, η πολική τάση μεταβάλλεται, ανάλογα με το ρεύμα που περνά από την κατανάλωση, εξ αιτίας της πτώσεως τάσεως στην εσωτερική αντίσταση της πηγής.

Μία πραγματική πηγή τάσεως, την παριστάνουμε στα κυκλωματικά σχέδια με μία ιδανική πηγή με σταθερή ΗΕΔ E και ένα αντιστάτη r ίσο με την εσωτερική αντίσταση της πηγής, συνδεδεμένο σε σειρά (σχ. 5.4α).



Σχ. 5.4α.

Αν φαντασθούμε ότι το κύκλωμα αυτό βρίσκεται μέσα σε ένα κλειστό κουτί από το οποίο βγαίνουν μόνο οι άκροδέκτες α και β , το κουτί αυτό θα συμπεριφέρεται όπως ή πραγματική πηγή. Αν δηλαδή συνδέσουμε στους άκροδέκτες α, β , την κατανάλωση R , ανάλογα με το μέγεθος της R , περνά ρεύμα I από το κύκλωμα και δημιουργείται πτώση τάσεως $I r$ στην εσωτερική αντίσταση. Η πτώση τάσεως U στην κατανάλωση, που είναι ίση με την πολική τάση της πηγής, είναι:

$$U = E - I r \quad (1)$$

Έτσι η U δεν είναι σταθερή, όπως σε μία ιδανική πηγή, αλλά μεταβάλλεται, ανάλογα με το ρεύμα I . Όσο μικρότερη είναι η εσωτερική αντίσταση r , συγκριτικά με την κατανάλωση R , τόσο η πολική τάση U πλησιάζει στην ΗΕΔ E .

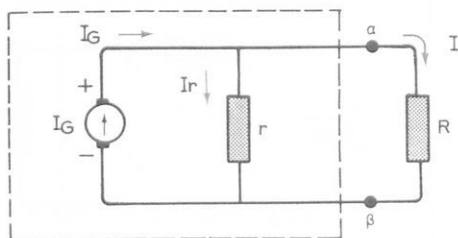
Εκτός από τις πηγές τάσεως, χρησιμοποιούνται σε ηλεκτρονικά κυκλώματα **πηγές ρεύματος**. Μία πηγή ρεύματος αποδίδει ρεύμα με σταθερή ένταση I_G , όταν είναι βραχυκυκλωμένη και παρουσιάζει επίσης όρισμένη εσωτερική αντίσταση r .

Μία **ιδανική πηγή** ρεύματος, έχει σταθερή ένταση I_G και άπειρη εσωτερική αντίσταση r . Έτσι, το ρεύμα που αποδίδει η πηγή σε μία κατανάλωση, δεν επηρεάζεται από το μέγεθος της κατανάλωσης.

Ίδανικές πηγές ρεύματος δεν υπάρχουν στην πραγματικότητα. Μία πραγ-

ματική πηγή ρεύματος είναι μία πηγή τάσεως με πολύ μεγάλη εσωτερική αντίσταση r , στην οποία συνδέεται μικρή κατανάλωση R . Στην περίπτωση αυτή, το ρεύμα που αποδίδει η πηγή, εξαρτάται ουσιαστικά από την εσωτερική αντίσταση r και δεν μεταβάλλεται αισθητά με τις μεταβολές της μικρής κατανάλωσης R .

Την πραγματική πηγή ρεύματος παριστάνουμε στά κυκλωματικά σχέδια με μία ιδανική πηγή ρεύματος I_G και ένα αντίστατή r , συνδεδεμένο παράλληλα στην πηγή (σχ. 5.4β). Το κύκλωμα αυτό μπορούμε να φαντασθούμε ότι βρίσκεται επίσης σε ένα κλειστό κουτί από το οποίο βγαίνουν μόνο οι άκροδέκτες α και β . Το κουτί αυτό συμπεριφέρεται όπως η πραγματική πηγή ρεύματος.



Σχ. 5.4β.

Αν συνδέσουμε στους άκροδέκτες α, β της πηγής μία κατανάλωση R , ή κατανάλωση αυτή θα είναι παράλληλα συνδεδεμένη με τον αντίστατή r και το ρεύμα I_G θα διακλαδίζεται σε ένα ρεύμα I_r του αντίστατή r και σε ένα ρεύμα I της κατανάλωσης R .

$$I_G = I_r + I \quad (2)$$

Όσο πιο μεγάλη είναι η εσωτερική αντίσταση της πηγής r , συγκριτικά με την κατανάλωση R , τόσο πιο πολύ πλησιάζει το ρεύμα I στο ρεύμα I_G .

Οι πηγές τάσεως αποδίδουν μεγάλο ρεύμα και είναι αυτές που χρησιμοποιούνται κυρίως για την παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας. Οι πηγές ρεύματος, αντίθετα, αποδίδουν μικρό ρεύμα.

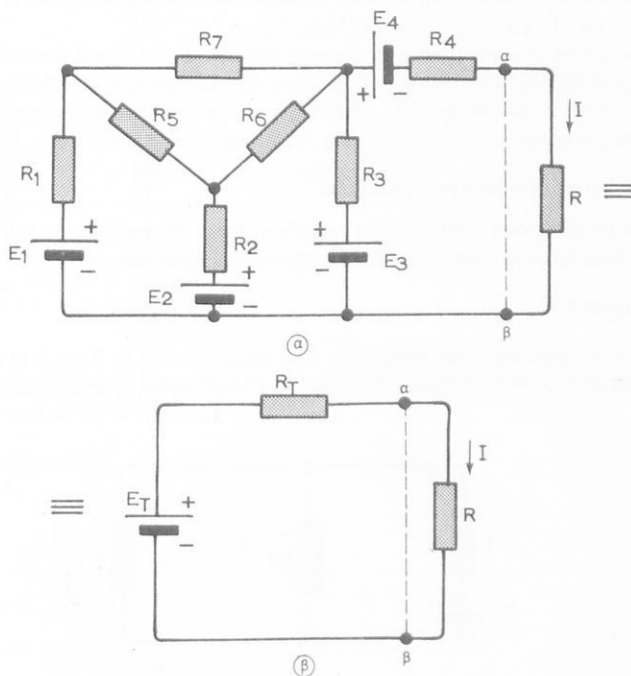
5.5 Το θεώρημα του Thevenin — Έφαρμογές.

Πολλές φορές, έχουμε στην πράξη ένα σύνθετο κύκλωμα από πηγές και αντιστάτες και μας ενδιαφέρει να προσδιορίσουμε το ρεύμα και την πτώση τάσεως σε ένα μόνο αντίστατή του κυκλώματος. Στην περίπτωση αυτή, μπορούμε βέβαια να επιλύσουμε το κύκλωμα με τη βοήθεια του νόμου του Ohm και των κανόνων του Kirchhoff, όπως περιγράψαμε στην παράγραφο 5.3(ε). Ο τρόπος όμως αυτός είναι συνήθως επίπονος, γιατί είμαστε υποχρεωμένοι να προσδιορίσουμε τά ρεύματα και στους υπόλοιπους κλάδους του δικτύου, που δεν μας χρειάζονται.

Επίσης έχουμε πολλές φορές ένα σύνθετο κύκλωμα με μία **μεταβλητή κατανάλωση** και μᾶς ενδιαφέρει νά ξέρομε τό ρεύμα, πού περνά από τήν κατανάλωση σέ κάθε τιμή της. Ἡ ἐπίλυση μέ τή βοήθεια τῶν κανόνων τοῦ Kirchhoff εἶναι ἐπίσης πολύ ἐπίπονη, ἐπειδή θά πρέπει νά ἐπιλύσουμε γενικά τό κύκλωμα ὡς πρός τό ζητούμενο ρεύμα καί νά προσδιορίζομε τήν τιμή του γιά κάθε ξεχωριστή τιμή τῆς κατανάλωσης ἀπό τό γενικό τύπο, πού μπορεῖ νά εἶναι ἐξαιρετικά σύνθετος.

Όταν μᾶς ἐνδιαφέρει νά προσδιορίσουμε τό ρεύμα σέ μία μόνο κατανάλωση ἥ, πιό γενικά, σέ ἕνα κλάδο ἀπό κατανάλώσεις ἑνός κυκλώματος, μπορούμε νά ἀντικαταστήσουμε τό ὑπόλοιπο σύνθετο κύκλωμα, δηλαδή τό κύκλωμα ἐκτός ἀπό τήν κατανάλωση ἥ τόν κλάδο, μέ ἕνα ἀπλό, πού ὁμως εἶναι **ἰσοδύναμο** μέ τό σύνθετο.

Δύο κυκλώματα, πού περιλαμβάνουν ἠλεκτρικές πηγές, εἶναι ἰσοδύναμα, ὅταν δημιουργοῦν τό ἴδιο ρεύμα στήν ἴδια κατανάλωση. Τό σχῆμα 5.5α π.χ. δείχνει δύο ἰσοδύναμα κυκλώματα (α) καί (β). Καί στά δύο, ρέει στήν κατανάλωση R τό ἴδιο ρεύμα I.



Σχ. 5.5α.

Σύμφωνα με τό θεώρημα του Thevenin, *οποιοδήποτε σύνθετο γραμμικό κύκλωμα, συνδεδεμένο σε δύο σημεία σε ένα άλλο κύκλωμα (π.χ. σε μία κατανάλωση), μπορεί να αντικατασταθεί με ένα απλό ισοδύναμο κύκλωμα, αποτελούμενο από μία ιδανική πηγή τάσεως E_T και ένα αντίστατη R_T σε σειρά.* (Γραμμικό κύκλωμα λέγεται ένα κύκλωμα, που αποτελείται από γραμμικούς αντιστάτες και πηγές. Γραμμική είναι μία πηγή με γραμμική εσωτερική αντίσταση, δηλαδή αντίσταση σταθερή και ανεξάρτητη από τό ρεύμα που τή διαρρέει).

Τό σχήμα 5.5α δείχνει ένα σύνθετο κύκλωμα (α) και τό ισοδύναμό του (β), σύμφωνα με τό θεώρημα Thevenin. Τό αριστερό μέρος του κυκλώματος (α) μεταξύ των άκροδεκτών α και β έχει αντικατασταθεί με τήν πηγή E_T , σε σειρά με τόν αντίστατη R_T . Στο δεξιό μέρος των δύο κυκλωμάτων βρίσκεται ή ίδια κατανάλωση R .

Γιά νά προσδιορίσουμε τήν ΗΕΔ E_T και τήν αντίσταση R_T του ισοδυναμού κυκλώματος, εργαζόμαστε ως έξης:

1) Αποσυνδέομε τό σύνθετο κύκλωμα, που θά απλοποιηθεί, από τό υπόλοιπο κύκλωμα, ώστε νά παρουσιάσει δύο άκροδεκτες α,β.

2) Υπολογίζομε τήν τάση σε κενό μεταξύ των άκροδεκτών α και β. Ή τάση αυτή έχει τιμή ίση με τή ζητούμενη ΗΕΔ E_T .

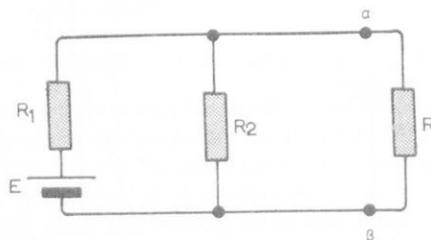
3) Βραχυκυκλώνομε τίς πηγές τάσεως του κυκλώματος και άνοικτοκυκλώνομε τίς πηγές ρεύματος, διατηρούμε όμως τίς εσωτερικές αντιστάσεις των πηγών. Κατόπιν, υπολογίζομε τήν ισοδύναμη αντίσταση του κυκλώματος, μεταξύ των άκροδεκτών α και β. Αυτή είναι ή ζητούμενη αντίσταση R_T .

Έφαρμογή του θεωρήματος Thevenin.

Με τή βοήθεια δύο αριθμητικών παραδειγμάτων, θά γνωρίσουμε τήν έφαρμογή του θεωρήματος Thevenin και τά πλεονεκτήματά του.

Παράδειγμα 1.

Δίνεται τό κύκλωμα του σχήματος 5.5β όπου $E = 20\text{ V}$, $R_1 = 2\ \Omega$ και $R_2 = 2\ \Omega$. Νά υπολογισθεί τό ρεύμα, που διαρρέει τό μεταβλητό αντίστατη R , όταν:



Σχ. 5.5β.

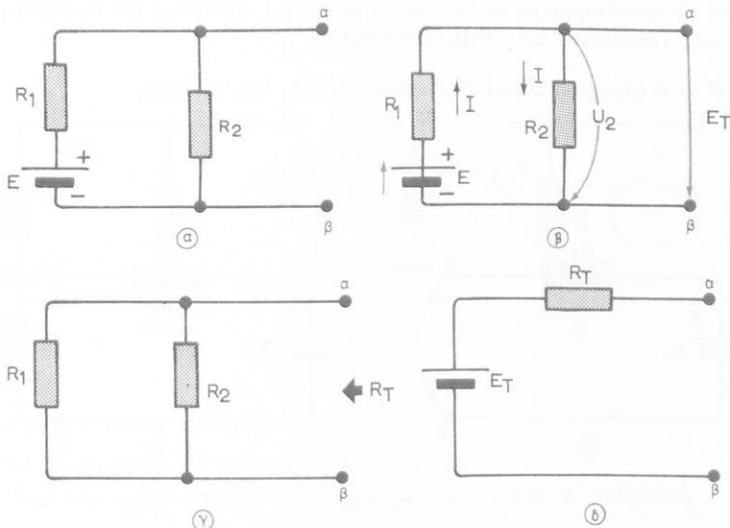
$R = 0 \, \Omega$, $R = 1 \, \Omega$, $R = 9 \, \Omega$ και $R = \infty$.

α) Με τη βοήθεια του θεωρήματος του Thevenin.

β) Με τη βοήθεια των κανόνων του Kirchhoff.

1) Λύση με τό θεώρημα Thevenin.

α) Ἀποσυνδέουμε τόν ἀντιστάτη R ἀπό τό κύκλωμα, ὥστε νά παραμείνει τό σύνθετο κύκλωμα, πού θά ἀπλοποιήσουμε, μέ τούς ἀκροδέκτες του α καί β [σχ. 5.5γ(α)].



Σχ. 5.5γ.

β) Ἡ τάση σέ κενό E_T μεταξύ τῶν ἀκροδεκτῶν α, β , εἶναι ἴση μέ τήν τάση U_2 στά ἄκρα τοῦ ἀντιστάτη R_2 [σχ. 5.5γ(β)].

$$E_T = U_2 = IR_2$$

$$I = \frac{E}{R_1 + R_2} = \frac{20}{4} = 5 \text{ A}$$

$$E_T = 5 \cdot 2 = 10 \text{ V}$$

$$E_T = 10 \text{ V}$$

γ) Βραχυκυκλώνουμε τήν πηγὴ τάσεως E . Ἐτσι, προκύπτει τό κύκλωμα τοῦ σχήματος 5.5γ(γ).

Ἡ ἰσοδύναμη ἀντίσταση R_T μεταξύ τῶν ἀκροδεκτῶν α,β, βρίσκεται ἀπὸ τὴν παράλληλη σύνδεση τῶν ἀντιστάτῶν R_1, R_2 :

$$R_T = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} = \frac{2 \cdot 2}{2 + 2} = 1 \, \Omega$$

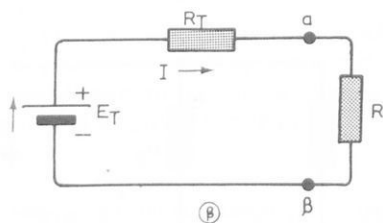
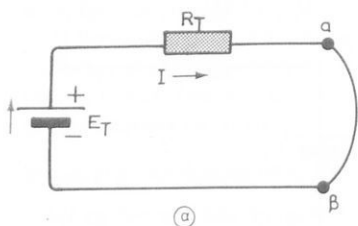
$$\underline{R_T = 1 \, \Omega}$$

Τὸ σχῆμα 5.5γ(δ) δίνει τὸ ἰσοδύναμο κύκλωμα Thevenin.

Γιὰ νὰ προσδιορίσουμε τὰ ζητούμενα ρεύματα I , συνδέουμε τὸν ἀντιστάτη R στοὺς ἀκροδέκτες α,β. Ἐτσι, παίρνομε:

Γιὰ $R = 0$ (βραχυκυκλωμένοι ἀκροδέκτες α,β, [σχ. 5.5δ(α)]:

$$I = \frac{E_T}{R_T} = \frac{10}{1} = \underline{10 \, A}$$



Σχ. 5.5δ.

Γιὰ $R = 1 \, \Omega$ [σχ. 5.5δ(β)]:

$$I = \frac{E_T}{R_T + R} = \frac{10}{1 + 1} = \underline{5 \, A}$$

Γιὰ $R = 9 \, \Omega$ [σχ. 5.5δ(β)]:

$$I = \frac{E_T}{R_T + R} = \frac{10}{1 + 9} = \underline{1 \, A}$$

Γιὰ $R = \infty$ [σχ. 5.5γ(δ)]:

$$I = \frac{E_T}{R_T + R} = \frac{E}{\infty} = \underline{0 \, A}$$

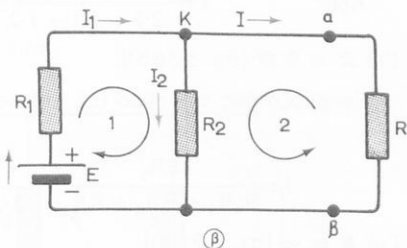
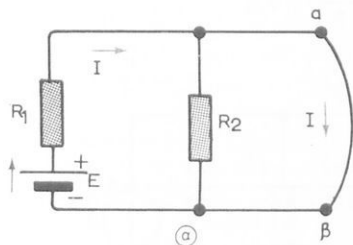
Τό αποτέλεσμα είναι βέβαια άμέσως φανερό από τό σχήμα 5.5γ(δ), γιατί όταν έχουμε άνοικτό κύκλωμα, δέν ρέει ρεύμα μεταξύ τών άκροδεκτών α,β.

2) Λύση μέ τούς κανόνες του Kirchhoff.

Γιά $R = 0 \, \Omega$ [σχ. 5.5ε(α)].

Ο αντίστατης R_2 είναι βραχυκυκλωμένος και δέν ρέει ρεύμα από αυτόν.
Άρα:

$$I = \frac{E}{R_1} = \frac{20}{2} = 10 \, \text{A}$$



Σχ. 5.5ε.

Γιά $R = 1 \, \Omega$ [σχ. 5.5ε(β)].

Τό κύκλωμα έχει 3 άγνωστα ρεύματα I_1 , I_2 , I .

Από τόν πρώτο κανόνα του Kirchhoff, στόν κόμβο Κ παίρνομε:

$$I_1 = I_2 + I \quad (1)$$

Από τό δεύτερο κανόνα του Kirchhoff, στους βρόχους 1 και 2 έχουμε:

$$E = I_1 R_1 + I_2 R_2 \quad (2)$$

$$I_2 R_2 - I R = 0 \quad (3)$$

Η (1) στή (2) δίνει:

$$E = (I_2 + I) R_1 + I_2 R_2 = I_2 (R_1 + R_2) + I R_1$$

και

$$I_2 = \frac{E - I R_1}{R_1 + R_2} \quad (4)$$

Ἡ (4) στήν (3) δίνει:

$$\frac{E - IR_1}{R_1 + R_2} R_2 - IR = 0$$

$$\text{ἢ } ER_2 - IR_1R_2 - IRR_1 - IRR_2 = 0$$

$$\text{καί} \quad I = \frac{ER_2}{R_1R_2 + RR_1 + RR_2} \quad (5)$$

$$\text{Ἄρα:} \quad I = \frac{20 \cdot 2}{2 \cdot 2 + 2 \cdot 1 + 1 \cdot 2} = \frac{40}{8} = 5 \text{ A}$$

Γιά $R = 9 \, \Omega$ [σχ. 5.5ε(β)].

Ἐφαρμόζοντας τὸν τύπο (5), παίρνομε:

$$I = \frac{ER_2}{R_1R_2 + RR_1 + RR_2} = \frac{20 \cdot 2}{2 \cdot 2 + 9 \cdot 2 + 9 \cdot 2} = \frac{40}{40} = 1 \text{ A}$$

Γιά $R = \infty$ [σχ. 5.5γ(α)].

Μεταξύ τῶν ἀκροδεκτῶν α,β δέν ρεῖ ρεῦμα. Ἄρα:

$$I = 0$$

Συγκρίνοντας τὰ ἀποτελέσματα, πού πήραμε μέ τίς δύο μεθόδους, διαπιστώνομε ὅτι εἶναι τὰ ἴδια σέ κάθε περίπτωση. Μέ τή μέθοδο ὁμῶς τοῦ Thevenin, τὸ ρεῦμα στὸν ἀντιστάτη R ὑπολογίζεται ἀμέσως, ἐνῶ μέ τοὺς κανόνες τοῦ Kirchhoff, χρειάζεται ἀρκετὴ διαδικασία. Καί ἡ διαδικασία αὕτη εἶναι τόσο πιο πολὺπλοκη, ὅσο πιο σύνθετο εἶναι τὸ δίκτυο πού ἐπιλύομε.

Παράδειγμα 2.

Δίνεται τὸ κύκλωμα τοῦ σχήματος 5.5στ.

Νά υπολογισθεῖ τὸ ἰσοδύναμο κύκλωμα Thevenin.

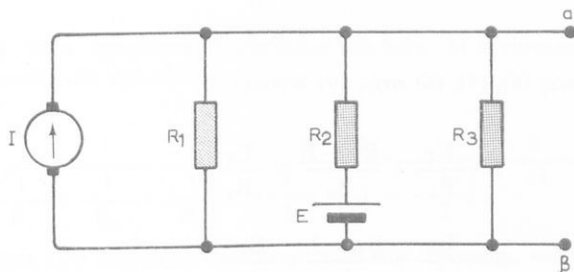
Λύση.

α) Ὑπολογισμός τῆς E_T .

Ἡ E_T εἶναι ἡ τάση σέ κενό μεταξύ τῶν ἀκροδεκτῶν α καί β. Ἡ τάση αὕτη εἶναι ἴδια στά ἄκρα τῶν ἀντιστατῶν R_1 καί R_3 (σχ. 5.5ζ).

Ἄρα:

$$I_1 = \frac{E_T}{R_1} \quad (6)$$



$$I = 2 \text{ A}$$

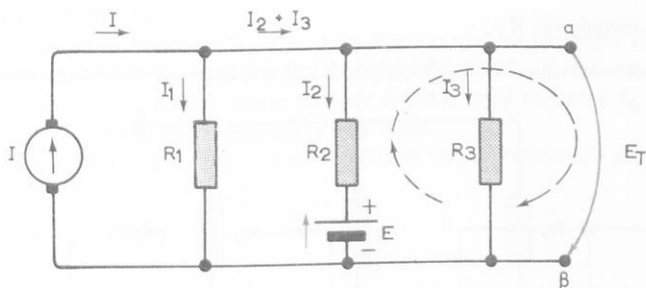
$$E = 3 \text{ V}$$

$$R_1 = 3 \Omega$$

$$R_2 = 1 \Omega$$

$$R_3 = 2 \Omega$$

Σχ. 5.5σ.



Σχ. 5.5ζ.

$$I_3 = \frac{E_T}{R_3} \quad (7)$$

Γιά τό ρεύμα I_2 στόν κλάδο 2 παίρνομε, ἂν θεωρήσουμε τό βρόχο πού εἶναι σημειωμένος στό σχῆμα 5.5ζ:

$$E = -I_2 R_2 + E_T$$

καί

$$I_2 = \frac{E_T - E}{R_2} \quad (8)$$

Τό ρεύμα I διαμοιράζεται στά ρεύματα I_1 , I_2 καί I_3 . Ἀρα, ἐφαρμόζοντας τόν πρῶτο κανόνα τοῦ Kirchhoff στόν κόμβο Κ, παίρνομε:

$$I = I_1 + I_2 + I_3 \quad (9)$$

Οι εξισώσεις (6), (7), (8) στην (9) δίνουν:

$$I = \frac{E_T}{R_1} + \frac{E_T - E}{R_2} + \frac{E_T}{R_3} \quad (10)$$

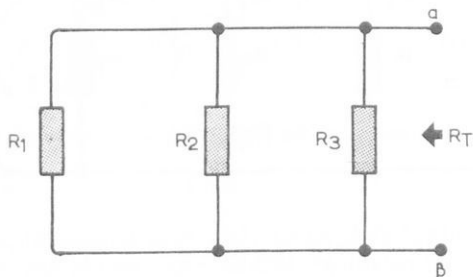
$$\eta \quad 2 = \frac{E_T}{3} + \frac{E_T - 3}{1} + \frac{E_T}{2}$$

$$\eta \quad 12 = 2E_T + 6E_T - 18 + 3E_T$$

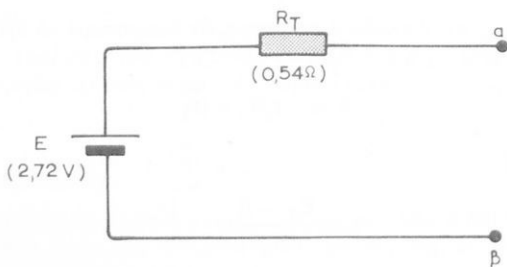
και
$$E_T = \frac{30}{11} = 2,72 \text{ V}$$

β) Υπολογισμός της R_T .

Βραχυκυκλώνουμε την πηγή τάσεως E και άνοικτοκυκλώνουμε την πηγή ρεύ-



Σχ. 5.5η.



Σχ. 5.5θ.

ματος I . Έτσι, προκύπτει το κύκλωμα του 5.5η. Η αντίσταση R_T μεταξύ των άκροδεκτών α, β είναι:

$$R_T = \frac{1}{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}} = \frac{1}{\left(\frac{1}{3} + 1 + \frac{1}{2}\right)} = \frac{6}{11} = 0,54 \, \Omega$$

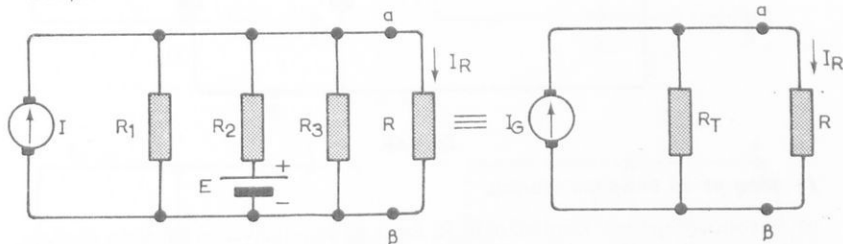
Το σχήμα 5.5θ δείχνει το ισοδύναμο κύκλωμα Thevenin, του κυκλώματος 5.5στ.

5.6 Το θεώρημα του Norton — Έφαρμογές.

Ένα άλλο θεώρημα που μας βοηθά να προσδιορίσουμε το ρεύμα σε ένα αντίστανή ή κλάδο ενός συνθέτου δικτύου, όπως το θεώρημα Thevenin, είναι το θεώρημα του Norton.

Σύμφωνα με το θεώρημα Norton, *οποιοδήποτε σύνθετο γραμμικό κύκλωμα, συνδεδεμένο σε δύο σημεία σε ένα άλλο κύκλωμα, μπορεί να αντικατασταθεί με ένα άπλο ισοδύναμο, αποτελούμενο από μία ιδανική πηγή ρεύματος I_G και ένα αντίστανή R_T , παράλληλα συνδεδεμένο στην πηγή.*

Το σχήμα 5.6α δείχνει ένα σύνθετο κύκλωμα και το ισοδύναμο με αυτό κύκλωμα Norton.



Σχ. 5.6α.

Για να προσδιορίσουμε το ρεύμα της πηγής I_G και την αντίσταση R_T του κυκλώματος Norton, εργαζόμαστε ως εξής:

1) Αποσυνδέουμε το σύνθετο κύκλωμα, που θα άπλοποιηθεί, από το υπόλοιπο κύκλωμα (κατανάλωση, κλάδο κλπ.), ώστε να παρουσιάσει δύο άκροδεκτές α και β .

2) Βραχυκυκλώνουμε τους άκροδεκτές α, β , και υπολογίζουμε το ρεύμα βραχυκυκλώσεως που περνά μεταξύ των άκροδεκτών. Το ρεύμα αυτό είναι ίσο με το ρεύμα I_G της πηγής ρεύματος.

3) Βραχυκυκλώνουμε τις πηγές τάσεως και άνοικτοκυκλώνουμε τις πηγές ρεύματος, διατηρώντας τις αντιστάσεις των πηγών, όπως ακριβώς στην περίπτωση του κυκλώματος Thevenin. Κατόπιν υπολογίζουμε την ισοδύναμη αντίστα-

ση του κυκλώματος μεταξύ των άκροδεκτών α και β. Ἡ αντίσταση αὐτὴ εἶναι ἡ αντίσταση τοῦ κυκλώματος Norton καί, ἐπειδὴ εἶναι ἴδια μὲ ἐκείνη τοῦ κυκλώματος Thevenin, τὴ συμβολίζομε μὲ R_T .

Ἐφαρμογὴ τοῦ θεωρήματος Norton.

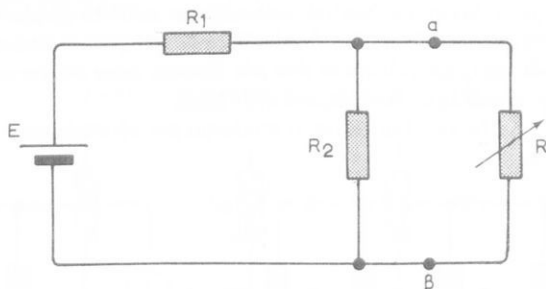
Δύο ἀριθμητικὰ παραδείγματα θὰ μᾶς βοηθήσουν νὰ γνωρίσουμε τὴν ἐφαρμογὴ τοῦ θεωρήματος Norton.

Παράδειγμα 1.

Δίνεται τὸ κύκλωμα τοῦ σχήματος 5.6β, ὅπου $E = 6 \text{ V}$, $R_1 = 3 \Omega$ καὶ $R_2 = 6 \Omega$. Νὰ ὑπολογισθεῖ τὸ ρεῦμα, ποὺ διαρρέει τὸ μεταβλητὸ ἀντιστάτη R ὅταν: $R = 0 \Omega$, $R = 2 \Omega$ καὶ $R = \infty$.

α) Μὲ τὴ βοήθεια τοῦ θεωρήματος Norton.

β) Μὲ τὴ βοήθεια τῶν κανόνων τοῦ Kirchhoff.



Σχ. 5.6β.

1) Λύση μὲ τὸ θεώρημα Norton.

α) Ἀποσυνδέομε τὴν κατανάλωση R , ὥστε νὰ παραμείνει τὸ σύνθετο κύκλωμα, ποὺ θὰ ἀπλοποιηθεῖ, μὲ τοὺς ἀκροδέκτες α, β [σχ. 5.6γ(α)].

β) Βραχυκυκλώνομε τοὺς ἀκροδέκτες α,β. Ἐτσι, προκύπτει τὸ κύκλωμα τοῦ σχήματος 5.6γ(β).

Τὸ ρεῦμα I_G εἶναι:

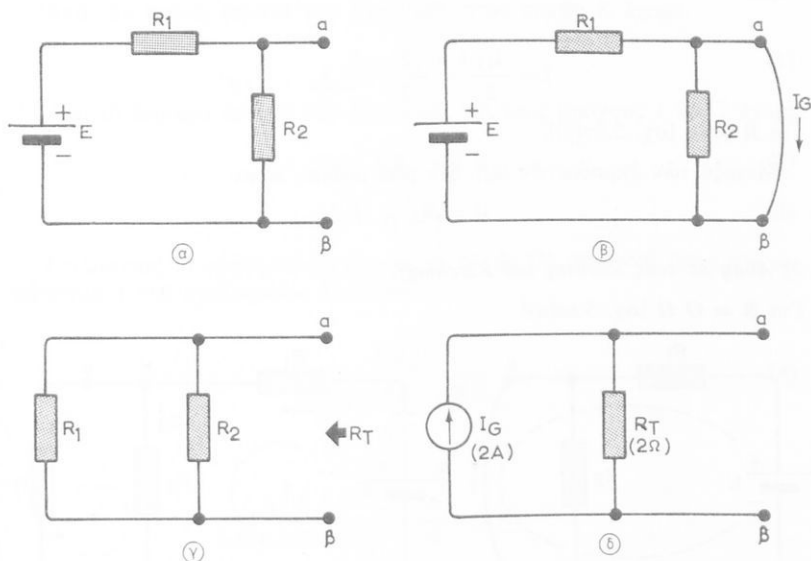
$$I_G = \frac{E}{R_1} = \frac{6}{3} = 2 \text{ A}$$

γ) Βραχυκυκλώνομε τὴν πηγὴ τάσεως E [σχ. 5.6γ(γ)] καὶ ὑπολογίζομε τὴν R_T :

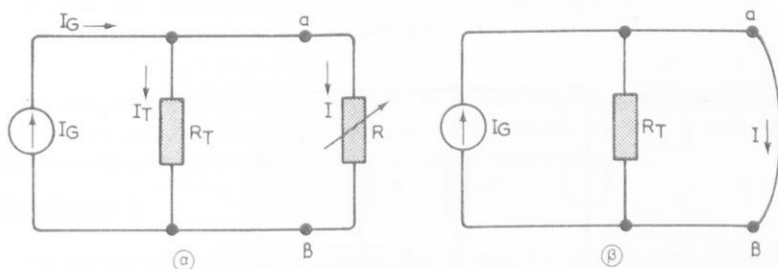
$$R_T = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} = \frac{3 \cdot 6}{3 + 6} = \frac{18}{9} = 2 \Omega$$

Τό ισοδύναμο κύκλωμα Norton φαίνεται στο σχήμα 5.6γ(δ).

Γιά νά προσδιορίσομε τά ζητούμενα ρεύματα I , συνδέομε τό μεταβλητό αντίστατη R , στους άκροδέκτες α, β τοῦ ισοδυνάμου κυκλώματος [σχ. 5.6δ(α)].



Σχ. 5.6γ.



Σχ. 5.6δ.

Γιά $R = 0 \, \Omega$ (βραχυκυκλωμένοι άκροδέκτες α, β , σχήμα [5.6δ(β)]:

Άπό τήν R_T δέν ρέει ρεύμα. Άρα:

$$I = I_G = \underline{2 \text{ A}}$$

Γιά $R = 2 \, \Omega$ [σχ. 5.6δ(α)].

Το ρεύμα I_G διαμοιράζεται σε δύο ίσα ρεύματα I και I_T (επειδή $R = R_T$).
 Άρα:

$$I = \frac{I_G}{2} = \frac{2}{2} = 1 \, \text{A}$$

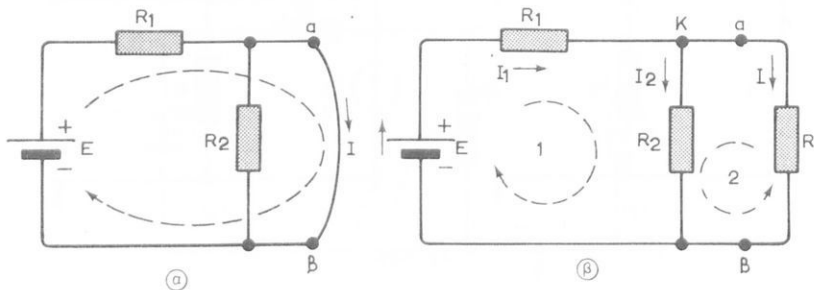
Γιά $R = \infty$ [σχ. 5.6γ(δ)].

Μεταξύ των άκροδεκτών α,β, δεν ρέει ρεύμα. Άρα:

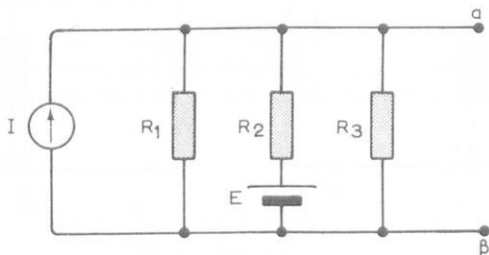
$$I = 0$$

2) Λύση με τους κανόνες του Kirchhoff.

Γιά $R = 0 \, \Omega$ [σχ. 5.6ε(α)].



Σχ. 5.6ε.



Σχ. 5.6στ.

Από το βρόχο που είναι σημειωμένος στο σχήμα 5.6ε(α), έχουμε:

$$E = IR_1$$

$$I = \frac{E}{R_1} = \frac{6}{3} = 2 \text{ A}$$

Γιά $R = 2 \Omega$ [σχ. 5.6ε(β)].

Από τόν πρώτο κανόνα του Kirchhoff, στόν κόμβο Κ έχουμε:

$$I_1 = I_2 + I \quad (1)$$

Από τό δεύτερο κανόνα του Kirchhoff, γιά τούς βρόχους 1 καί 2 έχουμε:

$$E = I_1 R_1 + I_2 R_2 \quad (2)$$

$$I_2 R_2 - IR = 0 \quad (3)$$

Επιλύοντας τό σύστημα τών εξισώσεων (1) ως (3), παίρνομε όπως στο παράδειγμα 1 του κυκλώματος Thevenin:

$$I = \frac{ER_2}{R_1 R_2 + R R_1 + R R_2} \quad (4)$$

Άρα:

$$I = \frac{6 \cdot 6}{3 \cdot 6 + 2 \cdot 3 + 2 \cdot 6} = \frac{36}{36} = 1 \text{ A}$$

Γιά $R = \infty$ [σχ. 5.6γ(α)].

Μεταξύ τών άκροδεκτών α καί β δέν ρέει ρεύμα. Άρα:

$$I = 0$$

Παρατηρούμε καί έδώ ότι παίρνομε τά ίδια άποτελέσματα, χρησιμοποιώντας τό θεώρημα του Norton καί τούς κανόνες του Kirchhoff, αλλά ότι ή άνάλυση του κυκλώματος είναι εύκολότερη στή πρώτη περίπτωση.

Παράδειγμα 2.

Νά υπολογισθεϊ τό ισodύναμο κύκλωμα Norton του κυκλώματος του σχήματος 5.6στ, όπου $I = 2 \text{ A}$, $R_1 = 3 \Omega$, $R_2 = 2 \Omega$, $R_3 = 1 \Omega$ καί $E = 3 \text{ V}$.

α) Προσδιορισμός του ρεύματος I_G .

Βραχυκυκλώνομε του άκροδέκτες α,β. Έτσι, βραχυκυκλώνονται οί άντιστάτες R_1 καί R_3 καί δημιουργείται τό κύκλωμα που δείχνει τό σχήμα 5.6ζ(α).

Από τόν πρώτο κανόνα του Kirchhoff, στόν κόμβο Κ παίρνομε:

$$I_G = I_3 + I \quad (1)$$

Από το δεύτερο κανόνα του Kirchhoff, στο σημειωμένο βρόχο έχουμε:

$$E = I_3 R_3$$

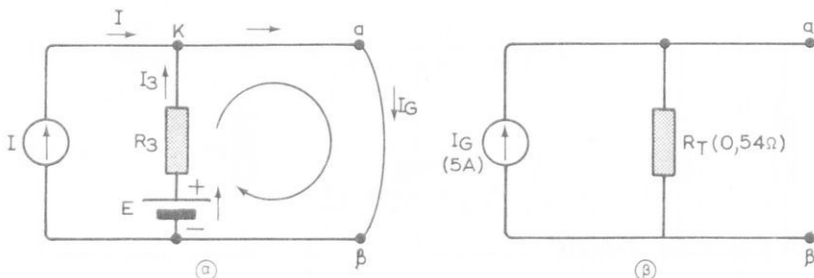
και
$$I_3 = \frac{E}{R_3} = \frac{3}{1} = 3 \text{ A} \quad (2)$$

Από την (1) και (2) προκύπτει:

$$I_G = 3 + 2 = \underline{5 \text{ A}}$$

β) Προσδιορισμός της αντίστασης R_T .

Βραχυκυκλώνοντας την E και άνοιγκοκυκλώνοντας την I , παίρνουμε το κύκλωμα του σχήματος 5.6ζ.



Σχ. 5.6ζ.

Όπως στην περίπτωση του παραδείγματος 2, των εφαρμογών του θεωρήματος Thevenin, η αντίσταση μεταξύ των άκροδεκτών a και β είναι:

$$R_T = \frac{6}{11} = 0,54 \Omega$$

Το σχήμα 5.6ζ(β) δείχνει το ζητούμενο ισοδύναμο κύκλωμα Norton.

5.7 Ίσοδυναμία των κυκλωμάτων Thevenin και Norton.

Στο σχήμα 5.7α, το (α) δείχνει το ισοδύναμο κύκλωμα Thevenin ενός συνθέτου κυκλώματος A και το (β) το ισοδύναμο κύκλωμα Norton του ίδιου κυκλώματος.

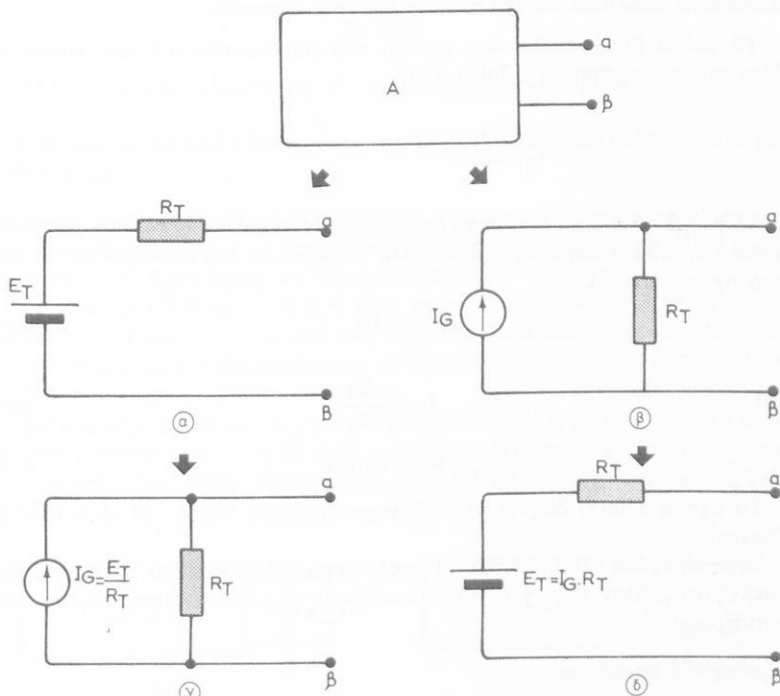
Μπορούμε να προσδιορίσουμε το ισοδύναμο Thevenin του κυκλώματος Norton, που είναι ταυτόχρονα και το ισοδύναμο Thevenin του κυκλώματος A .

Επίσης, μπορούμε να προσδιορίσουμε τό ισοδύναμο Norton του κυκλώματος Thevenin, που επίσης είναι ταυτόχρονα τό ισοδύναμο Norton του κυκλώματος A.

Ισοδύναμο κύκλωμα Thevenin του κυκλώματος Norton.

Η τάση σέ κενό μεταξύ των άκροδεκτών α και β του κυκλώματος Norton [σχ. 5.7α(β)] είναι:

$$E_0 = I_G R_T \quad (1)$$



Σχ. 5.7α.

Επειδή τό κύκλωμα Norton είναι ισοδύναμο μέ τό A, ή τάση σέ κενό E_0 είναι ίση μέ την τάση σέ κενό μεταξύ των άκροδεκτών του κυκλώματος A, άρα ίση καί μέ την τάση E_T του ισοδυνάμου μέ τό A κυκλώματος Thevenin του σχήματος 5.7α(α):

$$E_0 = E_T \quad (2)$$

καί

$$E_T = I_G R_T \quad (3)$$

Ἡ ἀντίσταση R_T εἶναι ἴδια καί στά δύο κυκλώματα Thevenin καί Norton ὅπως ἤδη ἔχομε ἀποδείξει.

Στό σχῆμα 5.7α(δ) φαίνεται τό ἰσοδύναμο κύκλωμα Thevenin μέ τό κύκλωμα Norton.

Ἡ σχέση (3) δίνει τήν ἀντιστοιχία μεταξύ τάσεως καί ρεύματος τῶν δύο κυκλωμάτων. Τήν ἴδια σχέση παίρνομε, ἂν ὑπολογίσουμε τό ἰσοδύναμο Norton μέ τό κύκλωμα Thevenin.

Ἴσοδύναμο κύκλωμα Norton τοῦ κυκλώματος Thevenin.

Τό ρεῦμα βραχυκυκλώσεως μεταξύ τῶν ἀκροδεκτῶν α,β στό κύκλωμα Thevenin τοῦ σχήματος 5.7α(α) εἶναι:

$$I_\beta = \frac{E_T}{R_T} \quad (4)$$

Τό ρεῦμα αὐτό εἶναι ἴδιο μέ τό ρεῦμα βραχυκυκλώσεως μεταξύ τῶν ἀκροδεκτῶν α,β, τοῦ κυκλώματος A, ἄρα ἴσο μέ τό ρεῦμα I_G τοῦ κυκλώματος Norton στό σχῆμα 5.7α(β).

$$I_\beta = I_G \quad (5)$$

καί

$$I_G = \frac{E_T}{R_T} \quad (6)$$

ἢ

$$E_T = I_G R_T \quad (3)$$

Τό σχῆμα 5.7α(γ) δείχνει τό ἰσοδύναμο κύκλωμα Norton μέ τό κύκλωμα Thevenin.

Ἀπό τή σχέση (3) μπορούμε νά ὑπολογίσουμε τό ἰσοδύναμο Thevenin ἑνός κυκλώματος, ὅταν εἶναι γνωστό τό ἰσοδύναμο μέ αὐτό κύκλωμα Norton καί ἀντίστροφα.

Ἀριθμητικό παράδειγμα.

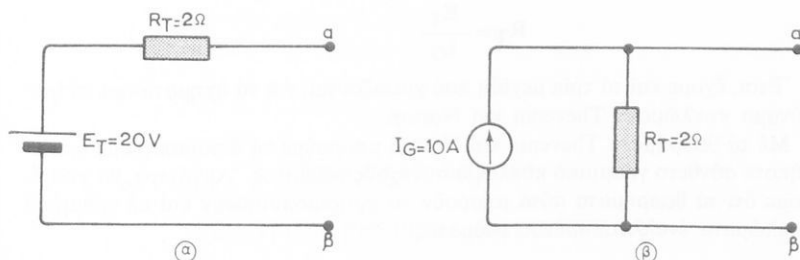
Δίνεται τό ἰσοδύναμο κύκλωμα Thevenin ἑνός συνθέτου κυκλώματος [σχ. 5.7β(α)].

Νά ὑπολογισθεῖ τό ἰσοδύναμο κύκλωμα Norton τοῦ κυκλώματος αὐτοῦ.

Λύση.

Ἀπό τή σχέση (3) ἔχομε:

$$I_G = \frac{E_T}{R_T} = \frac{20}{2} = 10 \text{ A}$$



Σχ. 5.7β.

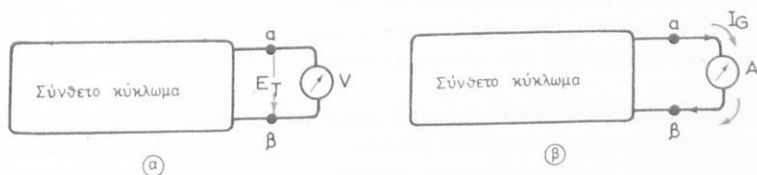
Ἡ ἀντίσταση R_T εἶναι ἴδια στὰ δύο κυκλώματα [σχ. 5.7β(β)].

5.8 Προσδιορισμός τῶν ἰσοδυνάμων κυκλωμάτων Thevenin καὶ Norton μέ μετρήσεις.

Μέχρι τώρα ὑπολογίσαμε τὰ ἰσοδύναμα κυκλώματα Thevenin καὶ Norton ἀπὸ τὸ σύνθετο κύκλωμα, τὸ ὁποῖο θεωρήσαμε δοσμένο μέ γνωστές ΗΕΔ E καὶ ἀντιστάτες R . Αὐτὸ ὅμως δέν εἶναι ἀπαραίτητο.

Τὸ σύνθετο κύκλωμα μπορεῖ νά εἶναι κλεισμένο σέ ἓνα κουτί, χωρίς νά ξέρομε τή δομή του, τίς πηγές καὶ τοὺς ἀντιστάτες πού περιλαμβάνει. Ἀρκεῖ οἱ ἀκροδέκτες a καὶ β τοῦ κυκλώματος νά βγαίνουν ἀπὸ τὸ κουτί, ὥστε νά μποροῦμε νά κάνομε μετρήσεις σέ αὐτοὺς.

Μέ ἓνα κατάλληλο βολτόμετρο V (ἠλεκτροστατικό ἢ μέ πολύ μεγάλη ἀντίσταση) μετροῦμε τήν τάση σέ κενό μεταξύ τῶν ἀκροδεκτῶν a καὶ β τοῦ κουτιοῦ (σχ. 5.8α καὶ 5.8β). Ἡ τάση αὕτη εἶναι ἡ ΗΕΔ E_T τοῦ κυκλώματος Thevenin.



Σχ. 5.8.

Κατόπιν βραχυκυκλώνομε τοὺς ἀκροδέκτες a, β καὶ μέ ἓνα ἀμπερόμετρο A , μέ πολύ μικρή ἀντίσταση πού παρεμβάλλομε, μετροῦμε τὸ ρεῦμα βραχυκυκλώσεως, πού περνᾷ μεταξύ τῶν a καὶ β . Τὸ ρεῦμα αὐτὸ εἶναι τὸ ρεῦμα I_G τοῦ ἰσοδυνάμου κυκλώματος Norton. Ἀπὸ τὰ δύο μεγέθη E_T καὶ I_G εὐκόλα ὑπολογίζεται ἡ ἀντίσταση R_T τῶν ἰσοδυνάμων κυκλωμάτων, μέ τή βοήθεια τῆς σχέσεως (3) τῆς παραγράφου 5.7.

$$R_T = \frac{E_T}{I_G}$$

Έτσι, έχουμε και τα τρία μεγέθη που χρειάζονται, για να σχηματίσουμε τα ισοδύναμα κυκλώματα Thevenin και Norton.

Μέ τα θεωρήματα Thevenin και Norton μπορούμε να απλοποιήσουμε οποιοδήποτε σύνθετο γραμμικό κύκλωμα συνεχούς ρεύματος. Αργότερα, θα γνωρίσουμε ότι τα θεωρήματα αυτά μπορούν να χρησιμοποιηθούν και σε γραμμικά κυκλώματα εναλλασσόμενου ρεύματος.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΚΤΟ

ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΚΑΙ ΙΣΧΥΣ

6.1 Οί διάφορες εκφράσεις της ηλεκτρικής ενέργειας.

Τό ηλεκτρικό ρεύμα γίνεται αντιληπτό, όπως ξέρομε, από τά αποτελέσματά του. Ήλεκτρικό ρεύμα, πού διαρρέει άγωγούς καί αντίστατες, π.χ. τούς αντίστατες μιάς ηλεκτρικής θερμάστρας, ενός ηλεκτρικού φούρνου κλπ., αναπτύσσει θερμότητα, έχει δηλαδή σάν αποτέλεσμα τήν εμφάνιση *θερμικής ενέργειας*. Τό ηλεκτρικό ρεύμα, πού διαρρέει ηλεκτρολύτες (ύγρά διαλύματα όξέων, βάσεων ή αλάτων) προξενεί χημικές αντιδράσεις, π.χ. τήν παρασκευή αερίων, μετάλλων κλπ., δηλαδή έχει σάν αποτέλεσμα τήν εμφάνιση *χημικής ενέργειας*. Τό ρεύμα, πού διοχετεύεται σέ ηλεκτρικούς κινητήρες (κινητήρες ηλεκτρικών τραίνων, άντλιών άσσανσέρ κλπ.), δημιουργεί κίνηση, πού χρησιμοποιείται άπό τά διάφορα μηχανήματα, εμφανίζεται δηλαδή σάν *μηχανική ενέργεια*.

Σύμφωνα μέ τήν *άρχή της διατηρήσεως της ενέργειας*, ενέργεια όρισμένης μορφής δέν μπορεί νά δημιουργηθεί άπό τό μηδέν, ούτε καί νά χαθεί. Προέρχεται πάντοτε άπό ενέργεια μιάς άλλης μορφής, πού μετατρέπεται στή νέα μορφή, άνώ τό όλικό ποσό της ενέργειας παραμένει σταθερό. Αυτό μās οδηγεί στό συμπέρασμα ότι τό ηλεκτρικό ρεύμα, πού έχει σάν αποτέλεσμα τήν εμφάνιση διαφόρων μορφών ενέργειας, πρέπει νά άποτελεί καί τό ίδιο κάποια μορφή ενέργειας. Ή ενέργεια αυτή, πού όνομάζομε *ηλεκτρική ενέργεια*, προσφέρεται άπό τίς ηλεκτρικές πηγές στίς διάφορες καταναλώσεις καί μετατρέπεται σέ άλλες μορφές ενέργειας τίς όποίες εκμεταλλευόμαστε στίς ηλεκτροτεχνικές εφαρμογές*.

Αντίστροφα, ή *παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας άπαιτεί τήν κατανάλωση κάποιας άλλης μορφής ενέργειας*. Οί ηλεκτρικές γεννήτριες, π.χ. γιά νά παράγουν ηλεκτρικό ρεύμα, πρέπει νά καταναλώσουν μηχανική ενέργεια. Ή ενέργεια αυτή χρησιμοποιείται γιά τό διαχωρισμό τών ηλεκτρικών φορτίων στό έσωτερικό της γεννήτριας καί τή μεταφορά τους στους αντίστοιχους πόλους, ώστε νά δημιουργηθεί ΗΕΔ.

Σέ ένα ύδροηλεκτρικό εργοστάσιο, τή μηχανική ενέργεια προσφέρει τό νερό, πού περνά μέ πίεση μέσα άπό τούς ύδροστροβίλους. Τούς κινεί καί αυτοί

* Μέ τόν όρο «καταναλώσεις» έννοούμε έδώ κάθε είδους συσκευές ή μηχανές, πού χρησιμοποιούν ηλεκτρικό ρεύμα γιά τήν εκτέλεση κάποιας εργασίας.

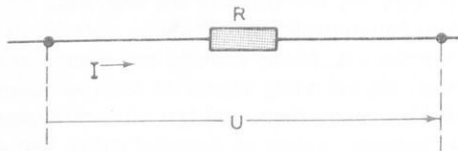
μέ τη σειρά τους κινούν τις γεννήτριες. Σέ ένα θερμοηλεκτρικό έργοστάσιο ή χημική ενέργεια τών καυσίμων (πετρελαίου, άνθρακα κλπ.) μετατρέπεται κατὰ τήν καύση σέ θερμική ενέργεια. Αὕτη χρησιμοποιεῖται γιά τή δημιουργία ατμοῦ ὑπό πίεση, ὁ ὁποῖος κινεῖ τούς ατμοστρόβιλους. Στούς ατμοστρόβιλους ἡ θερμική ενέργεια μετατρέπεται σέ μηχανική, πού προσφέρεται στίς γεννήτριες γιά νά μετατραπεί τέλος σέ ἡλεκτρική ενέργεια.

Τήν ἡλεκτρική ενέργεια, πού προσφέρει μία πηγή σέ μία κατανάλωση, μπορούμε νά ὑπολογίσουμε ἀπό τή θερμική, μηχανική κ.ο.κ. ενέργεια πού ἀποδίδει ἡ κατανάλωση αὕτη, ἐφ' ὅσον ἰσχύει ἡ ἀρχή τῆς διατηρήσεως τῆς ἐνέργειας. Μὲ αὐτό τόν τρόπο ὑπολόγισε ὁ Ἄγγλος Φυσικός *Joule*, στά μέσα τοῦ περασμένου αἰῶνα, τήν ἡλεκτρική ενέργεια πού προσφέρεται σέ ἓνα ὠμικό ἀντιστάτη, μετρώντας τή θερμότητα πού ἀποδίδει ὁ ἀντιστάτης. Γι' αὐτό, ἡ θερμότητα αὕτη ὀνομάστηκε **θερμότητα Joule**.

Ὁ *Joule* ἀπέδειξε ὅτι ἡ ἡλεκτρική ενέργεια A εἶναι ἀνάλογη τοῦ τετραγώνου τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος I , τῆς ἀντιστάσεως R τοῦ ἀντιστάτη καί τοῦ χρόνου t , πού διαρκεῖ ἡ ροή τοῦ ρεύματος (σχ. 6.1):

$$A = cI^2Rt \quad (1)$$

ὅπου c μία σταθερά ἐξαρτώμενη ἀπό τίς χρησιμοποιούμενες μονάδες τών μεγεθῶν A , I , R καί t .



Σχ. 6.1.

Μέ τίς μονάδες τοῦ συστήματος S.I. προκύπτει $c = 1$, γι' αὐτό γράφουμε:

$$A = I^2Rt \quad (2)$$

Ἀπό τή σχέση (2) προκύπτει ὅτι ἡ ἡλεκτρική ενέργεια A εἶναι ἀνεξάρτητη ἀπό τή φορά τοῦ ρεύματος, ἐφ' ὅσον εἶναι ἀνάλογη τοῦ τετραγώνου τῆς ἐντάσεως I , καί ὅτι ὑπό σταθερή ἔνταση I εἶναι τόσο μεγαλύτερη, ὅσο μεγαλύτερη εἶναι ἡ ἀντίσταση R τῆς καταναλώσεως καί ὅσο μεγαλύτερο εἶναι τό διάστημα t κατὰ τό ὁποῖο ρεεῖ τό ρεῦμα. Ἀπό τήν (2) προκύπτει ἐπίσης ὅτι:

$$I = \sqrt{\frac{A}{Rt}} \quad (3)$$

Ἡ σχέση (3) ἐκφράζει τὸ γεγονός ὅτι, ὅταν δοθεῖ ὀρισμένο ποσό ἐνέργειας σέ μία κατανάλωση R σέ ὀρισμένο χρόνο t , τὸ ρεῦμα πού ἀναπτύσσεται εἶναι ἀντίστροφα ἀνάλογο τῆς ἀντιστάσεως τῆς καταναλώσεως. Αὐτὸ ἐρμηνεύεται ὡς ἑξῆς:

Τὸ ποσό τῆς ἠλεκτρικῆς ἐνέργειας, πού προσφέρεται στὴν κατανάλωση R , χρησιμοποιεῖται γιὰ νὰ μεταφέρει τὰ ἠλεκτρόνια ἀπὸ τὴν ἀρχὴ στὸ τέρμα τῆς. Ἀπὸ ἐκεῖ, μέσω τῶν ἀγωγῶν συνδέσεως καὶ τῆς πηγῆς τοῦ κυκλώματος, ἐπιστρέφουν πάλι στὴν ἀρχὴ τῆς καταναλώσεως. Κατὰ τὴ μετακίνηση αὐτὴ, συγκρούονται τὰ ἠλεκτρόνια μὲ τὰ ἄτομα καὶ τὰ ἰόντα τοῦ ὕλικου τῆς καταναλώσεως καὶ ἀποδίδουν σέ αὐτὰ ἓνα μέρος τῆς ἐνέργειάς τους. Γιὰ νὰ διατηρεῖται ἐπομένως ἡ ροὴ τοῦ ρεύματος, πρέπει ἡ πηγὴ νὰ ἀναπληρώνει συνεχῶς τὴν ἐνέργεια, πού χάνουν τὰ ἠλεκτρόνια μὲ τίς κρούσεις. Ἡ ἐνέργεια πού προσλαμβάνουν τὰ ἄτομα καὶ ἰόντα, αὐξάνει τὴν κινητικὴ ἐνέργεια τῶν μορίων τους, μὲ ἀποτέλεσμα νὰ αὐξηθεῖ ἡ θερμοκρασίᾳ τῆς καταναλώσεως.

Ἡ ἀντίσταση R ἐνὸς ὕλικου, πού, ὅπως εἶδαμε στὴν παράγραφο 4.1, ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸν ἀριθμὸ τῶν ἐλευθέρων ἠλεκτρονίων τοῦ ὕλικου, ἀποτελεῖ μέτρο τῆς δυσκολίας πού ἀντιμετωπίζουν τὰ ἠλεκτρόνια στὴ μετακίνησή τους, ἐξ αἰτίας τῶν κρούσεων. Ἡ δυσκολία αὐτὴ ἐκφράζεται μὲ τὴν ἐνέργεια πού πρέπει νὰ προσφέρεται συνεχῶς στὰ ἠλεκτρόνια, γιὰ τὴ διατήρηση τῆς ροῆς. Ὅσο μεγαλύτερη εἶναι ἡ δυσκολία, πού συναντοῦν τὰ ἠλεκτρόνια στὴ μετακίνησή τους, τόσο μεγαλύτερη εἶναι ἡ ἀντίσταση τοῦ ὕλικου καὶ τόσο μεγαλύτερο ποσό ἐνέργειας πρέπει νὰ προσφέρεται γιὰ τὴ διατήρηση τῆς ροῆς τοῦ ρεύματος ἢ, ἀντίθετα, τόσο μικρότερο ρεῦμα μπορεῖ νὰ ἀναπτυχθεῖ, ὅταν προσφέρεται σταθερὸ ποσό ἠλεκτρικῆς ἐνέργειας.

Ἐπειδὴ:

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

ὅπου U ἡ τάση στὰ ἄκρα τῆς καταναλώσεως R ,
ἡ σχέση (2) γράφεται ἐπίσης:

$$A = \frac{U^2}{R} t \quad (4)$$

καὶ
$$A = UI t \quad (5)$$

Ἡ ἠλεκτρικὴ ἐνέργεια, πού ἀπορροφᾷ ὁποιαδήποτε κατανάλωση, εἶναι ἴση μὲ τὸ γινόμενο τῆς τάσεως στὰ ἄκρα τῆς καταναλώσεως, τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος πού τὴ διαρρέει καὶ τοῦ χρόνου πού διαρκεῖ ἡ ροή.

6.2 Ἡλεκτρικὴ ἰσχὺς.

Ἀπὸ τίς σχέσεις (1) ἢ (3) γίνεται φανερό ὅτι μπορεῖ νὰ ἀποδοθεῖ ἀπὸ μία

ηλεκτρική πηγή ή να απορροφηθεί από μία κατανάλωση οποιοδήποτε ποσό ενέργειας, αρκεί να είναι αρκετά μεγάλο το χρονικό διάστημα, πού θα λειτουργήσει ή πηγή ή η κατανάλωση.

Ωστόσο στην τεχνική δεν ενδιαφέρει το όλικό ποσό ενέργειας, πού αποδίδεται ή καταναλώνεται σε οποιοδήποτε χρονικό διάστημα, αλλά το ποσό ενέργειας, πού μπορεί να αποδοθεί ή να καταναλωθεί στη μονάδα του χρόνου, δηλαδή σε ένα δευτερόλεπτο. Το ποσό αυτό ονομάζεται **ίσχύς** και είναι χαρακτηριστικό μέγεθος μιᾶς πηγής ή καταναλώσεως, γιατί αποτελεί μέτρο για το πόσο γρήγορα μπορεί να αποδώσει ενέργεια μία πηγή ή να καταναλώσει ενέργεια μία κατανάλωση.

Σύμφωνα με τὰ ἀνωτέρω, **ή ίσχύς, πού συμβολίζεται με τό λατινικό γράμμα P , δίνεται από τό πηλίκο τῆς ἐνέργειας A , πού αποδίδεται ή απορροφᾶται σέ ὀρισμένο χρονικό διάστημα t , διά τοῦ διαστήματος αὐτοῦ:**

$$P = \frac{A}{t} \quad (1)$$

Ἀπό τόν τύπο (1) καί τούς τύπους (2), (4), (5) τῆς παραγράφου 6.1 προκύπτουν οἱ σχέσεις:

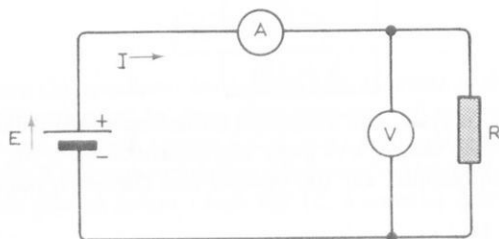
$$P = I^2 R \quad (2)$$

$$P = \frac{U^2}{R} \quad (3)$$

καί

$$P = UI \quad (4)$$

Ἡ τελευταία σχέση ὀρίζει τήν **ίσχύ** τοῦ ἠλεκτρικοῦ ρεύματος ὡς **τό γινόμενο τῆς τάσεως στούς πόλους μιᾶς πηγῆς ή στά ἄκρα μιᾶς καταναλώσεως ἐπί τό ρεύμα, πού δημιουργεῖ ή τάση αὐτή.**



Σχ. 6.2.

Από τη σχέση (4) μπορούμε να υπολογίσουμε την ισχύ, μετρώντας την τάση με ένα βολτόμετρο και την ένταση με ένα αμπερόμετρο, όπως φαίνεται στο σχήμα 6.2 και πολλαπλασιάζοντας τις τιμές τους. Την ισχύ μπορούμε να μετρήσουμε επίσης κατ' εὐθείαν με ειδικό ὄργανο, πού ονομάζεται **βαττόμετρο**.

6.3 Μονάδες τῆς ἡλεκτρικῆς ἰσχύος.

Από τὴν ἐξίσωση (4) τῆς παραγράφου 6.2 ἔχομε γιὰ τὴν ἡλεκτρικὴ ἰσχύ:

$$P = UI$$

Στὸ σύστημα S.I. ἡ τάση U μετριέται σέ βόλτ V καὶ ἡ ένταση I σέ ἀμπέρ A . Ἔτσι, τὸ γινόμενο VA δίνει στὸ σύστημα αὐτὸ τὴ μονάδα μετρήσεως τῆς ἰσχύος, τὸ **βάττ** (Watt), πού συμβολίζεται μετὸ λατινικὸ γράμμα W :

$$1\text{ W} = 1\text{ VA} \quad (1)$$

$$(1\text{ βάττ} = 1\text{ βολταμπέρ})$$

Ἰσχύς ενός βάττ ἔχει ἡλεκτρικὸ ρεῦμα τάσεως ενός βόλτ καὶ έντάσεως ενός ἀμπέρ.

Στὶς τεχνικὲς ἐφαρμογές τοῦ ἡλεκτρισμοῦ χρησιμοποιοῦνται πιὸ συχνὰ τὰ παρακάτω πολλαπλάσια ἢ ὑποπολλαπλάσια τοῦ βάττ:

α) Τὸ κιλοβάττ (kW), πού εἶναι ἴσο μετὸ χίλια W

$$1\text{ kW} = 1000\text{ W} = 10^3\text{ W}$$

β) Τὸ μεγαβάττ (MW), πού εἶναι ἴσο μετὸ ἓνα ἑκατομμύριο βάττ:

$$1\text{ MW} = 1.000.0000 = 10^6\text{ W}$$

γ) Τὸ μιλλιβάττ (mW), πού εἶναι ἴσο μετὸ ἓνα χιλιοστὸ τοῦ βάττ:

$$1\text{ mW} = \frac{1}{1000}\text{ W} = 10^{-3}\text{ W}$$

Στὴν τεχνικὴ συναντᾶται ἐπίσης συχνὰ σάν μονάδα ἰσχύος ὁ **ἵππος** (σύμβολο PS ἢ HP ἢ CV). Ἡ ἀντιστοιχία μεταξὺ ἵππου καὶ κιλοβάττ εἶναι:

$$1\text{ PS} = 0,736\text{ kW}$$

$$\text{ἢ} \quad 1\text{ kW} = 1,36\text{ PS} \quad (2)$$

Στὴν παράγραφο 6.5 θὰ ἐξηγήσουμε πὼς προκύπτουν οἱ σχέσεις (2), ὅταν θὰ περιγράψουμε τὸ νόμο τοῦ Joule.

6.4 Μονάδες της ηλεκτρικής ενέργειας.

Από τη σχέση (5) της παραγράφου 6.1 και τη σχέση (1) της παραγράφου 6.2. παίρνομε για την ηλεκτρική ενέργεια:

$$A = UI t = P t \quad (1)$$

Από τη σχέση αυτή προκύπτει σάν μονάδα ηλεκτρικής ενέργειας στο σύστημα S.I. τό Joule (σύμβολο J), όταν τά μεγέθη U,I,P και t μετριοῦνται αντίστοιχα μέ τίς μονάδες τοῦ συστήματος αὐτοῦ V,A,W και s.

$$1 \text{ Joule} = 1 \text{ J} = 1 \text{ VAs} = 1 \text{ Ws} \quad (2)$$

Στήν ἐπόμενη παράγραφο θά ἀναφερθοῦμε πιό ἀναλυτικά στή μονάδα Joule.

Ἡ μονάδα Joule εἶναι μικρή γιά τίς πρακτικές ἐφαρμογές καί γι' αὐτό στήν τεχνική χρησιμοποιοῦνται βασικά οἱ μονάδες **βαττώρα** (Wh) καί **κιλοβαττώρα** (kWh). Οἱ μονάδες αὐτές προκύπτουν ἐπίσης ἀπό τή σχέση (1), όταν ἡ ἰσχύς P μετριοῦται σέ W ἢ kW καί ὁ χρόνος t σέ ὥρες (h).

Ἐνέργεια μιᾶς βαττώρας (Wh) καταναλώνεται σέ διάστημα μιᾶς ὥρας (1h) ἀπό μία κατανάλωση μέ ἰσχύ ἑνός βάττ (W). Ἐνέργεια μιᾶς κιλοβαττώρας (kWh) καταναλώνεται σέ διάστημα μιᾶς ὥρας ἀπό μία κατανάλωση μέ ἰσχύ ἑνός κιλοβάττ (kW).

Ἐπειδή $1h = 3600 \text{ s}$ ἔχομε:

$$1 \text{ Wh} = 3600 \text{ Ws} = 3600 \text{ J} \quad (3)$$

$$1 \text{ kWh} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ Ws} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ J}$$

Σύμφωνα μέ ὅσα περιγράψαμε στήν παράγραφο 2.3, ἔχομε:

$$1 \text{ As} = 1 \text{ C}$$

Ἄρα:

$$1 \text{ J} = 1 \text{ Ws} = 1 \text{ VAs} = 1 \text{ VC} \quad (4)$$

Συνοπτικά, σύμφωνα μέ τά ἀνωτέρω ἰσχύει:

$$1 \text{ kWh} = 10^3 \text{ Wh} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ Ws} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ J} \quad (5)$$

6.5 Ὁ νόμος τοῦ Joule.

Στήν παράγραφο 6.1 εἶδαμε ὅτι ἡ ηλεκτρική ἐνέργεια, πού προσφέρεται σέ ὅποιαδήποτε κατανάλωση, μετατρέπεται σέ ἄλλη μορφή ἐνέργειας.

Ἄν μία κατανάλωση ἀποτελεῖται ἀποκλειστικά ἀπό ὤμικους ἀντιστάτες, ἡ ηλεκτρική ἐνέργεια πού τῆς προσφέρεται, μετατρέπεται ὁλόκληρη σέ θερμότητα. Αὐτό συμβαίνει π.χ. σέ μία ηλεκτρική θερμάστρα, σέ ἕνα ηλεκτρικό σίδερο,

αλλά και στους ωμικούς αντίστατες οποιουδήποτε ηλεκτρονικού κυκλώματος.

Σε άλλες, πιο σύνθετες καταναλώσεις, ή ηλεκτρική ενέργεια μετατρέπεται βασικά σε άλλες μορφές ενέργειας, π.χ. σε ένα ηλεκτροκινητήρα σε μηχανική ενέργεια, πάντοτε όμως ένα μικρό μέρος της μετατρέπεται σε θερμότητα. Αυτό οφείλεται στο ότι οι άγωγοι του ηλεκτρικού ρεύματος και άλλα στοιχεία της καταναλώσεως παρουσιάζουν όριση ωμική αντίσταση και ένα ποσό ενέργειας καταναλώνεται στην υπερνίκηση αυτής της αντίστασης.

Η θερμότητα αυτή είναι άχρηστη για την κύρια λειτουργία της συσκευής και αντιπροσωπεύει μία **απώλεια ενέργειας**, που ονομάζεται **απώλεια Joule**. Ακόμα, είναι και επιβλαβής, γιατί μπορεί να προξενήσει ζημία στις μονώσεις των άγωγων και σε άλλα εξαρτήματα της καταναλώσεως και πρέπει να λαμβάνονται μέτρα για τη διοχέτευσή της στο περιβάλλον, ώστε να μην υπερθερμαίνεται ή συσκευή. Αυτό βέβαια αυξάνει συνήθως το κατασκευαστικό κόστος της καταναλώσεως.

Η θερμική ενέργεια (ή θερμότητα) μετριέται στο σύστημα S.I. σε **χιλιοθερμίδες** (Kilocalories), που έχουν ως σύμβολο το kcal. Μία χιλιοθερμίδα ορίζεται ως το ποσό της θερμότητας που απαιτείται για την ανύψωση της θερμοκρασίας ενός χιλιογράμμου μάζας καθαρού νερού κατά ένα βαθμό Κελσίου (1°C) (για την ακρίβεια από $14,5$ σε $15,5^{\circ}\text{C}$).

Το ποσό της θερμότητας, που αποδίδει ή ηλεκτρική ενέργεια, όταν μετατρέπεται έντελως σε θερμότητα, προσδιόρισε πειραματικά, όπως αναφέραμε στην παράγραφο 6.1, ο Άγγλος φυσικός *Joule*, ο οποίος, από το ποσό αυτό διέτυπωσε και τη σχέση:

$$A = cI^2Rt$$

που συνδέει την ηλεκτρική ενέργεια A με τα μεγέθη I , R και t .

Ο *Joule* βρήκε ότι η μονάδα της ηλεκτρικής ενέργειας — 1 Joule — ισοδυναμεί με $0,000239$ kcal.

$$1 \text{ Joule} = 1 \text{ J} = 0,000239 \text{ kcal}$$

ή

$$1 \text{ kcal} = 4184 \text{ J}$$

(1)

Αυτό σημαίνει ότι ηλεκτρικό ρεύμα 1 A αποδίδει σε αντίστατή 1Ω , σε διάστημα 1 s , θερμότητα $0,000239 \text{ kcal}$.

Από τις σχέσεις (2), (4) και (5) της παραγράφου 6.1, που δίνουν την ηλεκτρική ενέργεια και τη σχέση (1) της ισοδυναμίας ηλεκτρικής - θερμικής ενέργειας, προσδιορίζεται η θερμότητα Q , που αποδίδεται από το ηλεκτρικό ρεύμα σε χρονικό διάστημα t δευτερολέπτων:

$$Q = 0,239 \cdot 10^{-3} I^2 R t \quad \text{kcal} \quad (2)$$

ή

$$Q = 0,239 \cdot 10^{-3} \frac{U^2}{R} t \quad \text{kcal} \quad (3)$$

$$\tilde{\eta} \quad Q = 0,239 \cdot 10^{-3} \text{ UIIt} \quad \text{kcal} \quad (4)$$

$$\tilde{\eta} \quad Q = 0,239 \cdot 10^{-3} \text{ Pt} \quad \text{kcal} \quad (5)$$

Οι σχέσεις (2) έως (5) εκφράζουν το **θερμικό νόμο του Joule**. Στις σχέσεις αυτές, όλα τα μεγέθη μετριοῦνται μέ τις μονάδες του συστήματος S.I. (Ισχύς P σέ W, τάση U σέ V, ένταση I σέ A, αντίσταση R σέ Ω, χρόνος t σέ s).

Ο νόμος του Joule δπως δίνεται από τή σχέση (2), λέγει ότι:

α) Ἐν ἔχομε σταθερή αντίσταση (R) καί ὀρισμένο χρόνο λειτουργίας (t), τότε ἡ θερμότητα πού ἀναπτύσσεται εἶναι ἀνάλογη τοῦ τετραγώνου τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος (I^2).

β) Ἐν ἔχομε σταθερή ένταση (I) καί ὀρισμένο χρόνο λειτουργίας (t), τότε ἡ θερμότητα πού ἀναπτύσσεται εἶναι ἀνάλογη τῆς ἀντιστάσεως (R).

γ) Ἐν ἔχομε σταθερή ένταση (I) καί σταθερή ἀντίσταση (R), τότε ἡ θερμότητα πού ἀναπτύσσεται εἶναι ἀνάλογη μέ τό χρόνο λειτουργίας (t).

Ἀπό τή σχέση (3) τῆς παραγράφου 6.4:

$$1 \text{ kWh} = 3,6 \cdot 10^6 \text{ J}$$

καί τή σχέση (1):

$$1 \text{ J} = 0,000239 \text{ kcal}$$

προκύπτει ότι:

$$1 \text{ kWh} = 860 \text{ kcal} \quad (6)$$

Ἡ ἰσοδυναμία αὐτή χρησιμοποιεῖται πολύ συχνά στούς τεχνικούς ὑπολογισμούς.

Στήν παράγραφο 6.3 ἀναφέραμε καί τόν **ἵππο**, ὡς μονάδα ἡλεκτρικῆς ἰσχύος. Στήν πράξη, ἡ ἰσχύς τῶν ἡλεκτροκινητῶν μετρίεται συχνά καί σέ ἵππους (σύμβολο PS), μία μονάδα ἰσχύος, πού δέν ἀνήκει σέ κανένα σύστημα μονάδων. Ἐνας ἵππος εἶναι ἡ ἰσχύς πού ἀπαιτεῖται γιά ἀνύψωση βάρους 75 χιλιογράμμων (kp) σέ ὕψος 1 μέτρου (1 m) μέσα σέ χρόνο ἑνός δευτερολέπτου (1 s). Δηλαδή:

$$1 \text{ PS} = 75 \frac{\text{mkp}}{\text{s}} \quad (7)$$

Γιά νά μετατρέπομε τή θερμότητα (ἢ καί τήν ἡλεκτρική ἐνέργεια) σέ μηχανική ἐνέργεια, χρησιμοποιοῦμε τή γνωστή πειραματική σχέση τῆς φυσικῆς:

$$1 \text{ kcal} = 426,9 \text{ mkp} \quad (8)$$

Από τις εξισώσεις (1) και (7) έχουμε:

$$1 \text{ Ws} = 1 \text{ J} = \frac{426,9}{4184} \text{ mkr} = 0,102 \text{ mkr}$$

$$\eta \quad 1 \text{ kW} = 102 \frac{\text{mkr}}{\text{s}}$$

Επομένως: $1 \text{ kW} = 1,36 \text{ PS}$ (9)

η $1 \text{ PS} = 0,736 \text{ kW}$ (10)

Ο παρακάτω πίνακας 6.5.1 δίνει συγκεντρωτικά τη σχέση των διαφόρων μονάδων μεταξύ τους.

Πίνακας 6.5.1.

	Ws (J)	kWh	kcal	mkr
1 Ws (J) =	1	$0,275 \cdot 10^{-6}$	$0,239 \cdot 10^{-3}$	0,102
1 kwh =	$3,6 \cdot 10^6$	1	860	$0,367 \cdot 10^6$
1 kcal =	4184	$1,163 \cdot 10^{-3}$	1	426,9
1 mkr =	9,81	$2,72 \cdot 10^{-6}$	$3,34 \cdot 10^{-3}$	1

6.6 Βαθμός αποδόσεως.

Όποιαδήποτε συσκευή ή μηχανή λειτουργεί με ηλεκτρικό ρεύμα, απορροφά όρισημένη ηλεκτρική ενέργεια και τη μετατρέπει στη μορφή ενέργειας, που είναι κατάλληλη για την εργασία που εκτελεί.

Αν εξαιρέσουμε τις ωμικές καταναλώσεις, στις οποίες ολόκληρη ή προσφερόμενη ηλεκτρική ενέργεια μετατρέπεται πρακτικά σε θερμότητα, στα άλλα είδη καταναλώσεων ένα μόνο τμήμα από την προσφερόμενη ηλεκτρική ενέργεια $A_{\text{πρ}}$ μετατρέπεται στη μορφή ενέργειας που εξυπηρετεί το σκοπό της καταναλώσεως. Αυτή ονομάζεται **ωφέλιμη ενέργεια** $A_{\text{ωφ}}$. Η υπόλοιπη μετατρέπεται σε άλλες μορφές ενέργειας, που είναι άχρηστες για τον προορισμό της καταναλώσεως και γι' αυτό ονομάζονται **απώλειες** $A_{\text{απ}}$.

Σε ένα ηλεκτροκινητήρα π.χ. η προσφερόμενη ηλεκτρική ενέργεια μετατρέπεται κατά το μεγαλύτερο μέρος της σε ωφέλιμη μηχανική ενέργεια, που εξυπηρετεί το σκοπό του ηλεκτροκινητήρα, δηλαδή την παροχή κίνησης. Η υπόλοιπη μετατρέπεται σε άχρηστη για το σκοπό του κινητήρα θερμότητα Joule, θερμότητα τριβών κ.ο.κ. που αποτελούν τις απώλειες. Το σχήμα 6.6 δείχνει παραστατικά την κατανομή των ενεργειών στον ηλεκτροκινητήρα.

Επειδή μία κατανάλωση δέν παράγει ή ίδια ηλεκτρική ενέργεια, αλλά μόνο



Σχ. 6.6.

μετατρέπει την ενέργεια που της προσφέρεται, σύμφωνα με την αρχή της διατηρήσεως της ενέργειας ισχύει πάντοτε η σχέση:

$$A_{\pi\rho} = A_{\omega\phi} + A_{\alpha\pi} \quad (1)$$

Αν στην κατανάλωση προσφέρεται σταθερή ηλεκτρική ενέργεια σε κάθε δευτερόλεπτο, δηλαδή σταθερή ισχύς $P_{\pi\rho}$, τότε και η αποδιδόμενη ωφέλιμη ενέργεια σε κάθε δευτερόλεπτο — ή ωφέλιμη ισχύς $P_{\omega\phi}$ — είναι σταθερή και οι απώλειες σε κάθε δευτερόλεπτο — ή ισχύς απωλειών $P_{\alpha\pi}$ — είναι σταθερές. Έτσι, μπορούμε να γράψουμε:

$$P_{\pi\rho} = P_{\omega\phi} + P_{\alpha\pi} \quad (2)$$

Τό λόγο της αποδιδόμενης ωφέλιμης ισχύος $P_{\omega\phi}$ προς την προσφερόμενη ηλεκτρική ισχύ ονομάζουμε «βαθμό ή συντελεστή αποδόσεως» της καταναλώσεως και τον συμβολίζουμε με τό μικρό γράμμα η του ελληνικού αλφαβήτου.

$$\eta = \frac{P_{\omega\phi}}{P_{\pi\rho}} = \frac{P_{\omega\phi}}{P_{\omega\phi} + P_{\alpha\pi}} \quad (3)$$

Ο βαθμός αποδόσεως αποτελεί μέτρο της ικανότητας της καταναλώσεως να

χρησιμοποιεί αποτελεσματικά την προσφερόμενη ηλεκτρική ενέργεια, για τó σκοπό πού έχει κατασκευασθεί.

Ο βαθμός αποδόσεως είναι αδιάστατο μέγεθος και είναι πάντοτε μικρότερος ή ίσος μέ τή μονάδα, έφ' όσον ή ώφέλιμη ισχύς, στήν καλύτερη περίπτωση, μπορεί νά είναι ίση μέ τήν προσφερόμενη ισχύ, όταν δηλαδή δέν υπάρχουν άπώλειες. Συχνά ό βαθμός αποδόσεως δίνεται όχι σάν άπόλυτος άριθμός, αλλά σέ ποσοστά %, π.χ. αντί $\eta = 0,85$ δίνεται $\eta = 85\%$.

Γιά τόν προσδιορισμό του βαθμού αποδόσεως, μπορούμε νά χρησιμοποιήσουμε, αντί τών ισχύων, τήν προσφερόμενη ηλεκτρική ενέργεια $A_{\pi\rho}$ και τήν άποδιδόμενη ώφέλιμη ενέργεια $A_{\omega\phi}$ σέ όρισμένο χρονικό διάστημα. Έτσι, έχομε:

$$\eta = \frac{A_{\omega\phi}}{A_{\pi\rho}} \quad (4)$$

Άν ή προσφερόμενη ισχύς είναι σταθερή, ό λόγος (4) είναι ίσος μέ τó λόγο τών ισχύων (3). Άν ή ισχύς δέν παραμένει σταθερή σέ όλόκληρο τó διάστημα t , ό βαθμός αποδόσεως μεταβάλλεται μέ κάθε μεταβολή τής ισχύος και ή σχέση (4) δίνει τó μέσο βαθμό αποδόσεως στό διάστημα t .

6.7 Υπολογισμοί καταναλισκόμενης ισχύος και ενέργειας από διάφορες ηλεκτρικές συσκευές.

Μέ τή βοήθεια μερικών παραδειγμάτων, εξηγείται στή συνέχεια πώς χρησιμοποιούνται οί σχέσεις πού γνωρίσαμε στίς προηγούμενες παραγράφους για τόν υπολογισμό τής καταναλισκόμενης ισχύος και ενέργειας από διάφορες ηλεκτρικές συσκευές.

Παράδειγμα 1.

Ένας ηλεκτρικός λαμπτήρας φωτισμού ισχύος 100 W, τοποθετείται μέσα σέ ένα δοχείο γεμάτο μέ νερό μάζας 4 kg.

Άν παραδεχθούμε ότι δέν υπάρχει καμία άπώλεια θερμότητας πρós τó περιβάλλον, νά βρεθούν:

- α) Η θερμότητα, πού άποδίδει ό λαμπτήρας σέ χρόνο λειτουργίας μιās ώρας (1 h) και ή ηλεκτρική ενέργεια A , πού προσφέρεται σέ αυτόν.
- β) Κατά πόσους βαθμούς Κελσίου $\Delta\theta$ θά άνυψωθεί ή θερμοκρασία του νερού, σέ χρόνο λειτουργίας μιās ώρας (1 h).

Λύση.

$$P = 100 \text{ W}, \quad t = 1 \text{ h} = 3600 \text{ s}$$

- α) Από τόν τύπο (5) τής παραγράφου 6.5 έχομε:

$$Q = 0,239 \cdot 10^{-3} \cdot P \cdot t = 0,239 \cdot 10^{-3} \cdot 100 \cdot 3600 = \underline{86,0 \text{ kcal}}$$

Σχεδόν ολόκληρη ή προσφερόμενη ηλεκτρική ενέργεια στο λαμπτήρα μετατρέπεται σε θερμότητα (1-2% μόνο μετατρέπεται σε φως). Έπομένως δεχόμαστε ότι ο βαθμός αποδόσεως του λαμπτήρα είναι $\eta = 1$ (100%), όποτε ή προσφερόμενη ενέργεια A στο λαμπτήρα είναι ίση με την αποδιδόμενη ενέργεια Q .

Από τον τύπο (6) της παραγράφου 6.5 έχουμε: $1 \text{ kWh} = 860 \text{ kcal}$

$$1 \text{ kcal} = 1,163 \cdot 10^{-3} \text{ kWh}$$

Άρα, ή προσφερόμενη ενέργεια είναι:

$$A = 1,163 \cdot 10^{-3} \cdot Q = 1,163 \cdot 10^{-3} \cdot 86,0 = 0,1 \text{ kWh}$$

- β) Το ένα (1) kcal ανυψώνει τη θερμοκρασία ενός (1) kg νερού κατά 1°C . Έπομένως τά $Q \text{ kcal}$ θα ανυψώσουν τη θερμοκρασία των $m = 4 \text{ kg}$ νερού κατά $\Delta\theta$, όπου:

$$\Delta\theta = \frac{Q}{m} = \frac{Q}{4} = \frac{86}{4} = 21,5^\circ\text{C}$$

Άρα ή θερμοκρασία θα αυξηθεί κατά $\Delta\theta = \underline{21,5^\circ\text{C}}$.

Αν ή αρχική θερμοκρασία π.χ. είναι $\theta_1 = 15^\circ\text{C}$, ή τελική θ_2 θα είναι: $\theta_2 = \theta_1 + 21,5 = 36,5^\circ\text{C}$. Προϋπόθεση βέβαια είναι ότι δεν λαμβάνονται υπ' όψη οι απώλειες θερμότητας προς τό περιβάλλον.

Παράδειγμα 2.

Ένας ηλεκτρικός βραστήρας, χωρητικότητας 5 λίτρων καθαρού νερού, έχει βαθμό αποδόσεως $\eta = 80\%$ καί βράζει τό νερό μέσα σε 10 λεπτά.

Αν ή αρχική θερμοκρασία του νερού είναι $\theta_1 = 20^\circ\text{C}$, νά βρεθεί ή ισχύς του βραστήρα.

Λύση.

Ένα λίτρο είναι ίσο με 1000 cm^3 καί μπορεί νά περιλάβει καθαρό νερό 1 kg. Άρα ό βραστήρας γεμίζει με 5 kg καθαρού νερού. Αφού ό βρασμός του νερού γίνεται στους 100°C καί ή αρχική θερμοκρασία είναι 20°C , τότε, γιά νά βράσει τό νερό των 5 kg, απαιτείται ωφέλιμη θερμότητα, σύμφωνα με όσα αναφέραμε στην παράγραφο 6.5:

$$Q = m (100 - \theta_1) = 5 (100 - 20) = 400 \text{ kcal}$$

Η ενέργεια, πού δίνει ή ηλεκτρική πηγή στο βραστήρα, είναι μεγαλύτερη, γιατί ένα μέρος της προσφερόμενης ενέργειας δεν καταναλώνεται γιά την ανύ-

ψωση της θερμοκρασίας του νερού. Σύμφωνα με τον τύπο 4 της παραγράφου 6.6, έχουμε:

$$\text{Προσφερόμενη ενέργεια} = \frac{\text{ωφέλιμη ενέργεια}}{\eta} = \frac{400}{0,8} = 500 \text{ kcal, } \eta$$

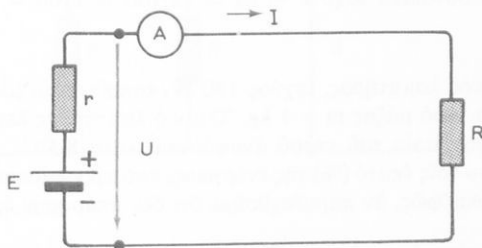
$$\text{προσφερόμενη ενέργεια} = 1,163 \cdot 10^{-3} \cdot 500 = 0,5814 \text{ kWh}$$

Η ενέργεια των 500 kcal (0,5814 kWh) προσφέρεται μέσα σε 10 λεπτά = 1/6 ώρες. Άρα η πηγή προσφέρει σε μία ώρα ενέργεια $6 \times 500 = 3000 \text{ kcal} = 3,488 \text{ kWh}$. Η ενέργεια αυτή είναι ίση αριθμητικά με την ισχύ του βραστήρα.

Ισχύς του βραστήρα: $P = 3,488 \text{ kW} \approx 3,5 \text{ kW}$

Παράδειγμα 3.

Ένας συσσωρευτής, ηλεκτρεγερτικής δυνάμεως ΗΕΔ $E = 12 \text{ V}$ και εσωτερικής αντίστασης $r = 0,015 \Omega$, τροφοδοτεί μία κατανάλωση R . Με ένα αμπερόμετρο μετράμε, σε κατάσταση λειτουργίας $I = 100 \text{ A}$ (σχ. 6.7α).



Σχ. 6.7α.

Νά βρεθούν:

- Η κατανάλωση.
- Η πολική τάση του συσσωρευτή.
- Η συνολική ισχύς που καταναλώνεται.

Λύση.

α) Σύμφωνα με τον τύπο (3) της παραγράφου 4.5, είναι:

$$E = I \cdot (R + r) \text{ } \eta \text{ } R = \frac{E}{I} - r = 0,12 - 0,015 = 0,105 \Omega$$

$$\underline{\underline{R = 0,105 \Omega}}$$

β) Σύμφωνα με τον τύπο (5) της παραγράφου 4.5, είναι:

$$U = E - Ir = 12 - 100 \cdot 0,015 = 10,5 \text{ V}$$

Τό ίδιο αποτέλεσμα βρίσκουμε και από τον τύπο:

$$U = IR = 100 \cdot 0,105 = 10,5 \text{ V}$$

$$U = 10,5 \text{ V}$$

γ) Ἡ ἰσχύς στήν κατανάλωση R, σύμφωνα μέ τον τύπο (2) τῆς παραγράφου 6.2, εἶναι:

$$P_R = I^2 R = 100^2 \cdot 0,105 = 1050 \text{ W} = 1,05 \text{ kW}$$

Ἰσχύς στήν ἑσωτερική ἀντίσταση r:

$$P_r = I^2 r = 100^2 \cdot 0,015 = 150 \text{ W} = 0,15 \text{ kW}$$

$$\text{Σύνολο τῆς ἰσχύος: } P = P_R + P_r = 1,2 \text{ kW}$$

Επαλήθευση.

Ἡ πηγὴ δίνει συνολικά ἰσχύ $P = EI = 12 \cdot 100 = 1200 = 1,2 \text{ kW}$

Παράδειγμα 4.

Ένας ηλεκτρικός λαμπτήρας, ἰσχύος 180 W, τοποθετεῖται μέσα σέ ἓνα δοχείο πού περιέχει νερό μάζας $m = 1 \text{ kg}$. Ὄταν ὁ λαμπτήρας λειτουργήσει ἐπὶ 10/3 min ἡ θερμοκρασία τοῦ νεροῦ ἀνυψώνεται κατὰ $8,4^\circ\text{C}$.

Νά βρεθεῖ πόσο τοῖς ἑκατοῖς (%) τῆς ἐνέργειας, πού προσφέρεται στό λαμπτήρα, μετατρέπεται σέ φῶς, ἂν παραδεχθοῦμε ὅτι δέν ὑπάρχουν ἄλλες ἀπώλειες θερμότητας.

Λύση.

$$P = 180 \text{ W} = 0,18 \text{ kW}$$

$$t = \frac{10}{3} \text{ min} = \frac{10}{3} \cdot 60 = 200 \text{ s}$$

Προσφερόμενη ηλεκτρικὴ ἐνέργεια στό λαμπτήρα: $A_{\pi\rho} = 0,18 \cdot 200 = 36 \text{ kWs}$.

Θερμότητα, πού δίνει ὁ λαμπτήρας, γιὰ νά ἀνυψωθεῖ ἡ θερμοκρασία τοῦ νεροῦ κατὰ $8,4^\circ\text{C}$ ($\theta_2 - \theta_1 = 8,4^\circ\text{C}$):

$$Q = \frac{\theta_2 - \theta_1}{m} = 8,4 \text{ kcal}$$

ἦ

$$Q = 0,9767 \cdot 10^{-2} \text{ kWh}$$

ή

$$Q = 35,16 \text{ kW s}$$

Προσφερόμενη ενέργεια: $A_{\pi\rho} = \text{Θερμότητα } (Q) + \text{ενέργεια φωτός } (A_{\phi})$

$$36,00 \text{ kW s} = 35,16 + \text{ενέργεια φωτός } (A_{\phi})$$

καί

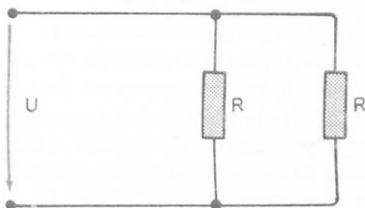
$$A_{\phi} = 36,00 - 35,16 = 0,84 \text{ kW s}$$

$$\text{*Αρα μετατρέπεται σε φῶς ποσοστό } \frac{0,84}{36} 100 = \underline{2,33 \%}$$

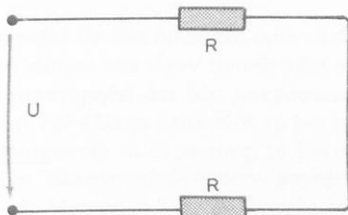
τῆς προσφερόμενης ενέργειας.

Παράδειγμα 5.

Μία ηλεκτρική συσκευή, π.χ. ένα ηλεκτρικό μαξιλάρι, αποτελείται από δύο ὁμοίους ὠμικούς ἀντιστάτες R , πού συνδέονται πότε παράλληλα (σχ. 6.7β) καί πότε σέ σειρά (σχ. 6.7γ).



Σχ. 6.7β.



Σχ. 6.7γ.

Ἡ συσκευή αὐτή συνδέεται μέ μία ηλεκτρική πηγή πολικῆς τάσεως $U = 220 \text{ V}$ καί, ὅταν οἱ δύο ἀντιστάτες εἶναι συνδεδεμένοι παράλληλα, καταναλῶνει ἰσχύ $P = 80 \text{ W}$.

Νά βρεθοῦν:

α) Ἡ τιμή τῆς ὠμικῆς ἀντιστάσεως R .

β) Ἡ ἰσχύς πού καταναλῶνει ἡ συσκευή, ὅταν οἱ ἀντιστάτες συνδέονται σέ σειρά.

Λύση.

α) Ἀφοῦ οἱ δύο ἀντιστάτες εἶναι ἴσοι, πρέπει ὁ καθένας νά καταναλῶνει ἰσχύ $P_R = P/2 = 80/2 = 40 \text{ W}$.

Ἀπό τόν τύπο 3 τῆς παραγράφου 6.2, ἔχομε:

$$R = \frac{U^2}{P_R} = \frac{220^2}{40} = 1210 \, \Omega$$

$$\underline{R = 1210 \, \Omega}$$

β) Ίσχύς στη σύνδεση σειράς:

$$R' = R + R = 2 \cdot 1210 = 2420 \, \Omega$$

$$P = \frac{U^2}{R'} = \frac{220^2}{2420} = 20 \, \text{W}$$

$$\underline{P = 20 \, \text{W}}$$

ΤΡΙΤΟ ΜΕΡΟΣ

ΤΟ ΜΑΓΝΗΤΙΚΟ ΠΕΔΙΟ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΒΔΟΜΟ

ΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

7.1 Φυσικοί και τεχνητοί μαγνήτες.

Από τα πολύ παλαιά χρόνια, είχε παρατηρηθεί ότι ένα όρισμένο όρυκτό είχε την ιδιότητα να έλκει μικρά κομμάτια από σίδηρο πού είχαν τοποθετηθεί σε μικρή απόσταση από αυτό. Ακόμα, είχε παρατηρηθεί ότι δύο μακρόστενα κομμάτια από το ίδιο όρυκτό άλλοτε έλκονταν και άλλοτε απωθούσε το ένα το άλλο, ανάλογα με τα άκρα τους, τα όποια βρίσκονταν τα άκρα τους, το ένα απέναντι στο άλλο. Το όρυκτό αυτό οι αρχαίοι Έλληνες το ονόμασαν **μαγνήτη λίθο**, επειδή πρωτοβρέθηκε στη Μαγνησία της Μικράς Ασίας και αναφέρεται ήδη το 500 π.Χ. από το Θαλή το Μιλήσιο.

Ως μαγνήτη χαρακτηρίζομε σήμερα κάθε σώμα ή διάταξη, πού έχει την ιδιότητα να έλκει και να απωθεί κομμάτια σιδήρου, όπως ο μαγνήτης λίθος. Το φαινόμενο αυτό ονομάζομε «μαγνητισμό».

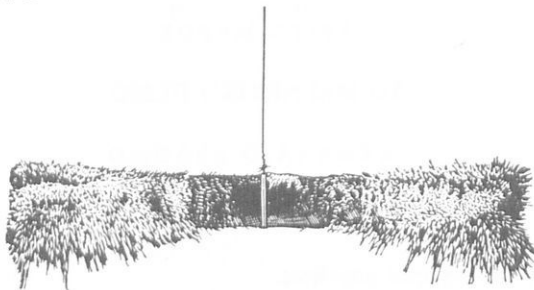
Τους μαγνήτες διακρίνομε σε **φυσικούς** και **τεχνητούς**. Οι φυσικοί προέρχονται, όπως και ο μαγνήτης λίθος, από το όρυκτό **μαγνητίτη**, ένα όξειδιο του σιδήρου (Fe_3O_4), πού βρίσκεται σήμερα σε μεγάλες ποσότητες στη Σουηδία, Νορβηγία, Ρουμανία, στά Ουράλια όρη και στίς Η.Π.Α. Στήν τεχνική, οι φυσικοί μαγνήτες δέν έχουν σήμερα σημασία, γιατί μπορούμε να κατασκευάσομε τεχνητούς, μέ πολύ καλύτερες μαγνητικές ιδιότητες.

Οί **τεχνητοί μαγνήτες** κατασκευάζονται, όπως θά γνωρίσομε αργότερα, συνήθως μέ τή βοήθεια ηλεκτρικού ρεύματος είτε από σκληρό χάλυβα (χάλυβα πού σκληρύνθηκε μέ κατάλληλη θερμική επεξεργασία), είτε από μαλακό σίδηρο. Οί μαγνήτες από σκληρό χάλυβα λέγονται **μόνιμοι μαγνήτες**, επειδή διατηρούν και μέ τήν πάροδο του χρόνου τίς μαγνητικές τους ιδιότητες. Οί μαγνήτες, από μαλακό σίδηρο λέγονται **ήλεκτρομαγνήτες**, επειδή συμπεριφέρονται σάν μαγνήτες, μόνο όσο διαρκεί ή ροή του ηλεκτρικού ρεύματος.

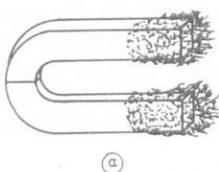
Αν πάρομε ένα μαγνήτη μέ μορφή ράβδου και τόν βυθίσομε μέσα σε ξύσματα (ρινίσματα) σιδήρου, θά παρατηρήσομε ότι στά δύο άκρα του μαγνήτη σχη-

ματίζονται σωροί από ξύσματα που προσκολλώνται σέ αυτά, ενώ στή μέση του δέν υπάρχουν κολλημένα ξύσματα (σχ. 7.1α).

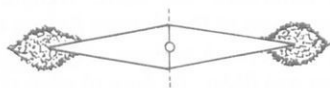
Τό ίδιο θά παρατηρήσουμε στά άκρα καί στή μέση ενός *πεταλοειδοῦς μαγνήτη* [σχ. 7.1β(α)] ἢ ενός μαγνήτη μέ οποιαδήποτε ἄλλη μορφή, π.χ. σέ μία *μαγνητική βελόνη*, πού εἶναι ἕνας πολὺ λεπτὸς καί ἐλαφρὸς μαγνήτης σέ σχῆμα ρόμβου [σχ. 7.1β(β)].



Σχ. 7.1α.



(α)



(β)

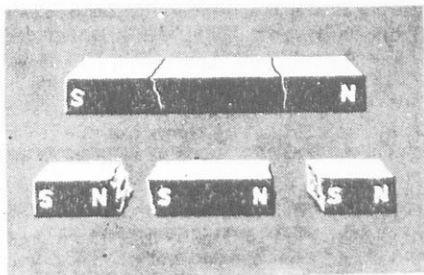
Σχ. 7.1β.

Τά δύο ἄκρα τοῦ μαγνήτη, στά ὁποῖα παρουσιάζεται ἡ μεγαλύτερη μαγνητική δράση, ὀνομάζονται **πόλοι**, ἐνῶ ἡ περιοχή, ὅπου δέν ἐμφανίζεται τέτοια, λέγεται **οὐδέτερη ζώνη**.

Ἄν τώρα κρεμάσουμε μία μαγνητική βελόνη μέ νῆμα ἀπό τό κέντρο βάρους της, ὥστε νά μπορεῖ νά περιστρέφεται ἐλεύθερα, θά παρατηρήσουμε ὅτι, ἀφοῦ πραγματοποιήσει μερικές ταλαντώσεις, ἰσορροπεῖ πάντοτε στήν ἴδια θέση, ἀνεξάρτητα ἀπό τή θέση ἀπό ὅπου ξεκίνησε. Στή θέση αὐτή, ὁ ἕνας πόλος της δείχνει πρὸς τό βορρᾶ καί γι' αὐτό τόν ὀνομάζουμε **βόρειο πόλο** καί ὁ ἄλλος πρὸς τό νότο καί τό λέμε νότιο πόλο. Τό βόρειο πόλο συμβολίζουμε μέ τό γράμμα N (ἀπό τή λέξη Nord = βορρᾶς), τό νότιο μέ τό γράμμα S (ἀπό τή λέξη Sud = νότος). Τήν ιδιότητα τῆς μαγνητικῆς βελόνης χρησιμοποιοῦμε, ὅπως θά δοῦμε πιο κάτω, γιά νά προσανατολιζόμαστε μέ τή βοήθεια ἐδικῶν ὀργάνων, πού ὀνομάζονται πυξίδες.

Κάθε μαγνήτης, ἀνεξάρτητα ἀπό τή μορφή του, ἔχει δύο πόλους, ἕνα βόρειο καί ἕνα νότιο, πού προσδιορίζονται ὅπως οἱ πόλοι τῆς μαγνητικῆς βελόνης. Οἱ

πόλοι τῶν μαγνητῶν ἐμφανίζονται πάντοτε κατά ζεύγη καί δέν μποροῦν νά ξεχωρισθοῦν. Ἄν κόψομε ἓνα μαγνήτη στή μέση, θά δημιουργηθοῦν δύο μαγνήτες μέ βόρειο καί νότιο πόλο ὁ καθένας (σχ. 7.1γ). Αὐτό συμβαίνει πάντοτε σέ ὅσο μικρά κομμάτια καί ἂν τεμαχίσουμε ἓνα μαγνήτη καί μᾶς ὁδηγεῖ στό συμπέρασμα ὅτι κάθε μόριο, ἀλλά καί κάθε ἄτομο τοῦ μαγνήτη εἶναι καί αὐτό ἓνας στοιχειώδης μαγνήτης μέ βόρειο καί νότιο πόλο.



Σχ. 7.1γ.

Ἄν πλησιάσουμε τοὺς πόλους δύο μαγνητῶν, παρατηροῦμε ὅτι, ἂν οἱ πόλοι εἶναι **ὁμώνυμοι**, δηλαδή καί οἱ δύο βόρειοι ἢ νότιοι, **ἀπωθοῦνται**, ἐνῶ ἂν εἶναι **ἐτερόνυμοι**, δηλαδή ὁ ἓνας βόρειος καί ὁ ἄλλος νότιος, **ἐλκονται**. Ἄν οἱ πόλοι βρίσκονται κοντά, ἡ ἐλξη ἢ ἄπωση εἶναι πιό ἰσχυρή ἀπὸ ὅτι εἶναι ὅσο ἀπομακρύνονται μεταξὺ τους. Ἀκόμα, παρατηροῦμε τὸ ἐξῆς, ὅταν ὁ ἓνας μαγνήτης εἶναι σταθερά τοποθετημένος σέ κάποια θέση στό χῶρο, ἐνῶ ὁ ἄλλος μπορεῖ νά περιστρέφεται ἐλεύθερα, γύρω ἀπὸ ἓνα σταθερό σημεῖο στό χῶρο (ἄς φαντασθοῦμε π.χ. μία μαγνητική βελόνη, ἀναρτημένη ἀπὸ τὸ κέντρο βάρους της σέ κάποιο σημεῖο κοντά στὸν πρῶτο μαγνήτη): Ὁ δεῦτερος αὐτὸς μαγνήτης στρέφεται καί **προσανατολίζεται** σέ μία διεύθυνση πού ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὴ θέση του στό χῶρο. Δηλαδή ἄλλη διεύθυνση παίρνει σέ ἓνα σημεῖο τοῦ χώρου καί ἄλλη σέ ἄλλο.

Ἄν στὸν πόλο ἑνὸς μαγνήτη πλησιάσουμε μία σιδερένια ἢ χαλύβδινη ράβδο, παρατηροῦμε ὅτι ὁ μαγνήτης ἔλκει τὴ ράβδο καί ἀκόμα ὅτι ἡ ράβδος **μαγνητίζεται**, γίνεται δηλαδή καί αὐτὴ μαγνήτης, ἀλλὰ μέ πόλους ἀντίθετους ἀπὸ τοὺς πόλους τοῦ ἀρχικοῦ μαγνήτη. Ἄν τὸ ἄκρο της πλησιάσει τὸ βόρειο πόλο γίνεται νότιος πόλος, ἐνῶ ἂν πλησιάσει τὸ νότιο γίνεται βόρειος. Ἀνάλογα μέ τὸ ὑλικό ἀπὸ τὸ ὁποῖο εἶναι φτιαγμένη ἡ ράβδος, μαγνητίζεται μόνιμα ἢ παροδικά. Ράβδοι ἀπὸ σκληρὸ χάλυβα διατηροῦν τίς μαγνητικές τους ἰδιότητες καί ὅταν ἀπομακρυνθοῦν ἀπὸ τὸ μαγνήτη, ἐνῶ ράβδοι ἀπὸ μαλακὸ σίδηρο τίς χάνουν σύντομα. Τὴ μαγνήτιση αὐτὴ ὀνομάζουμε **μαγνήτιση ἀπὸ ἐπίδραση**.

Φαινόμενα μαγνήτισεως παρατηροῦνται ὄχι μόνο στό σίδηρο καί χάλυβα, πού ἀναφέραμε προηγουμένως, ἀλλὰ καί σέ μία σειρά ἄλλων ὑλικῶν, ὅπως

στό νικέλιο, στο κοβάλτιο, σε διάφορα κράματα κλπ. Τά υλικά αυτά ονομάζονται **σιδηρομαγνητικά υλικά**.

Τήν έρμηνεία του φαινομένου της μαγνητίσεως θά γνωρίσουμε αργότερα, όταν θά έχομε εξηγήσει πού οφείλεται ο μαγνητισμός και θά ασχοληθούμε με τή μαγνητική συμπεριφορά των διαφόρων υλικών. Προκαταβολικά, σημειώνουμε έδω, ότι μαγνητικά φαινόμενα δημιουργούνται πάντοτε και μόνο όταν έχομε **ροπή ηλεκτρικού ρεύματος** και γενικά κίνηση ηλεκτρικών φορτίων. Τό ηλεκτρικό ρεύμα είναι δηλαδή εκείνο πού δημιουργεί τό μαγνητισμό. Στήν περίπτωση των μονίμων μαγνητών ο μαγνητισμός οφείλεται στά στοιχειώδη ηλεκτρικά ρεύματα, πού δημιουργούνται από τήν περιστροφή των ηλεκτρονίων μέσα στα άτομα του υλικού.

7.2 Μαγνητικό πεδίο και μαγνητικές γραμμές.

Από όσα αναφέραμε προηγουμένως, γίνεται φανερό ότι ένας μαγνήτης έξασκει δύναμη σε άλλους μαγνήτες και σε κομμάτια σιδηρομαγνητικών υλικών, πού βρίσκονται στο χώρο γύρω του και ότι ή δύναμη αυτή προκαλεί άλλοτε τήν έλξη και άλλοτε τήν άπωσή τους.

Τό χώρο, μέσα στον οποίο άσκούνται μαγνητικές δυνάμεις, ονομάζουμε γενικά «μαγνητικό πεδίο».

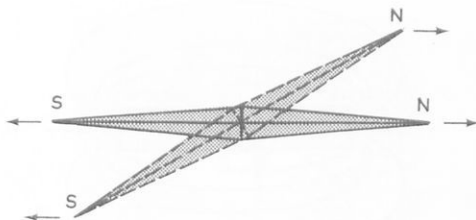
Από τά προηγούμενα, προκύπτει ακόμα, ότι ή δύναμη, πού άσκει ένας μαγνήτης, είναι διαφορετική κατά **μέτρο** και **διεύθυνση** στα διάφορα σημεία του χώρου γύρω του. Τό μέτρο της έχει π.χ. μεγάλη τιμή κοντά στους πόλους και ελάχιστη κοντά στην ουδέτερη ζώνη. Επίσης, ή διεύθυνσή της αλλάζει στα διάφορα σημεία, έφ' όσον διαφορετικά προσανατολίζεται, όπως είπαμε, ένας μαγνήτης ανάλογα με τή θέση του στο χώρο.

Ένα μαγνητικό πεδίο μπορούμε νά τό περιγράψουμε, αν ξέρομε τή δύναμη πού άσκει σε κάθε σημείο του στον πόλο ενός μαγνήτη, με τό μέτρο, τή διεύθυνσή της και τή φορά της.

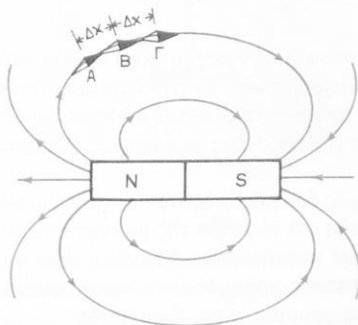
Γιά τόν προσδιορισμό της δυνάμεως αυτής, μπορούμε νά χρησιμοποιήσουμε τή μαγνητική βελόνη πού γνωρίσαμε προηγουμένως. Αν άναρτήσουμε τή βελόνη από τό κέντρο βάρους της σε τυχόν σημείο του πεδίου, ώστε νά μπορεί νά περιστρέφεται ελεύθερα, θά άσκηθεί στο βόρειο πόλο της όρισμένη δύναμη και μία ίση και αντίθετη δύναμη στο νότιο. Οί δύο δυνάμεις δημιουργούν ροπή στρέψεως, με αποτέλεσμα νά εκτελέσει ή βελόνη **ταλαντώσεις** περί τόν άξονά της και τελικά νά ίσορροπήσει στή **διεύθυνση**, πού άσκείται ή δύναμη του μαγνητικού πεδίου στο σημείο αυτό.

Η **φορά** της δυνάμεως όρίζεται **συμβατικά** από τό νότιο προς τό βόρειο πόλο της βελόνης. Έτσι, προσδιορίζουμε, τή διεύθυνση και τή φορά της μαγνητικής δυνάμεως, δηλαδή τή διεύθυνση και τή φορά του μαγνητικού πεδίου σε όποιοδήποτε σημείο του (σχ. 7.2α).

Γιά τόν προσδιορισμό του **μέτρου** της δυνάμεως, μπορούμε π.χ. νά χρησιμο-



Σχ. 7.2α.

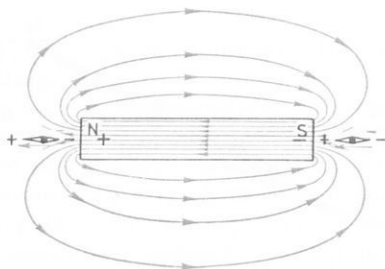


Σχ. 7.2β.

ποιήσουμε τον αριθμό των ταλαντώσεων, που πραγματοποιεί η βελόνη σε όρισμένο χρονικό διάστημα, π.χ. σε 1 δευτερόλεπτο. Όσο πιο μεγάλη είναι η δύναμη, τόσο πιο γρήγορα πάλλεται η βελόνη και τόσο μεγαλύτερος είναι ο αριθμός των ταλαντώσεων της ανά δευτερόλεπτο.

Αν τώρα, ξεκινώντας από ένα οποιοδήποτε σημείο Α του πεδίου, προχωρήσουμε τη μαγνητική βελόνη στη διεύθυνση, που έχει το πεδίο στο σημείο αυτό, κατά μία πολύ μικρή απόσταση Δx ως το σημείο Β, η βελόνη θα τοποθετηθεί γενικά σε μία νέα διεύθυνση (σχ. 7.2β). Προχωρώντας στη νέα διεύθυνση πάλι κατά απόσταση Δx ως το σημείο Γ, θα πάρουμε νέα **διεύθυνση**. Επαναλαμβάνοντας διαδοχικά τη διαδικασία αυτή και ενώνοντας τα σημεία Α, Β, Γ... παίρνουμε μία καμπύλη, σε κάθε σημείο της οποίας η διεύθυνση του πεδίου δίνεται από την εφαπτομένη της καμπύλης στο θεωρούμενο σημείο. Η καμπύλη, που προκύπτει με αυτό τον τρόπο, ονομάζεται **μαγνητική γραμμή της επαγωγής του πεδίου ή, απλά, μαγνητική γραμμή**.

Ξεκινώντας από ένα άλλο σημείο του πεδίου, παίρνουμε μία δεύτερη μαγνητική γραμμή κ.ο.κ. Σχεδιάζοντας αρκετές μαγνητικές γραμμές σε ένα επίπεδο γύρω από ένα μαγνήτη, όπως φαίνεται στο σχήμα 7.2γ, παίρνουμε μία πολύ πα-



Σχ. 7.2γ.

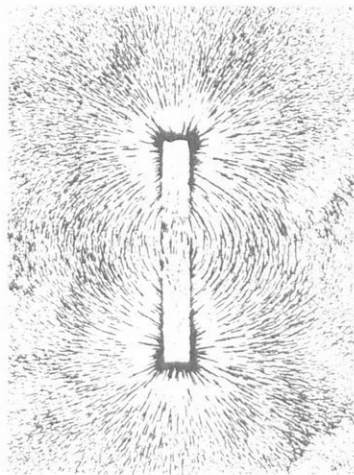
ραστατική εικόνα της μορφής του μαγνητικού πεδίου στο επίπεδο αυτό. Ανάλογη εικόνα παίρνουμε πειραματικά, αν στο επίπεδο αυτό σκορπίσουμε ξύσματα σιδήρου. Τα ξύσματα προσανατολίζονται σύμφωνα με τη διεύθυνση του πεδίου σε κάθε σημείο σχηματίζοντας μαγνητικές γραμμές όπως φαίνεται στο σχήμα 7.2δ.

Οι μαγνητικές γραμμές δεν μας δείχνουν μόνο τη διεύθυνση του πεδίου, αλλά αποτελούν και ένδειξη για το **μέτρο** της μαγνητικής δύναμews. Συγκεκριμένα, παρατηρούμε ότι στά σημεία, όπου η δύναμη είναι μεγαλύτερη, π.χ. κοντά στους πόλους, οι μαγνητικές γραμμές είναι **πυκνότερες**, ενώ, όπου είναι ασθενέστερη, οι μαγνητικές γραμμές είναι **ἀραιότερες**.

Σε κάθε μαγνητική γραμμή σημειώνουμε τη συμβατική φορά της δύναμews, που ασκείται σε μία μαγνητική βελόνη επάνω στη γραμμή. Έτσι, οι μαγνητικές γραμμές δείχνουν και τη **φορά** του μαγνητικού πεδίου σε κάθε σημείο του χώρου.

Στο σχήμα 7.2γ βλέπομε ότι οι μαγνητικές γραμμές, σύμφωνα με τη συμβατική φορά του πεδίου, «βγαίνουν» από το βόρειο πόλο του μαγνήτη και «μπαίνουν» στο νότιο πόλο. Όπως θα γνωρίσωμε αργότερα, οι μαγνητικές γραμμές σχηματίζουν πάντοτε **κλειστές καμπύλες**, χωρίς αρχή και τέλος. Έτσι, δεχόμαστε ότι οι μαγνητικές γραμμές συνεχίζονται στο έσωτερικό του μαγνήτη, κατευθυνόμενες από το νότιο πρὸς το βόρειο πόλο σχηματίζοντας τις κλειστές διαδρομές που φαίνονται στο σχήμα.

Για νά αποφύγωμε παρεξηγήσεις, πρέπει νά τονισθεῖ ότι οι μαγνητικές γραμμές μας βοηθοῦν νά ἀποκτήσωμε μία παραστατική εικόνα του μαγνητικού πεδίου, δὲν ἀποτελοῦν ὁμως οἱ ἴδιες ἓνα φυσικό μέγεθος. Ὁ ἀριθμός τῶν μαγνητικῶν γραμμῶν, πού σχεδιάζωμε σέ ἓνα ἐπίπεδο, ἐκλέγεται αὐθαίρετα, ἀνάλογα μέ τήν κλίμακα σχεδιάσεως πού μᾶς ἐξυπηρετεῖ. Μποροῦμε π.χ. νά σχεδιάσωμε 1 γραμμή ἀνά cm ἢ 2 γραμμές ἀνά cm στό ἐσωτερικό του μαγνήτη (σχ. 7.2γ) καί νά συνεχίσωμε τίς μαγνητικές γραμμές στό ἐξωτερικό του, μέ τή διαδικασία τῆς μαγνητικῆς βελόνης πού περιγράψαμε. Έτσι, προκύπτουν πεδία μέ διαφορετικό ἀριθμό γραμμῶν, πού ἔχουν ὁμως τήν ἴδια μορφή. Επίσης, πειρα-



Σχ. 7.2δ.

ματικά προκύπτει διαφορετικός αριθμός μαγνητικών γραμμών, ανάλογα με το πάχος των ξυσμάτων του σιδήρου, που χρησιμοποιούμε στο πείραμα.

Όπως θά γνωρίσουμε αργότερα, τις μαγνητικές γραμμές χρησιμοποιούμε για να εκφράσουμε ένα βασικό μέγεθος του μαγνητισμού, τη **μαγνητική επαγωγή**.

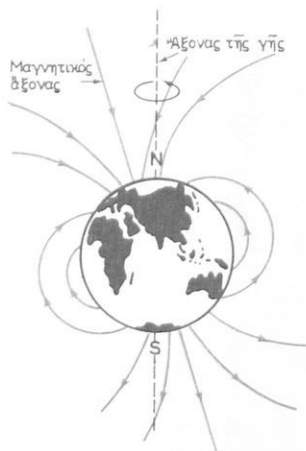
7.3 Γήινος μαγνητισμός — Μαγνητική πυξίδα.

Όπως γνωρίσαμε στην παράγραφο 7.1, σέ οποιοδήποτε σημείο της γης μία μαγνητική βελόνη, ελεύθερα αναρτημένη, προσανατολίζεται πάντοτε στην κατεύθυνση βορρά - νότου. Αυτό αποδεικνύει την ύπαρξη ενός **γήινου μαγνητικού πεδίου**, που επιδρά επάνω στη βελόνη.

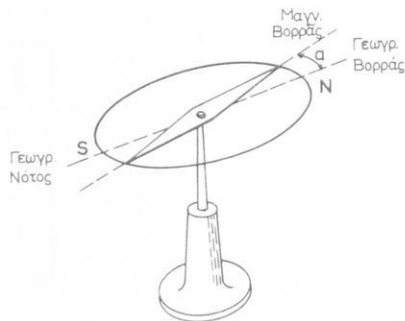
Η γή συμπεριφέρεται σαν ένας τεράστιος μαγνήτης. Οί πόλοι του μαγνήτη αυτού δεν συμπίπτουν ακριβώς με τούς γεωγραφικούς πόλους, όπως φαίνεται στο σχήμα 7.3α. Έτσι, η διεύθυνση βορρά - νότου, που δείχνει η μαγνητική βελόνη, πρέπει να διορθωθεί, για να δώσει τη διεύθυνση του γεωγραφικού βορρά - νότου. Η επίπεδη γωνία α ή η αντίστοιχη της διεδρη γωνία, που σχηματίζεται από τά επίπεδα του γεωγραφικού μεσημβρινού και του μαγνητικού μεσημβρινού, ονομάζεται **απόκλιση** (σχ. 7.3β).

Έφ' όσον έχουμε όρισει ως βόρειο πόλο της μαγνητικής βελόνης τόν πόλο που δείχνει προς τό βορρά και είναι επίσης γνωστό ότι ετερώνυμοι πόλοι έλκονται, έπεται, ότι κοντά στο βόρειο γεωγραφικό πόλο είναι ό νότιος μαγνητικός πόλος και κοντά στο νότιο γεωγραφικό ό βόρειος μαγνητικός.

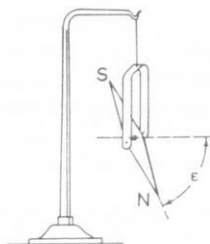
Η μορφή του γήινου μαγνητικού πεδίου γίνεται φανερή από τις μαγνητικές του γραμμές. Οί γραμμές αυτές δεν συναντούν την επιφάνεια της γης κάθετα,



Σχ. 7.3α.



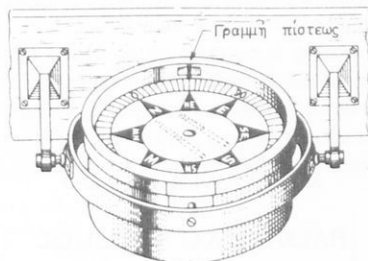
Σχ. 7.3β.



Σχ. 7.3γ.

άλλα λοξά, εκτός από τις περιοχές των μαγνητικών πόλων. Έτσι, μία μαγνητική βελόνη στην επιφάνεια της γης, επειδή προσανατολίζεται στη διεύθυνση των μαγνητικών γραμμών, σχηματίζει ορισμένη γωνία ϵ ως προς το οριζόντιο επίπεδο. Η γωνία αυτή ονομάζεται **εγκλίση** και κυμαίνεται από 0° στον ισημερινό, όπου οι μαγνητικές γραμμές είναι οριζόντιες στην επιφάνεια της γης, ως 90° στους πόλους, όπου είναι κάθετες (σχ. 7.3γ).

Γιά τον προσανατολισμό με τη βοήθεια του μαγνητικού πεδίου της γης, αναρτάται ή μαγνητική βελόνη στο κέντρο ενός κυλινδρικού κουτιού. Στη βάση του κουτιού είναι σχεδιασμένα τα σημεία του ορίζοντα, δηλαδή το άνεμολόγιο, ενώ η όροφή του κλείνει με διαφανές καπάκι. Έτσι, δημιουργείται ένα όργανο που ονομάζεται **πυξίδα**.



Σχ. 7.3δ.

Στίς ναυτικές πυξίδες, τό άνεμολόγιο εἶναι σχεδιασμένο σέ δίσκο πού περιστρέφεται μαζί μέ τή βελόνη (σχ. 7.3δ). Ἡ πυξίδα εἶναι ἀναρτημένη ἔτσι, ὥστε νά διατηρεῖ πάντοτε τήν ὀριζόντια θέση. Στό ἐσωτερικό τοίχωμά της ἔχει σημειωμένη μία γραμμή, πού δείχνει τό διαμήκη ἄξονα τοῦ πλοίου. Ἡ γραμμή αὕτη ὀνομάζεται **γραμμή πίστεως** τοῦ πλοίου. Ὄταν τό πλοῖο στρέφεται, στρέφεται μαζί του καί ἡ γραμμή πίστεως ἐνῶ τό άνεμολόγιο διατηρεῖ ἀμετάβλητη τή θέση του. Τό σημεῖο τοῦ ὀρίζοντα, πού συμπίπτει μέ τή γραμμή πίστεως, δίνει τήν πορεία τοῦ πλοίου.



ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΟΓΔΩΟ

ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

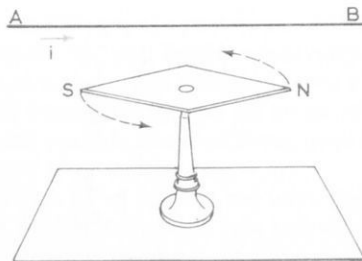
Τό 1819 ό Δανός φυσικός *H.C. Oersted* ανέκάλυψε ότι τό ηλεκτρικό ρεύμα, πού διαρρέει άγωγούς, προκαλεί μαγνητικές δράσεις, όπως ένας μαγνήτης. Τά μαγνητικά φαινόμενα, πού όφείλονται στό ηλεκτρικό ρεύμα άγωγών, όνομάζονται **ηλεκτρομαγνητικά** και μέ τά φαινόμενα αυτά θά ασχοληθούμε στή συνέχεια.

Στήν άρχή, θά εξετάσουμε τό μαγνητικό πεδίο, πού δημιουργείται από ένα ευθύγραμμο άγωγό και τό πεδίο, πού δημιουργείται από ένα πηνίο, όταν άγωγός και πηνίο διαρρέονται από ρεύμα. Κατόπιν, θά όρίσουμε τά μεγέθη και τίς μονάδες, μέ τίς όποιες περιγράφονται τά μαγνητικά πεδία και παράλληλα θά γνωρίσουμε τίς βασικές τους ιδιότητες.

8.1 Τό μαγνητικό πεδίο ευθύγραμμου άγωγού και πηνίου.

α) Ευθύγραμμος άγωγός.

Έξετάζουμε ένα μακρύ ευθύγραμμο άγωγό πού διαρρέεται από συνεχές ρεύμα έντάσεως I (σχ. 8.1α). Άν, σέ όποιοδήποτε σημείο κοντά στόν άγωγό, τοποθετήσουμε μία μαγνητική βελόνη, ελεύθερα άναρτημένη από τό κέντρο βάρους της, θά παρατηρήσουμε ότι εκτελεί ταλαντώσεις και τελικά ίσορροπεί σέ όρισμένη θέση, άνεξάρτητη από τήν άρχική. Άν ό άγωγός δέν διαρρέεται από ρεύμα, παρατηρούμε ότι ή βελόνη δέν μετακινείται από τήν άρχική της θέση.

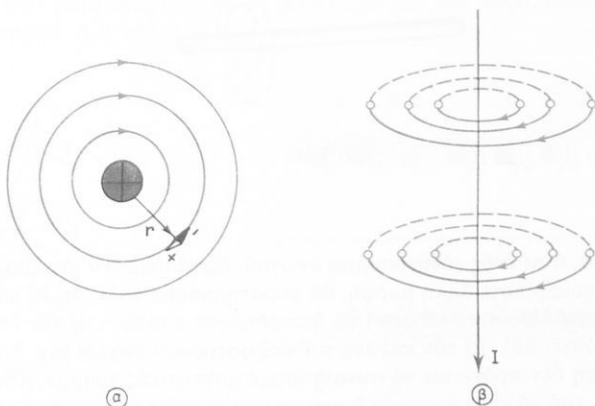


Σχ. 8.1α.

α) Πεδίο πρισματικής ράβδου. β) Πεδίο πηνίου.

Αυτό μᾶς ὁδηγεῖ στό συμπέρασμα ὅτι στή βελόνη ἀσκεῖται μαγνητική δύναμη ἀπό μαγνητικό πεδίο, πού δημιουργεῖ ἡ ροή τοῦ ρεύματος στόν ἄγωγό.

Ἐξετάζοντας τή θέση, στήν ὁποία ἰσορροπεῖ ἡ βελόνη, παρατηροῦμε ὅτι βρίσκεται σέ ἓνα ἐπίπεδο κάθετο στόν ἄγωγό καί ὅτι ἡ διεύθυνσή της εἶναι κάθετη στήν εὐθεία πού ἐνώνει ἐπάνω στό ἐπίπεδο αὐτό τό κέντρο βάρους της μέ τόν ἄγωγό. Στό σχῆμα 8.1β(α) ὁ ἄγωγός διαπερνᾷ κάθετα τό ἐπίπεδο τοῦ χαρτιοῦ. Στό ἐπίπεδο αὐτό ἰσορροπεῖ ἡ βελόνη μέ διεύθυνση κάθετη στήν ἀκτίνα r .



Σχ. 8.1β.

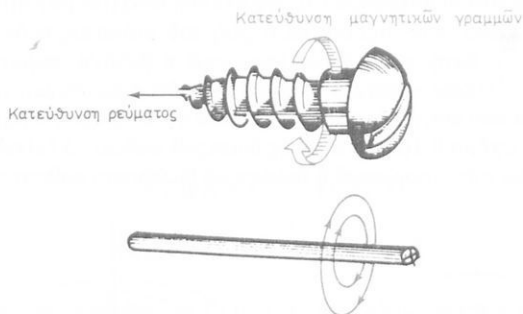
Ἄν σχεδιάσουμε τίς μαγνητικές γραμμές τοῦ πεδίου μέ τή βοήθεια μιᾶς μαγνητικῆς βελόνης, ὅπως κάναμε στήν παράγραφο 7.2, θά παρατηρήσουμε ὅτι προκύπτουν **ὁμόκεντροι κύκλοι** μέ κέντρο τόν ἄγωγό, οἱ ὁποῖοι βρίσκονται σέ ἐπίπεδα κάθετα πρὸς αὐτόν [σχ. 8.1β(β)].

Ἡ φορά τῶν μαγνητικῶν γραμμῶν ἐξαρτᾶται ἀπό τή φορά τοῦ ρεύματος στόν ἄγωγό καί ἀντιστρέφεται ὅταν αὐτή ἀλλάξει. Στό σχῆμα 8.1β(α) τό ρεύμα μπαίνει στό ἐπίπεδο τοῦ βιβλίου καί ἡ φορά τῶν μαγνητικῶν γραμμῶν συμπίπτει μέ τή φορά κινήσεως τῶν δεικτῶν τοῦ ρολοιοῦ.

Τή φορά τῶν μαγνητικῶν γραμμῶν προσδιορίζουμε εὐκόλα μέ τή βοήθεια ἐνός δεξιόστροφου κοχλίας (βίδας). *Ἄν φαντασθοῦμε ὅτι ὁ κοχλίας περιστρέφεται, ὥστε νά προχωρεῖ κατά μήκος τοῦ ἄγωγοῦ στή φορά τοῦ ρεύματος, ἡ φορά περιστροφῆς του συμπίπτει μέ τή φορά τῶν μαγνητικῶν γραμμῶν (σχ. 8.1γ) (κανόνας δεξιόστροφου κοχλίας).*

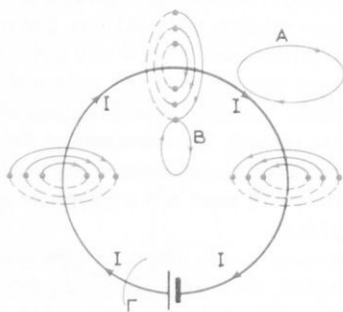
Πειραματικά, ἀποδεικνύεται ὅτι τό μέτρο F τῆς δυνάμεως $\vec{F}$, πού ἀσκεῖται ἐπάνω στή μαγνητική βελόνη, εἶναι ἀνάλογο τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος I καί ἀντίστροφα ἀνάλογο τῆς κάθετης ἀποστάσεως r ἀπό τόν ἄγωγό:

$$F \sim \frac{I}{r}$$



Σχ. 8.1γ.

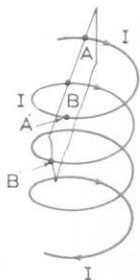
Αν τώρα, αντί ενός ευθύγραμμου αγωγού, εξετάσουμε ένα κυκλικό ή ένα άγωγο με οποιαδήποτε άλλη μορφή, θα παρατηρήσουμε πάλι, ότι οι μαγνητικές γραμμές **περιβάλλουν** τόν άγωγό σέ οποιοδήποτε σημείο του καί ότι ή φορά τους προκύπτει πάλι μέ τόν κανόνα τού δεξιόστροφου κοχλία (σχ. 8.1δ). Πουθενά δηλαδή δέν πρόκειται νά συναντήσουμε μαγνητικές γραμμές τής μορφής Α ή Β ή Γ, πού νά εΐναι άνοικτές ή πού νά μήν περνά ό άγωγός άπό μέσα τους. Αυτό μās οδηγεί στό σπουδαίο συμπέρασμα ότι οι **μαγνητικές γραμμές εΐναι πάντοτε κλειστές** καί ότι συνδέονται μέ τό ρεύμα πού τίς προκαλεΐ, όπως οι κρίκοι μιās άλυσίδας. Έτσι, λέμε ότι ρεύμα καί γραμμές εΐναι **άλληλοδεμένες** καί ονομάζουμε τό φαινόμενο αυτό **άλληλένδεση**.



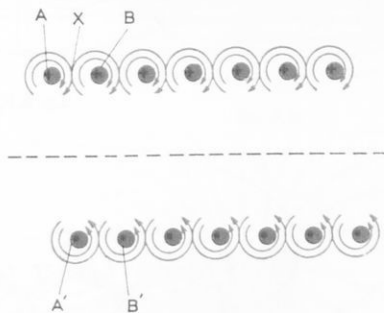
Σχ. 8.1δ.

β) Πηνίο.

Ἐξετάζουμε τώρα ἓνα πηνίο, διαρρεόμενο ἀπὸ συνεχές ρεύμα, ἐντάσεως I . Γιά νά προσδιορίσουμε τή μορφή τοῦ μαγνητικοῦ τοῦ πεδίου, φανταζόμαστε ὅτι τὸ πηνίο κόβεται κατὰ μήκος τοῦ ἄξονά του ἀπὸ ἓνα ἐπίπεδο, ὅπως φαίνεται στοῦ σχῆμα 8.1ε. Κάθε σπείρα τοῦ πηνίου κόβει τὸ ἐπίπεδο αὐτό σέ δύο σημεία, π.χ. τὰ A, A' , τὰ B, B' , κ.ο.κ., στά ὁποῖα τὸ ρεύμα ἔχει *ἀντίθετη* φορά. Ἀντίθετα, σέ δύο γειτονικές σπείρες τὸ ρεύμα ἔχει τήν ἴδια φορά, ὅπως φαίνεται π.χ. στά σημεία A, B καί A', B' .



Σχ. 8.1ε.

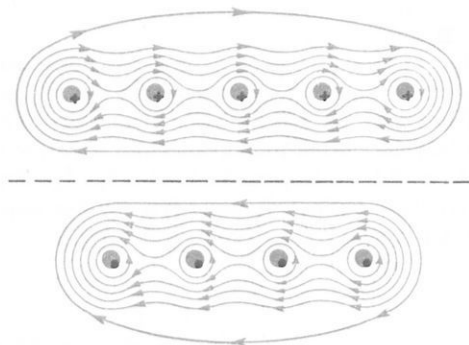


Σχ. 8.1στ.

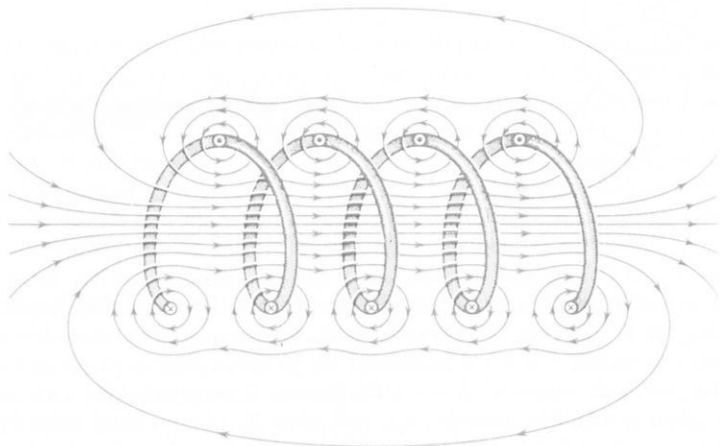
Τὸ σχῆμα 8.1στ δίνει τήν τομή τῶν σπειρῶν τοῦ πηνίου μέ τὸ ἐπίπεδο τῆς σελίδας τοῦ βιβλίου καί τὸ μαγνητικό πεδίο, πού σχηματίζεται γύρω ἀπὸ κάθε ἄγωγό. Στά σημεία A, B κ.ο.κ. υποθέτομε ὅτι τὸ ρεύμα μπαίνει στό ἐπίπεδο τῆς σελίδας, ἐνῶ στά σημεία A', B' κ.ο.κ. ὅτι βγαίνει. Παρατηροῦμε ὅτι στὸν ἐνδιάμεσο χώρο μεταξύ δύο σπειρῶν, π.χ. στό χώρο X , τὰ μαγνητικά πεδία ἔχουν ἀντίθετες φορές. Αὐτὸ ἔχει σάν ἀποτέλεσμα νά ἐξουδετερώνονται τὰ πεδία ὁλικά ἢ μερικὰ, ὅπως οἱ ἀντίθετες μηχανικές δυνάμεις. Ἀκριβῶς στό κέντρο μεταξύ τῶν δύο ἄγωγων, τὰ πεδία εἶναι ἴσα καί ἀντίθετα καί τὸ ὁλικό πεδίο μηδέν. Στό χώρο AX ὑπερισχύει τὸ πεδίο τοῦ ἄγωγου A , ἐνῶ στό XB τὸ πεδίο τοῦ B .

Ἀπὸ τὴ σύνθεση τῶν πεδίων μεταξύ τῶν σπειρῶν, δηλαδή ἀπὸ τὴ διανυσματικὴ πρόσθεση τῶν δυνάμεων, πού δημιουργοῦν τὰ πεδία, προκύπτει ὅτι οἱ μαγνητικές γραμμὲς τοῦ πηνίου ἔχουν τὴ μορφή, πού δείχνει τὸ σχῆμα 8.1ζ. Τὸ σχῆμα 8.1η δείχνει πῶς παραστατικά τὴ μορφή τοῦ πεδίου.

Οἱ μαγνητικές γραμμὲς εἶναι κλειστὲς καί περιβάλλουν ὅλους, ἢ μεγάλο ἀριθμὸ τῶν ἄγωγων τοῦ πηνίου. Ὅταν οἱ σπείρες ἀπέχουν μεταξύ τους, ὅπως στά σχήματα 8.1ζ καί 8.1η, οἱ μαγνητικές γραμμὲς παρουσιάζουν μία κυμάτωση στό χώρο μεταξύ τῶν σπειρῶν, πού ὁμως μειώνεται, ὅσο ἀπομακρυνόμαστε



Σχ. 8.1ζ.



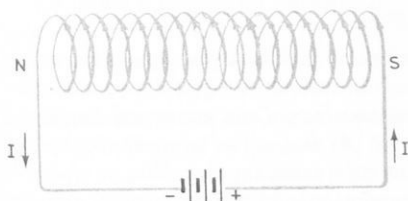
Σχ. 8.1η.

από τούς άγωγούς. Όταν οί σπειρες είναι πολύ κοντά ή μία στην άλλη, όπως στο πηνίο του σχήματος 8.1θ, προκύπτει τό μαγνητικό πεδίο του σχήματος 8.1ι.

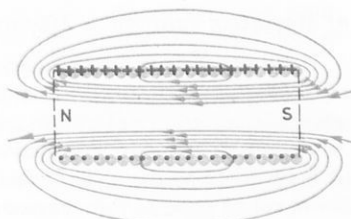
Οί μαγνητικές γραμμές διασχίζουν τό έσωτερικό του πηνίου σέ μία κατεύθυνση. Στο άκρο του χωρίζονται και επιστρέφουν μέσα από τόν έξωτερικό χώρο στο άλλο άκρο. Σε ένα αρκετά μακρύ πηνίο, συγκριτικά μέ τή διάμετρό του, μπορούμε νά θεωρήσουμε κατά προσέγγιση ότι οί μαγνητικές γραμμές στο έσωτερικό του πηνίου είναι *παράλληλες* μεταξύ τους και ότι ό αριθμός τους είναι ίδιος σέ όποιαδήποτε κάθετη τομή στον άξονα του πηνίου.

Συγκρίνοντας τό μαγνητικό πεδίο του πηνίου μέ τό πεδίο ενός μόνιμου μα-

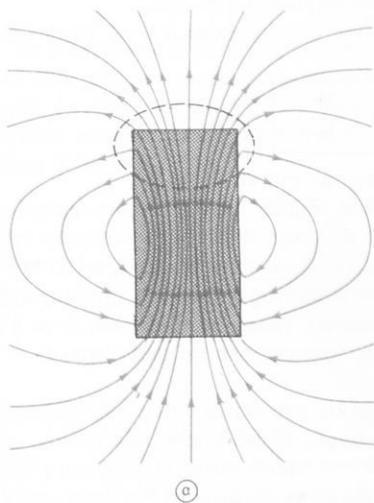
γνήτη, πού έχει μορφή πρισματικής ράβδου, παρατηρούμε ότι τὰ δύο πεδία παρουσιάζουν πάρα πολύ μεγάλη ομοιότητα [σχ. 8.1α(α,β)]. Έτσι συμπεραίνομε ότι ή ράβδος καί τό πηνίο πρέπει νά ἔχουν τήν ἴδια μαγνητική συμπεριφορά. Καί αὐτό ἐπιβεβαιώνεται πειραματικά.



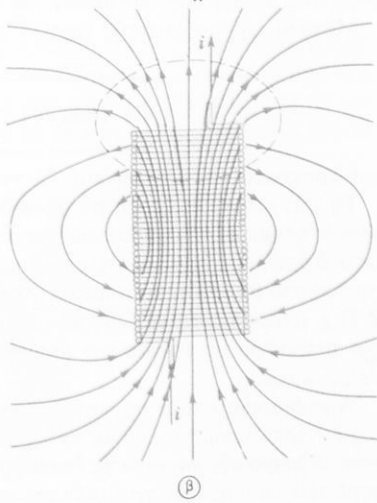
Σχ. 8.1θ.



Σχ. 8.1ι.



α



β

Σχ. 8.1α.

Όπως καί στό μόνιμο μαγνήτη, ὡς βόρειο πόλο N τοῦ πηνίου χαρακτηρίζομε τό ἄκρο του, ἀπό ὅπου ἐξέρχονται οἱ μαγνητικές γραμμές καί νότιο τό ἄκρο, ἀπό ὅπου εἰσέρχονται. Ἡ φορά τῶν μαγνητικῶν γραμμῶν προσδιορίζεται εὐκόλα μέ τόν κανόνα τοῦ δεξιόστροφου κοχλίας. Ἄν περιστρέψομε τόν κοχλία στή φορά πού ρεεῖ τό ρεύμα στίς σπείρες, ὁ κοχλίας θά προχωρήσει πρός τό βόρειο πόλο τοῦ πηνίου.

Ένα πηνίο διαρρεόμενο ἀπό ρεύμα ἔλκει ἡ ἀπωθεῖ ἄλλο πηνίο ἐπίσης διαρρεόμενο ἀπό ρεύμα ἡ ἓνα μόνιμο μαγνήτη, ὅπως ἀκριβῶς συμβαίνει μέ δύο μό-

νιμους μαγνήτες. Αντίθετα όμως με αυτούς, η μαγνητική δράση του πηνίου διαρκεί μόνο όσο ρέει το ρεύμα από αυτό. Το μαγνητικό πεδίο εξαφανίζεται, όταν σταματήσει η ροή του ρεύματος.

8.2 Μεγέθη και μονάδες του μαγνητικού πεδίου.

α) Μαγνητική επαγωγή – Μαγνητική ροή.

Η δύναμη $\vec{F}$, που ασκεί το μαγνητικό πεδίο σε ένα τυχόν σημείο του στόν πόλο ενός μαγνήτη, αποδεικνύεται ότι είναι ανάλογη ενός μεγέθους, που χαρακτηρίζει το πεδίο στο σημείο αυτό και που ονομάζεται **μαγνητική επαγωγή**. Η μαγνητική επαγωγή είναι διανυσματικό μέγεθος και γι' αυτό συμβολίζεται με $\vec{B}$ και το μέτρο της με B . Η διεύθυνση και η φορά της είναι ίδιες με τη διεύθυνση και τη φορά των μαγνητικών γραμμών, δηλαδή του μαγνητικού πεδίου, γιατί οι μαγνητικές γραμμές δίνουν, όπως ήδη γνωρίσαμε, τη διεύθυνση και τη φορά της μαγνητικής δύναμης, σε κάθε σημείο του πεδίου.

Μονάδα της μαγνητικής επαγωγής είναι στο σύστημα S.I. το Tesla (T):

$$1 \text{ Tesla} = 1 \text{ T} = 1 \frac{\text{Vs}}{\text{m}^2} \quad (1)$$

και προκύπτει από σχέση που θα γνωρίσουμε πιο κάτω.

Τη μαγνητική επαγωγή σε οποιοδήποτε σημείο του πεδίου, μπορούμε να παραστήσουμε με τη βοήθεια των μαγνητικών γραμμών, αν τις σχεδιάσουμε έτσι, ώστε ο αριθμός αυτών που περνούν κάθετα από μία επιφάνεια ενός m^2 (τοποθετημένη στο θεωρούμενο σημείο), να είναι ανάλογος του **μέτρου της επαγωγής B** . Π.χ. μπορούμε να σχεδιάζουμε μία μαγνητική γραμμή ανά m^2 εκεί, όπου η B έχει μέτρο ίσο με 1 Vs/m^2 , 5 μαγνητικές γραμμές ανά m^2 εκεί, όπου $B = 5 \text{ Vs/m}^2$ κ.ο.κ.

Άρα ο αριθμός των μαγνητικών γραμμών, που περνά από μία επιφάνεια ενός m^2 τοποθετημένη κάθετα προς τις γραμμές σε ένα σημείο του πεδίου, μας δίνει το **μέτρο της μαγνητικής επαγωγής B** στο σημείο αυτό. Η διεύθυνση και η φορά των μαγνητικών γραμμών στο σημείο αυτό μας δίνει τη διεύθυνση και τη φορά της μαγνητικής επαγωγής.

Όταν η μαγνητική επαγωγή $\vec{B}$ είναι σταθερή χρονικά σε κάθε σημείο του πεδίου, το πεδίο ονομάζεται **μόνιμο ή στατικό μαγνητικό πεδίο**. Σε αντίθετη περίπτωση, ονομάζεται **μεταβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο**.

Το μαγνητικό πεδίο, που οφείλεται σε συνεχές ρεύμα είναι μόνιμο, ενώ αν οφείλεται σε εναλλασσόμενο είναι μεταβαλλόμενο.

Όταν η μαγνητική επαγωγή $\vec{B}$ ενός πεδίου είναι σταθερή χρονικά και ίδια παντού, δηλαδή έχει το ίδιο μέτρο, την ίδια διεύθυνση και την ίδια φορά σε όλα τα σημεία του πεδίου, τότε το πεδίο ονομάζεται **όμογενές ή ομοιόμορφο**. Σε αντίθετη περίπτωση ονομάζεται **άνομοιόμορφο**.

Όμογενές είναι π.χ. το πεδίο στο έσωτερικό ενός μακρόστενου πηνίου, που διαρρέεται από ρεύμα, ενώ ανομοιόμορφο είναι το πεδίο γύρω από ένα ρευματοφόρο άγωγο.

β) Μαγνητική ροή.

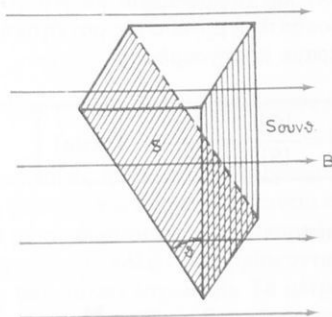
Έφ' όσον ή μαγνητική επαγωγή B δίνει τον αριθμό των μαγνητικών γραμμών, που περνούν κάθετα από μία επιφάνεια ενός m^2 , εύκολα υπολογίζεται ο αριθμός των μαγνητικών γραμμών, που διαπερνούν μία επιφάνεια $S \text{ m}^2$.

Ο **όλικός αριθμός των μαγνητικών γραμμών, που διαπερνά μία επιφάνεια, ονομάζεται «μαγνητική ροή της μαγνητικής επαγωγής B » ή απλά «μαγνητική ροή» και συμβολίζεται με το γράμμα Φ .**

Αν ή επιφάνεια είναι **κάθετη** στις μαγνητικές γραμμές και το πεδίο είναι όμογενές σε όλα τα σημεία της επιφάνειας, τότε:

$$\Phi = B \cdot S \quad (2)$$

Αν ή επιφάνεια S σχηματίζει ορισμένη γωνία θ με το επίπεδο, που είναι κάθετο προς τις μαγνητικές γραμμές, για να υπολογίσουμε τη ροή Φ που τη διαπερνά, υπολογίζουμε τη ροή που διαπερνά την κάθετη επιφάνεια προς τις μαγνητικές γραμμές $S \sin \theta$ και που είναι ίδια με τη ροή Φ , όπως φαίνεται από το σχήμα 8.2α.



Σχ. 8.2α.

Έφ' όσον το πεδίο είναι όμοιογενές, ή Φ δίνεται από τον τύπο:

$$\Phi = B \cdot S \sin \theta \quad (3)$$

Αν ή $\vec{B}$ δέν είναι ίδια σε όλη την επιφάνεια S , δηλαδή το πεδίο είναι ανομοιόμορφο, παίρνομε ένα πολύ μικρό τμήμα της επιφάνειας dS (στοιχειώδες τμήμα), στο όποιο μπορούμε να θεωρήσουμε ότι ή $\vec{B}$ είναι σταθερή και εφαρμόζομε τους τύπους (2) και (3), για να υπολογίσουμε τη στοιχειώδη μαγνητική ροή $d\Phi$, που διαπερνά την επιφάνεια dS .

Όταν το πεδίο είναι κάθετο στην επιφάνεια dS , έχουμε:

$$d\Phi = B dS \quad (4)$$

ενώ, όταν η dS σχηματίζει γωνία θ με το επίπεδο που είναι κάθετο στο πηνίο:

$$d\Phi = B \sin\theta dS \quad (5)$$

Η ολική ροή Φ βρίσκεται, αν προσθέσουμε όλες τις στοιχειώδεις ροές $d\Phi$ της επιφάνειας S , ή, όπως λέμε, αν **όλοκληρώσουμε** τις σχέσεις (4) και (5) σε όλη την επιφάνεια S . Άρα έχουμε από τη σχέση (4):

$$\Phi = \int_S B dS \quad (6)$$

καί από τη σχέση (5):

$$\Phi = \int_S B \sin\theta dS \quad (7)$$

Μονάδα της μαγνητικής ροής είναι στο σύστημα S.I. το Vs (βολτδευτερόλεπτο), που προκύπτει από σχέση που δίνεται αργότερα στην παράγραφο 10.3. Τό Vs ονομάζεται Weber και συμβολίζεται με Wb.

Από τη σχέση (2) προκύπτει η μονάδα της μαγνητικής επαγωγής 1T (Tesla) = 1 Vs/m², που αναφέραμε προηγουμένως:

$$[B] = \frac{[\Phi]}{[S]} = \frac{Vs}{m^2} \quad (\text{Tesla})$$

Αριθμητικά παραδείγματα.

Παράδειγμα 1.

Δίνεται ένα μακρόστενο πηνίο με διάμετρο $d = 2$ cm, διαρρεόμενο από συνεχές ρεύμα. Η μαγνητική επαγωγή B στο εσωτερικό του πηνίου είναι 0,1 T. Νά υπολογισθεί η μαγνητική ροή Φ στο εσωτερικό του πηνίου.

Λύση.

Χρησιμοποιούμε τον τύπο (2):

$$\Phi = B \cdot S$$

Η επιφάνεια S του πηνίου, που είναι κάθετη προς τις μαγνητικές γραμμές και τη διαπερνά όλη η μαγνητική ροή, είναι η διατομή του πηνίου με έμβαδό:

$$S = \frac{\pi d^2}{4}$$

$$\text{Άρα} \quad \Phi = B \frac{\pi d^2}{4} = 0,1 \frac{\pi \cdot 0,02^2}{4} = 3,14 \cdot 10^{-5}$$

$$\Phi = 3,14 \cdot 10^{-5} \text{ Vs}$$

Παράδειγμα 2.

Η μαγνητική ροή που διαπερνά το επίπεδο $S = 80 \text{ cm}^2$ του μαγνητικού πεδίου του σχήματος 8.2α είναι: $\Phi = 0,0076 \text{ Vs}$. Νά υπολογισθεί η μαγνητική επαγωγή B του πεδίου, αν η γωνία, που σχηματίζει το επίπεδο S με το κάθετο προς τις μαγνητικές γραμμές επίπεδο, είναι $\theta = 30^\circ$.

Λύση.

Χρησιμοποιούμε τον τύπο (3):

$$\Phi = B \cdot S \sin \theta$$

$$B = \frac{\Phi}{S \sin \theta} = \frac{0,0076}{80 \cdot 10^{-4} \cdot 0,866} = 1,1 \text{ Vs/m}^2$$

$$B = 1,1 \text{ T}$$

γ) Μαγνητοστατικός νόμος του *Coulomb*. Συντελεστής μαγνητικής διαπερατότητας.

Όταν δύο μόνιμοι μαγνήτες ή δύο πηνία διαρρεόμενα από ρεύμα έχουν μεγάλο μήκος και μικρή διατομή και ακόμα βρίσκονται σε μεγάλη απόσταση μεταξύ τους, συγκριτικά με τις διαστάσεις τους, μπορούμε να θεωρήσουμε ότι δύναμη ασκείται μόνο μεταξύ των πόλων που βρίσκονται απέναντι και όχι μεταξύ του άλλου ζεύγους των πόλων (σχ. 8.2β). Τό μέτρο της δύναμης, που ασκείται μεταξύ των δύο απέναντι πόλων, βρίσκεται πειραματικά ότι είναι ανάλογο του γινομένου των μαγνητικών ροών Φ_1 και Φ_2 των δύο πόλων και αντίστροφα ανάλογο του τετραγώνου της απόστασεως r , (οι ροές Φ_1 , Φ_2 υπολογίζονται για επιφάνειες που περιβάλλουν τους πόλους).

$$F = \frac{1}{\mu} \frac{\Phi_1 \Phi_2}{r^2} \quad (9)$$



Σχ. 8.2β.

Ο συντελεστής μ ονομάζεται **μαγνητική διαπερατότητα** και εξαρτάται από το υλικό μεταξύ των δύο πόλων, μέσα στο οποίο αναπτύσσεται το μαγνητικό πεδίο και από το σύστημα μονάδων που χρησιμοποιείται για τα μεγέθη F , Φ και r .

Η μαγνητική διαπερατότητα του κενού χώρου συμβολίζεται με μ_0 και έχει στο σύστημα S.I. την τιμή:

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/Am} \quad (10)$$

Η τιμή αυτή προκύπτει από σχέση που θα γνωρίσουμε στην παράγραφο 11.3.

Η μονάδα Vs/Am προκύπτει από τη σχέση (9), αν θέσουμε τη ροή Φ σε Vs, τη δύναμη F σε νιούτον (N) και λάβομε υπ' όψη μας ότι $1 \text{ N} \cdot 1 \text{ m} = 1 \text{ J} = 1 \text{ VAs}$. Δηλαδή:

$$[\mu_0] = \frac{V^2 s^2}{VA \text{ sm}} = \frac{Vs}{Am} \quad (11)$$

Για οποιοδήποτε υλικό, δίνεται η μαγνητική διαπερατότητα μ από τη σχέση:

$$\mu = \mu_0 \mu_r \quad (12)$$

Ο συντελεστής μ_r ονομάζεται «**σχετική μαγνητική διαπερατότητα**» και **ορίζει πόσες φορές η μαγνητική διαπερατότητα του υλικού είναι μεγαλύτερη από τη διαπερατότητα του κενού**:

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (13)$$

Από τη σχέση (13) προκύπτει ότι η μ_r είναι αδιάστατο μέγεθος. Έτσι η μ έχει την ίδια μονάδα με τη μ_0 , δηλαδή τό Vs/Am.

Η μαγνητική διαπερατότητα μ του αέρα και ορισμένων άλλων υλικών, όπως του ξύλου, του χαλκού, του αργύρου κλπ. είναι ίση σχεδόν με τη διαπερατότητα μ_0 του κενού. Έτσι, η σχετική διαπερατότητα μ_r των υλικών αυτών ελάχιστα διαφέρει από τη μονάδα.

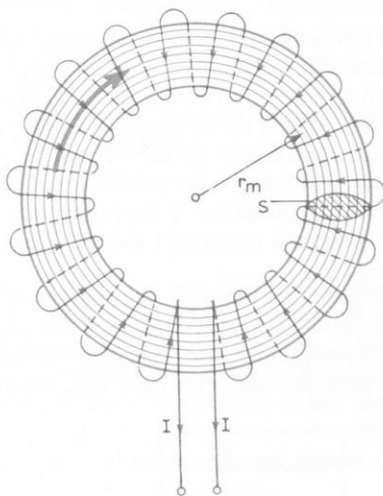
Αντίθετα, στα μέταλλα της κατηγορίας των **σιδηρομαγνητικών υλικών**, όπως το σίδηρο, νικέλιο, κοβάλτιο κλπ. η μ_r έχει πάρα πολύ μεγάλες τιμές. Στα μέταλλα αυτά δημιουργείται, όπως θα δούμε πιο κάτω, πολύ ισχυρή μαγνητική ροή, γι' αυτό και έχουν μεγάλη σημασία για την ηλεκτροτεχνία.

Ο τύπος (9) είναι ανάλογος του ηλεκτροστατικού νόμου του Coulomb, που δίνει την ασκούμενη δύναμη μεταξύ δύο ηλεκτρικών φορτίων σε ήρεμία. Γι' αυτό, ονομάζεται **μαγνητοστατικός νόμος του Coulomb**.

δ) Μαγνητική αντίσταση — Τύπος του Hopkinson.

Στά προηγούμενα, γνωρίσαμε τη μαγνητική επαγωγή και τη μαγνητική ροή και είδαμε ποιά σχέση συνδέει τα δύο αυτά μεγέθη. Για να γνωρίσουμε πώς δημιουργείται στην πράξη ή μαγνητική ροή και από ποιά μεγέθη εξαρτάται, σχηματίζουμε τις εξής πολύ απλές διατάξεις:

Τό πηνίο του σχήματος 8.1θ τό κάμπτομε, ώστε τά δύο άκρα του νά έλθουν σέ πολύ μικρή απόσταση μεταξύ τους και νά σχηματισθεί ένα δακτυλίδι όπως φαίνεται στό σχήμα 8.2γ. Έστω r_m ή μέση ακτίνα του δακτυλιδιού και S ή διατομή του. Τό έσωτερικό του δακτυλιδιού είναι άδειο και έτσι μπορούμε μέ κατάλληλα όργανα νά κάνουμε μετρήσεις σέ αυτό.



Σχ. 8.2γ.

Κατόπιν παίρνουμε διάφορα ύλικά, όπως ξύλο, σίδηρο, χαλκό κλπ. και κατασκευάζουμε δακτυλίδια με διαφορετικές διαστάσεις r_m και S τό καθένα. Στά δακτυλίδια αυτά τυλίγουμε άγωγίμο, μονωμένο σύρμα, ώστε νά δημιουργηθεί στό καθένα ένα πηνίο, αλλά μέ διαφορετικό αριθμό σπειρών. Κάθε πηνίο τό συνδέουμε σέ πηγή συνεχούς ρεύματος E και μέ τό μεταβλητό αντίστατή R ρυθμίζουμε νά περνά από αυτό ρεύμα μέ όρισμένη ένταση I .

Σάν αποτέλεσμα της ροής του ρεύματος, αναπτύσσεται σέ κάθε πηνίο όρισμένο μαγνητικό πεδίο, όπως γνωρίσαμε στην παράγραφο 8.1β. Σέ αντίθεση όμως μέ τό άνοικτό πηνίο του σχήματος 8.1θ, διαπιστώνουμε έδω μέ τη βοήθεια μιας μαγνητικής βελόνης, ότι δέν υπάρχει μαγνητικό πεδίο στόν έξωτερικό χώρο των πηνίων. Άρα όλες οι μαγνητικές γραμμές πρέπει νά περνούν από τό

έσωτερικό τῶν πηνίων καί μέσα ἀπό τό ὕλικο κάθε δακτυλιδιοῦ. Αὐτό μπορούμε νά τό ἐπιβεβαιώσουμε πειραματικά, τοποθετώντας τή μαγνητική βελόνη στό έσωτερικό τοῦ ἄδειου πηνίου. Ἡ διεύθυνση τῶν μαγνητικῶν γραμμῶν προκύπτει καί ἐδῶ μέ τόν κανόνα τοῦ δεξιόστροφου κοχλίου.

Τό πεδίο, πού δημιουργεῖται στό έσωτερικό τῶν πηνίων πού περιγράψαμε, εἶναι πρακτικά ὁμοιόμορφο, ὅταν ἡ ἀκτίνα r_m εἶναι ἄρκετά μεγάλη, συγκριτικά μέ τήν ἀκτίνα τῆς διατομῆς S . Ἐτσι, ἡ μαγνητική ροή Φ , πού περνᾷ ἀποκλειστικά ἀπό τό έσωτερικό κάθε πηνίου, δίνεται ἀπό τή σχέση (2):

$$\Phi = B \cdot S$$

ὅπου B τό μέτρο τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς στό έσωτερικό τοῦ πηνίου καί S ἡ διατομή του.

Τά μεγέθη B καί Φ μπορούν νά μετρηθοῦν μέ κατάλληλα ὄργανα. Ἐτσι, εἶναι δυνατό νά προσδιορίσουμε πειραματικά τά μεγέθη αὐτά στά διάφορα δακτυλίδια καί νά βροῦμε τή σχέση πού τά συνδέει μέ τά ὑπόλοιπα χαρακτηριστικά μεγέθη τῶν δακτυλιδίων, δηλαδή μέ τίς γεωμετρικές τους διαστάσεις, μέ τό ὕλικο τους, μέ τόν ἀριθμό τῶν σπειρῶν καί μέ τό ρεῦμα I , πού περνᾷ ἀπό αὐτές.

Ἀπό σειρά μετρήσεων στά διάφορα δακτυλίδια καί μέ διαφορετικές ἐντάσεις ρεύματος I στό καθένα, προκύπτει ὅτι ἡ μαγνητική ροή Φ εἶναι:

α) ἀνάλογη τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος I καί τοῦ ὀλικοῦ ἀριθμοῦ τῶν σπειρῶν n τοῦ πηνίου,

β) ἀνάλογη τῆς διατομῆς S καί ἀντίστροφα ἀνάλογη τοῦ μέσου μήκους l τοῦ δακτυλιδιοῦ ($l = 2\pi r_m$, ὅπου r_m ἡ μέση ἀκτίνα τοῦ δακτυλιδιοῦ),

γ) ἀνάλογη τῆς μαγνητικῆς διαπερατότητας μ τοῦ ὕλικου τοῦ δακτυλιδιοῦ.

Τά συμπεράσματα αὐτά συνοψίζονται στόν ἐξῆς τύπο:

$$\Phi = In \frac{S}{l} \mu \quad (14)$$

Ὁ τύπος (14) γράφεται ἐπίσης:

$$\Phi = \frac{In}{\frac{l}{S\mu}} \quad (15)$$

Στή μορφή αὐτή, παρατηροῦμε ὅτι ὁ παρονομαστής ἐξαρτᾶται ἀποκλειστικά ἀπό τίς διαστάσεις καί τό ὕλικο τοῦ δακτυλιδιοῦ καί ὅτι εἶναι ἐντελῶς ἀνάλογος στή δομή του μέ τήν ἠλεκτρική ἀντίσταση ἑνός σύρματος μέ μήκος l , διατομή S καί εἰδική ἀγωγιμότητα κ .

Γιά τό λόγο αὐτό, χαρακτηρίζεται ὁ παρονομαστής ἀνάλογα **μαγνητική ἀντίσταση** R_m :

$$R_m = \frac{l}{S\mu} \quad (16)$$

Άρα ο τύπος (15) γίνεται:

$$\Phi = \frac{I_n}{R_m} \quad \eta \quad R_m = \frac{I_n}{\Phi} \quad (15a)$$

από το οποίο προκύπτει ότι η μαγνητική αντίσταση μετριέται σε $A/Vs = \frac{1}{\Omega s}$

Όπως φαίνεται από τον τύπο (16) η μαγνητική διαπερατότητα μ έχει τη θέση μιᾶς **ειδικῆς μαγνητικῆς ἀγωγιμότητος**. Όσο μεγαλύτερη είναι η μ , τόσο μικρότερη είναι η αντίσταση R_m , που συναντούν οι μαγνητικές γραμμές κατά τη διάβασή τους από το υλικό και τόσο μεγαλύτερη είναι η μαγνητική ροή Φ , που αναπτύσσεται υπό σταθερό γινόμενο I_n .

Η σημασία του αριθμητή στον τύπο (15) γίνεται αντιληπτή αν συγκρίνομε τον τύπο αυτό με το νόμο του Ohm:

$$I = \frac{E}{R} \quad (17)$$

Αν θεωρήσουμε ότι η μαγνητική ροή Φ είναι ένα είδος μαγνητικού ρεύματος, που κυκλοφορεί στο δακτυλίδι υπερνικώντας τη μαγνητική αντίσταση R_m , τότε οι σπειρες και το ρεύμα που τις διαρρέει, πρέπει να θεωρηθούν ως η αιτία της εμφανίσεως μαγνητικής ροῆς, όπως η ηλεκτρεγερτική δύναμη E είναι η αιτία της εμφανίσεως ηλεκτρικού ρεύματος σε ένα ηλεκτρικό κύκλωμα. Γι' αυτό, το γινόμενο ρεύματος και σπειρών I_n , που ονομάζεται **ἀμπεροστροφές** ή **ἀμπερελίγματα**, χαρακτηρίζεται **μαγνητεγερτική δύναμη (ΜΕΔ)Μ**.

$$M = I_n \quad (18)$$

Η μαγνητεγερτική δύναμη μετριέται σε Α.

Έτσι ο τύπος (15) γίνεται τελικά:

$$\Phi = \frac{M}{R_m} \quad (19)$$

Ο τύπος αυτός ονομάζεται **τύπος του Hopkinson** και χαρακτηρίζεται ως ο νόμος του Ohm της μαγνητικής ροῆς σε ένα μαγνητικό κύκλωμα. **Μαγνητικό κύκλωμα ονομάζομε κάθε κλειστή διαδρομή μιᾶς δέσμης μαγνητικῶν γραμμῶν, δηλαδή μαγνητικῆς ροῆς.**

Όπωςδήποτε πρέπει να τονισθεῖ ότι η ἀναλογία μεταξύ ηλεκτρικού ρεύματος και μαγνητικῆς ροῆς εἶναι μόνο τυπική, γιατί δὲν πραγματοποιεῖται στήν

περίπτωση της μαγνητικής ροής οποιαδήποτε ροή σωματιδίων, όπως συμβαίνει με το ηλεκτρικό ρεύμα. Η τυπική αυτή συσχέτιση όμως μάς βοηθά να αντιμετωπίσουμε σύνθετα προβλήματα του ηλεκτρομαγνητισμού, με τις απλές μεθόδους των κυκλωμάτων του ηλεκτρικού ρεύματος.

Ακόμα, θά πρέπει να παρατηρήσουμε εδώ ότι η μαγνητική διαπερατότητα μ δεν είναι σταθερή σε όλα τα υλικά. Στα **σιδηρομαγνητικά υλικά**, που μάς ενδιαφέρουν ιδιαίτερα, η μ εξαρτάται από τη μαγνητική ροή Φ. Έτσι, δεν μπορούμε να υπολογίσουμε την Φ από τον τύπο (15), αφού είναι άγνωστη ή μ στη ζητούμενη μαγνητική ροή. Στην περίπτωση αυτή, η Φ υπολογίζεται διαφορετικά, όπως θά δούμε στην παράγραφο 9.5.

Αριθμητικό παράδειγμα.

Το δακτυλίδι του σχήματος 8.2γ είναι κατασκευασμένο από μαλακό σίδηρο και έχει διατομή $S = 10 \text{ cm}^2$. Στο δακτυλίδι είναι τυλιγμένο ένα πηνίο με $n = 100$ σπείρες, που διαρρέεται από ρεύμα 10 A . Υποθέτουμε ότι όλη η μαγνητική ροή περνά αποκλειστικά από το έσωτερικό του δακτυλιδιού. Το μέσο μήκος των μαγνητικών γραμμών στο δακτυλίδι είναι $l = 100 \text{ cm}$, ενώ η μαγνητική διαπερατότητα του υλικού βρίσκεται με μέτρηση ότι είναι $\mu_r = 1000$ (όπως αναφέραμε η μαγνητική διαπερατότητα των σιδηρομαγνητικών υλικών δεν είναι σταθερή, αλλά εξαρτάται από τη μαγνητική ροή Φ, που διαπερνά το υλικό. Έτσι, μόνο για όρισμένη Φ (ή Β) μπορούμε να δώσουμε τη μ_r). Να υπολογισθεί η μαγνητική ροή Φ στο έσωτερικό του δακτυλιδιού.

Λύση.

Εφαρμόζουμε τον τύπο (15α):

$$\Phi = \frac{In}{R_m} = \frac{In}{\frac{l}{S\mu_0\mu_r}}$$

όπου In οι άμπεροστροφές, R_m η μαγνητική αντίσταση του δακτυλιδιού,

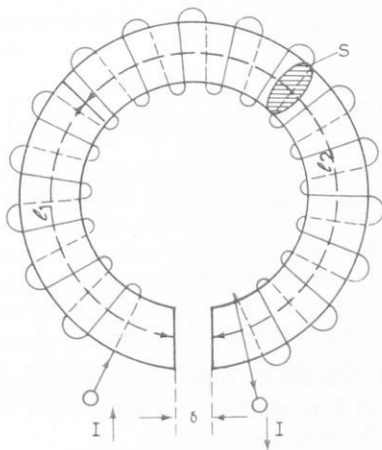
$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}} \quad [\text{μαγνητική διαπερατότητα κενού χώρου} - \text{τύπος (10)}]:$$

$$\Phi = \frac{10 \cdot 100}{1} = 4\pi \cdot 10^{-4} = 12,56 \cdot 10^{-4} \text{ Vs}$$

$$\Phi = 12,56 \cdot 10^{-4} \text{ Vs}$$

ε) Μαγνητική τάση.

Έξετάζουμε ένα πηνίο με n σπειρές, τυλιγμένο επάνω σε ένα δακτυλίδι και διαρρεόμενο από συνεχές ρεύμα I . Τό δακτυλίδι είναι κατασκευασμένο από δύο κομμάτια (1 και 2) διαφορετικού υλικού τό καθένα, με μαγνητική διαπερατότητα αντίστοιχα μ_1, μ_2 , που έχουν την ίδια διατομή S αλλά διαφορετικά μήκη l_1, l_2 . Τό δακτυλίδι είναι επίσης κομμένο σε ένα μικρό τμήμα του, ώστε να δημιουργείται ένα πολύ στενό διάκενο αέρα με μήκος δ (σχ. 8.2δ).



Σχ. 8.2δ.

Όπως προηγουμένως, η μαγνητογερτική δύναμη In δημιουργεί στο δακτυλίδι μαγνητική ροή Φ . Επειδή οι μαγνητικές γραμμές είναι πάντοτε κλειστές, θα πρέπει, στην περίπτωσή μας, να περάσουν μέσα από τό κομμάτι 1, από τό κομμάτι 2 και από τό διάκενο του αέρα για να κλείσει ή διαδρομή τους. Τά τρία όμως αυτά τμήματα έχουν διαφορετικές μαγνητικές αντιστάσεις R_{m1}, R_{m2} και R_{m3} **συνδεδεμένες σε σειρά**. Συγκεκριμένα:

$$\begin{aligned} R_{m1} &= \frac{l_1}{S\mu_1} \\ R_{m2} &= \frac{l_2}{S\mu_2} \\ R_{m3} &= \frac{\delta}{S\mu_0} \end{aligned} \quad (20)$$

Άρα ή ΜΕΔ $M = I_n$ θά πρέπει νά υπερνικήσει τήν όλική μαγνητική αντίσταση τοῦ δακτυλιδιοῦ R_m , ὅπου:

$$R_m = R_{m1} + R_{m2} + R_{m3} \quad (21)$$

καί ή ροή, πού θά δημιουργήσει, θά προκύπτει ἀπό τόν τύπο (15α):

$$\Phi = \frac{I_n}{R_{m1} + R_{m2} + R_{m3}} \quad (22)$$

Ἀπό τόν τύπο αὐτό παίρνομε:

$$M = I_n = \Phi R_{m1} + \Phi R_{m2} + \Phi R_{m3} \quad (23)$$

Στήν περίπτωση ἑνός ἡλεκτρικοῦ κυκλώματος μέ 3 ἀντιστάτες σέ σειρά, διαρρεόμενους ἀπό ρεύμα I , πού δίνει πηγὴ ΗΕΔ E , ἔχομε τήν ἀνάλογη σχέση:

$$E = IR_1 + IR_2 + IR_3 \quad (24)$$

$$\eta \quad E = U_1 + U_2 + U_3 \quad (25)$$

Στή σχέση (24) τά γινόμενα IR παριστάνουν τίς **πτώσεις τάσεως** στίς ἀντιστάσεις R , ἐνῶ ή πηγὴ E χρησιμεύει στήν υπερνίκηση τῶν πτώσεων τάσεως καί στή διατήρηση τῆς ροῆς τοῦ ρεύματος.

Ἡ σχέση (25) ἐκφράζει τό ἴδιο γεγονός, ἀλλά κάπως διαφορετικά. Ἐδῶ φαίνεται ὅτι ή ΗΕΔ E διαμοιράζεται σέ τρεῖς τάσεις U_1, U_2, U_3 . Κάθε τάση δρᾷ στά ἄκρα ἑνός ἀντιστάτη καί προκαλεῖ τή ροή ρεύματος I ἀπό αὐτόν.

Συγκρίνοντας τίς σχέσεις (23) καί (24), βλέπομε ὅτι τή θέση τῶν πτώσεων τάσεως IR τοῦ ἡλεκτρικοῦ κυκλώματος ἔχουν στό μαγνητικό κύκλωμα τά γινόμενα ΦR_m . Μποροῦμε ἐπομένως νά θεωρήσομε ὅτι τά γινόμενα αὐτά παριστάνουν **μαγνητικές πτώσεις τάσεως**, τίς ὁποῖες υπερνικά ή ΜΕΔ M .

Ἀνάλογα μέ τόν τύπο (25) μποροῦμε ἐπίσης νά γράψομε τόν τύπο (23):

$$M = I_n = U_{m1} + U_{m2} + U_{m3} \quad (26)$$

καί νά θεωρήσομε ὅτι ή ΜΕΔ M διαμοιράζεται σέ **μαγνητικές τάσεις** U_m , πού δροῦν στά ἄκρα τῶν μαγνητικῶν ἀντιστάσεων R_m καί δημιουργοῦν τή μαγνητική ροή Φ .

Γενικά, χαρακτηρίζομε σάν μαγνητική τάση U_m τό γινόμενο ΦR_m :

$$U_m = \Phi R_m \quad (27)$$

σέ αναλογία με την ηλεκτρική τάση:

$$U = IR \quad (28)$$

Ἡ μαγνητική τάση μετριέται με εἰδικά ὄργανα, τοὺς *μετρητές μαγνητικῆς τάσεως*, πού συνδέονται, ὅπως τὰ βολτόμετρα, στὰ ἄκρα τοῦ τμήματος πού θέλουμε νά μετρήσουμε τή μαγνητική του τάση.

Ἡ τυπική ἀναλογία μεταξύ ἑνός ηλεκτρικοῦ καὶ ἑνός μαγνητικοῦ κυκλώματος, πού περιγράψαμε, δέν εἶναι πλήρης. Μεταξὺ τῶν δύο κυκλωμάτων ὑπάρχει μία σημαντική διαφορά.

Σέ ἓνα κλειστό ηλεκτρικό κύκλωμα, τὸ ἄθροισμα τῶν πτώσεων τάσεως εἶναι πάντοτε ἴσο με μηδέν:

$$\sum_v U_v = 0 \quad (29)$$

Αὐτὸ συμβαίνει ἀναγκαστικά, ἐπειδὴ ἡ πηγή εἶναι *μέρος τοῦ κυκλώματος* καὶ ἡ πολικὴ τάση, πού μετράμε στὰ ἄκρα της, ἡ $U = E - Ir$ (ὅπου Ir ἡ πτώση τάσεως στὴν ἐσωτερικὴ ἀντίσταση τῆς πηγῆς), ἔχει *ἀντίθετη φορά* ἀπὸ τὸ ρεῦμα I καὶ ἀπὸ τίς πτώσεις τάσεως στίς ἀντιστάσεις τοῦ κυκλώματος. Ἐχει ἐπίσης τιμὴ ἀκριβῶς ἴση με τὸ ἄθροισμα τῶν πτώσεων τάσεως. Ἔτσι, πολικὴ τάση πηγῆς καὶ ἐξωτερικὲς πτώσεις τάσεως ἐξουδετερώνονται. Ἀντίθετα, σέ ἓνα μαγνητικό κύκλωμα, τὸ ἄθροισμα τῶν μαγνητικῶν πτώσεων τάσεως εἶναι πάντοτε ἴσο με τή μαγνητεγερτικὴ δύναμη In :

$$\sum_v U_{mv} = In = M \quad (30)$$

Αὐτὸ ὀφείλεται στὸ ὅτι μπορούμε νά μετρήσουμε *σέ ὁλόκληρο τὸ κύκλωμα* δηλαδή καὶ στὸ κομμάτι, ὅπου εἶναι τυλιγμένο τὸ πηνίο πού δημιουργεῖ τὴ ΜΕΔ, τίς μαγνητικὲς πτώσεις τάσεως, χωρὶς νά ἐμφανισθεῖ πουθενά ἀντίθετη πτώση τάσεως ἀπὸ τὴν ΜΕΔ. Τὸ ἄθροισμα τῶν πτώσεων τάσεως, πού μετροῦμε, προκύπτει ὅτι εἶναι ἴσο με τὸ γινόμενο In , δηλαδή με τή ΜΕΔ τοῦ κυκλώματος.

Ἀριθμητικά παραδείγματα.

Παράδειγμα 1.

Στὸ δάκτυλίδι τοῦ σχήματος 8.2δ τὸ πηνίο ἔχει 200 σπείρες, τὸ τμήμα 1 ἔχει μέσο μῆκος $l_1 = 30$ cm καὶ $\mu_{r1} = 1000$, τὸ τμήμα 2 $l_2 = 70$ cm καὶ $\mu_{r2} = 3000$, τὸ δέ διάκενο ἀέρα $\delta = 0,2$ cm. Ἡ διατομὴ τοῦ πηνίου εἶναι 15 cm². Νά βρεθεῖ τὸ ρεῦμα I , πού περνᾷ ἀπὸ τὸ πηνίο, ἂν ἡ μαγνητικὴ ροὴ Φ εἶναι $200 \cdot 10^{-4}$ Vs.

Λύση.

Από τον τύπο (22) έχουμε:

$$\Phi = \frac{In}{R_{m1} + R_{m2} + R_{m3}}$$

και

$$I = \frac{\Phi(R_{m1} + R_{m2} + R_{m3})}{n}$$

$$R_{m1} = \frac{l_1}{S_{\mu_0 \mu_{r1}}} = \frac{0,3}{15 \cdot 10^{-4} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 10^3} = 15,92 \cdot 10^4 \text{ 1/}\Omega\text{s}$$

$$R_{m2} = \frac{l_2}{S_{\mu_0 \mu_{r2}}} = \frac{0,7}{15 \cdot 10^{-4} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 3 \cdot 10^3} = 12,38 \cdot 10^4 \text{ 1/}\Omega\text{s}$$

$$R_{m3} = \frac{\delta}{S_{\mu_0}} = \frac{0,2 \cdot 10^{-2}}{15 \cdot 10^{-4} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7}} = 106,15 \cdot 10^4 \text{ 1/}\Omega\text{s}$$

$$I = \frac{200 \cdot 10^{-4} (15,92 + 12,38 + 106,15) 10^4}{200} =$$

$$= \frac{200 \cdot 134,45}{200} = 134,45 \text{ A}$$

$$\underline{I = 134,45 \text{ A}}$$

Στό δακτυλίδι του σχήματος 8.2δ μετριέται μαγνητική τάση στο τμήμα 1, $U_{m1} = 12 \text{ A}$, στο τμήμα 2, $U_{m2} = 8 \text{ A}$ και στο διάκενο αέρα $U_{\delta} = 30 \text{ A}$. Αν από το πηνίο του δακτυλιδιού περνά ρεύμα $I = 1 \text{ A}$, να βρεθεί ο αριθμός των σπειρών n του πηνίου.

Λύση.

Από τον τύπο (26) έχουμε:

$$M = In = U_{m1} + U_{m2} + U_{\delta}$$

και

$$n = \frac{U_{m1} + U_{m2} + U_{\delta}}{I} = \frac{12 + 8 + 30}{1} = 50$$

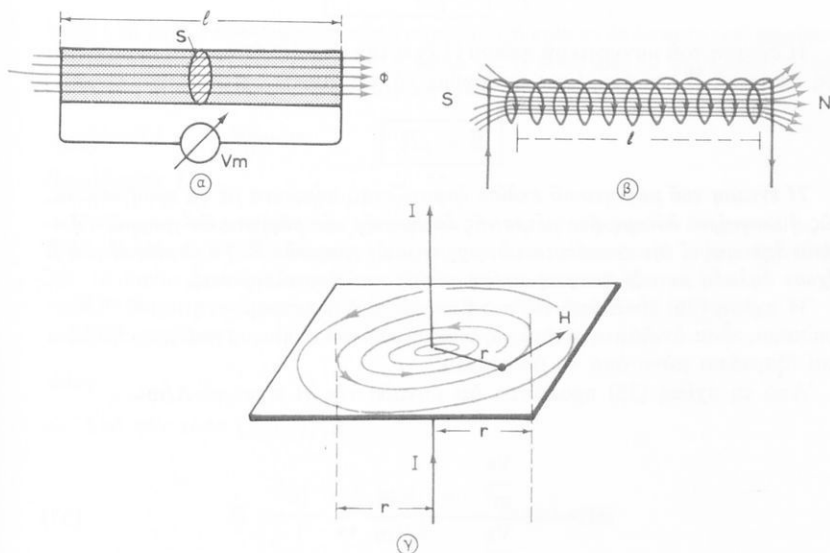
$$\underline{n = 50}$$

στ) Ένταση μαγνητικού πεδίου — Θεώρημα του *Ampère*.

Θεωρούμε ένα τμήμα μαγνητικού κυκλώματος με μήκος l , διατομή S και ύ-
λικό μαγνητικής διαπερατότητας μ , μέσα από το οποίο περνά ομοιόμορφα μα-
γνητική ροή Φ [σχ. 8.2ε(α)].

Για την υπερνίκηση της αντίστασής R_m του τμήματος αυτού, πρέπει να
δρά στα άκρα του μαγνητική τάση U_m , σύμφωνα με τον τύπο:

$$U_m = \Phi R_m = \Phi \frac{l}{S\mu} \quad (31)$$



Σχ. 8.2ε.

Η τάση αυτή θα πρέπει να μετρείται με ένα μετρητή μαγνητικής τάσεως V_m
στα άκρα του τμήματος.

Εισάγοντας στον τύπο (31) τη μαγνητική επαγωγή του κυκλώματος:

$$B = \frac{\Phi}{S} \quad (32)$$

παίρνουμε:

$$U_m = B \frac{l}{\mu} \quad (33)$$

$$\eta \quad \frac{U_m}{l} = \frac{B}{\mu} \quad (34)$$

Τό πηλίκο U_m/l μᾶς δίνει τή μαγνητική τάση ἀνά μονάδα μήκους τοῦ κυκλώματος, δηλαδή ἀνά μονάδα μήκους τῶν μαγνητικῶν γραμμῶν. Τό πηλίκο αὐτό ἀποτελεῖ τὸ μέτρο H ἐνός διανυσματικοῦ μεγέθους, πού συμβολίζομε μὲ $\vec{H}$ καί τὸ ὀνομάζομε **ἐνταση τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου**. Ἄρα:

$$H = \frac{U_m}{l} = \frac{B}{\mu} \quad (35)$$

Ἡ ἐνταση τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου $\vec{H}$ ἔχει τὴν ἴδια διεύθυνση μὲ τή μαγνητική ἐπαγωγή $\vec{B}$ καί ἐπομένως μπορούμε νά γράψομε:

$$\boxed{\vec{B} = \mu \vec{H}} \quad (36)$$

Ἡ ἐνταση τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου ἐμφανίζεται, σύμφωνα μὲ τὰ προηγούμενα, ὡς ἡ κινητήρια δύναμη ἀνά μέτρο τῆς διαδρομῆς τῶν μαγνητικῶν γραμμῶν, ἡ ὁποία δημιουργεῖ τὴν πυκνότητα τῶν μαγνητικῶν γραμμῶν $\vec{B}$. Τὰ μεγέθη $\vec{H}$ καί $\vec{B}$ ἔχουν δηλαδή μεταξύ τους τὴ σχέση αἰτίας καί ἀποτελέσματος.

Ἡ σχέση (36) εἶναι ἀπὸ τίς πῶ βασικὲς τοῦ ἡλεκτρομαγνητισμοῦ. Ὅπως φαίνεται, εἶναι ἀνεξάρτητη ἀπὸ τίς διαστάσεις τοῦ σώματος πού μαγνητίζεται καί ἐξαρτᾶται μόνο ἀπὸ τὸ ὕλικο του.

Ἀπὸ τὴ σχέση (35) προκύπτει ὅτι μονάδα τῆς H εἶναι τὸ A/m :

$$[H] = \frac{\frac{Vs}{m^2}}{\frac{Vs}{Am}} = \frac{A}{m} \quad (37)$$

Ἀπὸ τὴ σχέση (36) γίνεται φανερό ὅτι μπορούμε νά παραστήσουμε γραφικά τὴν ἐνταση τοῦ πεδίου $\vec{H}$ μὲ γραμμές, ὅπως παραστήσαμε τὴ μαγνητικὴ ἐπαγωγή $\vec{B}$. Οἱ γραμμές αὐτές ὀνομάζονται **δυναμικὲς γραμμὲς τῆς ἐντάσεως τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου** καί ἔχουν τὴν ἴδια μορφή μὲ τίς μαγνητικὲς γραμμὲς τῆς ἐπαγωγῆς. Τὸ μόνο πού ἀλλάζει εἶναι ἡ κλίμακα, μὲ τὴν ὁποία ἀπεικονίζονται.

Τὸ σχῆμα 8.2ε(β) δείχνει τίς δυναμικὲς γραμμὲς τῆς ἐντάσεως μαγνητικοῦ πεδίου στὸ ἐσωτερικὸ ἐνός μακρόστενου πηνίου, ἐνῶ τὸ σχῆμα 8.2ε(γ) στὸ χῶρο γύρω ἀπὸ ἓνα μακρὺ εὐθύγραμμο ἄγωγό.

Ἡ ἐνταση τοῦ πεδίου $\vec{H}$ σὲ ὁποιοδήποτε σημεῖο στὸ **ἐσωτερικὸ τοῦ πηνίου** ἔχει μέτρο:

$$H = \frac{nI}{l} \quad (38)$$

όπου n ο αριθμός των σπειρών του πηνίου, l το μήκος του και I το ρεύμα που το διαρρέει. Η διεύθυνση και η φορά της $\vec{H}$ είναι ίδια με τη διεύθυνση και τη φορά της επαγωγής $\vec{B}$ στο εσωτερικό του πηνίου, δηλαδή από το νότιο προς το βόρειο πόλο του πηνίου.

Η ένταση του πεδίου $\vec{H}$ σε ένα σημείο του χώρου στο εξωτερικό του εθύγραμμου αγωγού έχει μέτρο:

$$H = \frac{I}{2\pi r} \quad (39)$$

όπου I το ρεύμα που διαρρέει τον αγωγό και r η κάθετη απόσταση του σημείου από τον αγωγό. Η διεύθυνση και η φορά της $\vec{H}$ είναι ίδια με τη διεύθυνση και τη φορά της $\vec{B}$ και προκύπτει με τον κανόνα του δεξιόστροφου κοχλίου.

Αριθμητικά παραδείγματα.

Παράδειγμα 1.

Μέσα από ένα μακρόστενο κυλινδρικό πηνίο με μήκος $l = 80 \text{ cm}$ και $n = 1440$ σπείρες από χάλκινο μονωμένο σύρμα, ρέει ρεύμα $I = 8 \text{ A}$ [σχ. 8.3ε(β)]. Αν το πηνίο έχει διάμετρο $d = 12 \text{ cm}$, νά υπολογισθούν:

- Η ένταση του μαγνητικού πεδίου στο εσωτερικό του πηνίου.
- Η μαγνητική ροή στο εσωτερικό του πηνίου.

Λύση.

α) Από τον τύπο (38) έχουμε:

$$H = \frac{nI}{l} = \frac{1440 \cdot 8}{0,8} = 14400 \text{ A/m}$$

$$H = 14400 \text{ A/m}$$

β) Από τους τύπους (2) και (36) έχουμε:

$$\Phi = B \cdot S = \mu_0 H S$$

όπου H η ένταση του μαγνητικού πεδίου στο εσωτερικό του πηνίου και S η επιφάνεια μιάς κάθετης τομής του πηνίου.

$$S = \frac{\pi d^2}{4}, \quad \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}} \quad [\text{τύπος (10)}]$$

$$\text{Άρα } \Phi = \mu_0 H \frac{\pi d^2}{4} = 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 14400 \frac{\pi(0,12)^2}{4} = 2,05 \cdot 10^{-4} \text{ Vs}$$

$$\Phi = 2,05 \cdot 10^{-4} \text{ Vs}$$

Παράδειγμα 2.

Ένας μακρύς εὐθύγραμμος ἄγωγός διαρρέεται ἀπὸ ρεύμα $I = 900 \text{ A}$ [σχ. 8.2ε(γ)]. Νά ὑπολογισθεῖ τὸ μέτρο τῆς ἐντάσεως τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου σέ κάθετη ἀπόσταση $l = 15 \text{ cm}$ ἀπὸ τὸν ἄγωγό.

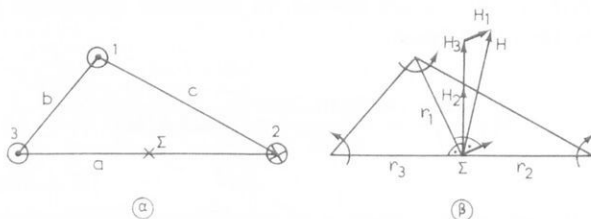
Λύση.

Ὁ τύπος (39) δίνει:

$$H = \frac{I}{2\pi r} = \frac{1}{2\pi} \frac{900}{0,15} = 955 \text{ A/m}$$

Παράδειγμα 3.

Τρεῖς παράλληλοι ἄγωγοί μέ ἀποστάσεις μεταξύ τους $a = 830 \text{ mm}$, $b = 400 \text{ mm}$ καί $c = 650 \text{ mm}$ διαρρέονται ἀπὸ ρεύματα $I_1 = 20 \text{ A}$, $I_2 = 55 \text{ A}$ καί $I_3 = 35 \text{ A}$ (σχ. 8.2στ). Ἡ φορά τῶν ρευμάτων I_1 καί I_3 εἶναι ἀπὸ τὸ ἐπίπεδο τοῦ βιβλίου πρὸς τὸν ἀναγνώστη, ἐνῶ τοῦ I_2 ἀπὸ τὸν ἀναγνώστη πρὸς τὸ ἐπίπεδο τοῦ βιβλίου. Νά προσδιορισθεῖ ἡ ἐνταση τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου στὸ μέσο τῆς ἀποστάσεως μεταξύ τῶν ἄγωγῶν 2 καί 3 (σημεῖο Σ).



Σχ. 8.2στ.

Λύση.

Ἡ ἐνταση τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου $\vec{H}$ στὸ σημεῖο Σ εἶναι ἴση μέ τὸ διανυσματικό ἄθροισμα τῶν ἐντάσεων $\vec{H}_1$, $\vec{H}_2$ καί $\vec{H}_3$ τῶν τριῶν μαγνητικῶν πεδίων στὸ σημεῖο αὐτό.

Τά μέτρα τῶν ἐντάσεων $\vec{H}_1, \vec{H}_2, \vec{H}_3$ προκύπτουν ἀπό τὸν τύπο (39) μέ τὴν ἀπόσταση τοῦ σημείου Σ ἀπὸ κάθε ἀγωγό. Ἡ ἀπόσταση r_1 ὑπολογίζεται εὐκόλῃ ἀπὸ τὸ τρίγωνο 1 - 2 - 3, ἂν σχεδιάσουμε τὶς πλευρὲς τοῦ ὑπὸ κλίμακα. Ἄν π.χ. $1 \text{ cm} \hat{=} 200 \text{ mm}$, μετρώντας τὴν r_2 βρίσκουμε ὅτι εἶναι $1,7 \text{ cm}$. Ἄρα $r_1 = 1,7 \cdot 200 = 340 \text{ mm}$.

$$H_1 = \frac{I_1}{2\pi r_1} = \frac{20}{2\pi \cdot 0,34} \cong 10 \text{ A/m}$$

$$H_2 = \frac{I_2}{2\pi r_2} = \frac{55}{2\pi \cdot 0,415} = 21,1 \text{ A/m}$$

$$H_3 = \frac{I_3}{2\pi r_3} = \frac{35}{2\pi \cdot 0,415} = 13,4 \text{ A/m}$$

Τά διανύσματα $\vec{H}_1, \vec{H}_2, \vec{H}_3$ εἶναι κάθετα, ἀντίστοιχα στὶς ἀκτίνες r_1, r_2, r_3 , καὶ ἡ φορά τους προκύπτει σύμφωνα μέ τὸν κανόνα τοῦ δεξιόστροφου κοχλίου. Γιὰ νὰ τὰ προσθέσουμε, σχεδιάζουμε τὰ μέτρα τους ὑπὸ κλίμακα, ὅπως φαίνεται στὸ σχῆμα 8.2στ. Ἄν π.χ. $1 \text{ cm} \hat{=} 20 \text{ A/m}$, τὸ μέτρο τοῦ διανύσματος $\vec{H}$, ποὺ προκύπτει ἀπὸ τὴν πρόσθεση τῶν διανυσμάτων $\vec{H}_1, \vec{H}_2, \vec{H}_3$, βρίσκουμε ὅτι εἶναι 2 cm . Ἄρα: $H = 2 \cdot 20 = 40 \text{ A/m}$.

$$\underline{H = 40 \text{ A/m}}$$

Ἡ φορά τῆς ἐντάσεως H φαίνεται στὸ σχῆμα 8.2στ.

ζ) Θεώρημα τοῦ Ampère ἢ νόμος τοῦ διαρρεύματος.

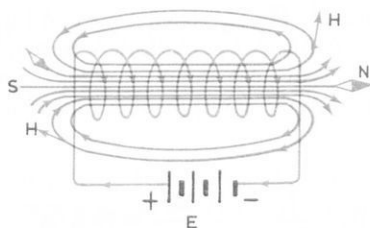
Ἄν θέσουμε στὸν τύπο (30):

$$U_{mv} = H_v l_v \quad (40)$$

ὅπου H_v τὸ μέτρο τῆς ἐντάσεως τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου στὸ τμήμα v τοῦ μαγνητικοῦ κυκλώματος καὶ l_v τὸ μήκος τῶν μαγνητικῶν γραμμῶν, στὰ ἄκρα τῶν ὁποίων μετριάται ἡ μαγνητικὴ τάση U_{mv} , παίρνομε γιὰ **ὁλόκληρο** τὸ μαγνητικὸ κύκλωμα:

$$\boxed{\sum_v U_{mv} = \sum_v H_v l_v = I_n} \quad (41)$$

Τὸ σχῆμα 8.2ζ δείχνει ἓνα πηνίο μέ n σπείρες διαρρέομενο ἀπὸ ρεύμα I καὶ μερικὲς δυναμικὲς γραμμὲς τοῦ πεδίου, ποὺ δημιουργεῖ. Παρατηροῦμε ὅτι κάθε



Σχ. 8.2ζ.

δυναμική γραμμή περνά μέσα από κάθε σπείρα, δηλαδή κάθε σπείρα είναι συνδεδεμένη με μία δυναμική γραμμή, όπως οι κρίκοι μιας αλυσίδας. Έπειδή τώρα από κάθε σπείρα περνά ρεύμα I , ή δυναμική γραμμή περικλείει IN ρεύματα της ίδιας φοράς. Στο σχήμα 8.2ζ π.χ., τα n ρεύματα περνούν τη δυναμική γραμμή από κάτω προς τα πάνω. Τό γινόμενο IN είναι δηλαδή τό όλικό ρεύμα, με τό όποιο είναι αλληλοδεμένη ή δυναμική γραμμή.

Άρα ή σχέση (41) μάς λέει ότι **τό άθροισμα τών μαγνητικών τάσεων κατά μήκος μιās κλειστής δυναμικής γραμμής, είναι ίσο μέ τό άθροισμα τών ρευμάτων, τά όποια περικλείει ή δυναμική γραμμή καί μέ τά όποια είναι αλληλοδεμένη όπως οι κρίκοι μιās αλυσίδας.** Ό κανόνας αυτός ονομάζεται **θεώρημα του Ampère** ή **νόμος του διαρρεύματος** καί διατυπώνεται γενικά από τη σχέση:

$$\sum_v H_v l_v = \sum_\mu I_\mu = \Theta \quad (42)$$

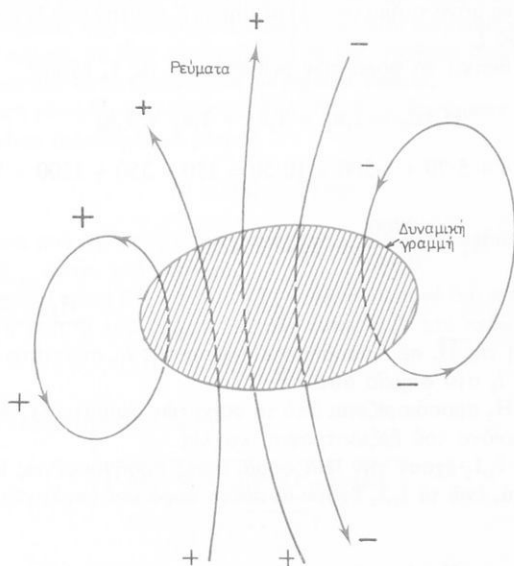
Στόν τύπο (42) τό άθροισμα τών ρευμάτων είναι άλγεβρικό. Για νά τό υπολογίσουμε, θεωρούμε όλα τά ρεύματα πού περικλείει ή δυναμική γραμμή θετικά πρός μία κατεύθυνση καί τά άθροίζουμε καί άρνητικά πρός τήν αντίθετη καί τά άφαιρούμε (σχ. 8.2η).

Αν σχηματίσουμε τό άθροισμα τών μαγνητικών τάσεων όχι κατά μήκος μιās κλειστής δυναμικής γραμμής, άλλα οποιασδήποτε άλλης κλειστής διαδρομής μέσα στό μαγνητικό πεδίο, τό άθροισμα αυτό θά είναι πάλι ίσο μέ τό άθροισμα τών ρευμάτων, πού περικλείει ή διαδρομή. Αν ή διαδρομή δέν περικλείει ρεύματα, τό άθροισμα τών μαγνητικών τάσεων θά είναι ίσο μέ μηδέν.

Άριθμητικό παράδειγμα.

Τό σιδερένιο δακτυλίδι του σχήματος 8.2γ έχει έσωτερική διάμετρο $d_1 = 200$ mm, έξωτερική $d_2 = 400$ mm καί φέρει 4 πηνία (τυλίγματα), 1 ως 4, μέ:

$$\begin{aligned} n_1 &= 14 \text{ σπείρες} & \text{καί } I_1 &= 25 \text{ A} \\ n_2 &= 70 \text{ σπείρες} & \text{καί } I_2 &= 5 \text{ A} \\ n_3 &= 200 \text{ σπείρες} & \text{καί } I_3 &= 6 \text{ A} \\ n_4 &= 50 \text{ σπείρες} & \text{καί } I_4 &= 10 \text{ A} \end{aligned}$$



Σχ. 8.2η.

Νά υπολογισθεῖ ἡ ἔνταση τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου $\vec{H}$ στό μέσο τοῦ δακτυλιδιοῦ, ἂν ἡ φορά τοῦ ρεύματος:

α) εἶναι ἴδια καί στά 4 πηνία,

β) εἶναι ἴδια, ὅπως προηγουμένως, στά πηνία 1,2 καί ἀντίθετη στά πηνία 3,4.

Λύση.

Μία δυναμική γραμμή στό μέσο τοῦ δακτυλιδιοῦ ἔχει μήκος:

$$l_1 = \pi d_3 = \pi \left(d_1 + \frac{d_2 - d_1}{2} \right)$$

καί περικλείει τά ρεύματα:

$$I_1 n_1, \quad I_2 n_2, \quad I_3 n_3, \quad I_4 n_4$$

Ἐφαρμόζομε τόν τύπο (42) τοῦ διαρρέματος:

$$\sum_v H_v l_v = \sum_{\mu} I_{\mu} = \Theta$$

Έδω έχουμε ένα μόνο τμήμα ($v = 1$) με μήκος l_1 και την ίδια ένταση I_1 σε όλα τα σημεία του l_1 .

α) Θεωρώντας θετική τη φορά των ρευμάτων I_1 ως I_4 έχουμε:

$$H_1 \pi d_3 = I_1 n_1 + I_2 n_2 + I_3 n_3 + I_4 n_4$$

$$H_1 \pi \cdot 0,3 = 25 \cdot 14 + 5 \cdot 70 + 6 \cdot 200 + 10 \cdot 50 = 350 + 350 + 1200 + 500 = 2400$$

$$H_1 = \frac{2400}{0,942} = 2547,8 \text{ A/m}$$

$$H_1 = 2547,8 \text{ A/m}$$

Η διεύθυνση της $\vec{H}$, σε οποιοδήποτε σημείο της l_1 , συμπίπτει με την εφαπτομένη της l_1 στο σημείο αυτό.

Η φορά της H_1 προσδιορίζεται από τη φορά των ρευμάτων I_1 ως I_4 , σύμφωνα με τον κανόνα του δεξιόστροφου κοχλία.

β) Τα ρεύματα I_1, I_2 έχουν την ίδια φορά, όπως προηγουμένως και υπολογίζονται θετικά, ενώ τα I_3, I_4 έχουν αντίθετη φορά και υπολογίζονται αρνητικά:

$$H_1 \pi d_3 = I_1 n_1 + I_2 n_2 - I_3 n_3 - I_4 n_4$$

$$\eta \ H_1 \pi \cdot 0,3 = 25 \cdot 14 + 5 \cdot 70 - 6 \cdot 200 - 10 \cdot 50 = 350 + 350 - 1200 - 500 = 700 - 1700 = -1000$$

$$H_1 = -\frac{1000}{0,942} = -1061,6 \text{ A/m}$$

$$H_1 = 1061,6 \text{ A/m}$$

Το αρνητικό αλγεβρικό σημείο της H_1 σημαίνει ότι η φορά της έντάσεως του μαγνητικού πεδίου $\vec{H}$ στο εσωτερικό του πηνίου προσδιορίζεται από τη φορά των ρευμάτων I_3 και I_4 , που υπερισχύουν στα ρεύματα I_1 και I_2 .

η) Μαγνητική ροπή.

Όπως είδαμε στα προηγούμενα, σε μία μαγνητική βελόνη και γενικά σε ένα μακρόστενο μαγνήτη ασκείται μέσα σε ένα μαγνητικό πεδίο **μηχανική ροπή**, που τον αναγκάζει να στραφεί και να προσανατολισθεί στη διεύθυνση του πεδίου.

Όπως ξέρομε, οι δύο πόλοι ενός μαγνήτη εμφανίζονται πάντοτε κατά ζεύγη και δεν μπορούν να διαχωρισθούν. Αν όμως η δράση του ενός είναι πρακτικά ανεξάρτητη από τη δράση του άλλου πόλου, όπως π.χ. συμβαίνει σε ένα πολύ λεπτό και μακρύ μαγνήτη, μπορούμε να υποθέσουμε ότι έχουμε δύο ανεξάρτητους πόλους με μαγνητική ροή Φ ο καθένας, επάνω στους οποίους ασκούνται από το πεδίο δύο αντίθετες δυνάμεις $\vec{F}$ (σχ. 8.2θ).

Αν υποθέσουμε ακόμα ότι η μαγνητική ροή Φ κάθε πόλου είναι συγκεντρωμένη σε ένα σημείο, π.χ. στο άκρο του μαγνήτη, τότε παίρνουμε δύο **σημειακούς μαγνητικούς πόλους** με ίδια σταθερή ροή Φ και σταθερή απόσταση l μεταξύ τους. Το σύστημα αυτό ονομάζεται **μαγνητικό δίπολο**.

Η μηχανική ροπή $\vec{M}$, που ασκείται από το ζεύγος δυνάμεων $\vec{F}$ στο μαγνητικό δίπολο, είναι διάνυσμα με μέτρο:

$$M = Fd = F/l\mu\theta \quad (41)$$

όπου θ ή γωνία που σχηματίζει η ένταση του μαγνητικού πεδίου H με τη διεύθυνση βορρά - νότου του διπόλου.

Αποδεικνύεται τώρα ότι η δύναμη F , που ασκείται σε ένα πόλο, είναι ίση με τη μαγνητική ροή Φ του πόλου επί την ένταση H του πεδίου:

$$F = \Phi H \quad (42)$$

Η σχέση (42) στην (41) δίνει:

$$M = \Phi/H\mu\theta = P_m H\mu\theta \quad (43)$$

όπου

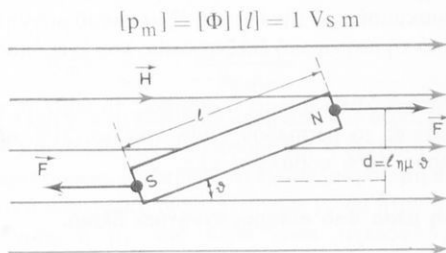
$$P_m = \Phi/ \quad (44)$$

Το γινόμενο της μαγνητικής ροής Φ ενός πόλου επί την απόσταση l των δύο πόλων είναι το μέτρο p_m ενός διανύσματος $\vec{p}_m$, που ονομάζεται **μαγνητική ροπή του διπόλου**.

Το διάνυσμα $\vec{p}_m$ έχει διεύθυνση την ευθεία, που ενώνει τους δύο σημειακούς πόλους και φορά από το νότιο προς το βόρειο πόλο του διπόλου.

Η μηχανική ροπή $\vec{M}$ έχει διεύθυνση κάθετη στο επίπεδο των $\vec{p}_m$ και $\vec{B}$ και η φορά της προκύπτει σύμφωνα με τον κανόνα του δεξιόστροφου κοχλία, όταν περιστρέψουμε το διάνυσμα $\vec{p}_m$ στην κατεύθυνση της $\vec{B}$ από το συντομότερο δρόμο (σχ. 8.2θ).

Από τον τύπο (44) προκύπτει η μονάδα της μαγνητικής ροπής του διπόλου:



Σχ. 8.2θ.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΝΑΤΟ

ΜΑΓΝΗΤΙΚΑ ΥΛΙΚΑ — ΜΑΓΝΗΤΙΚΑ ΚΥΚΛΩΜΑΤΑ

Στό κεφάλαιο αυτό θα εξετάσουμε τη συμπεριφορά των υλικών στο μαγνητισμό και ιδιαίτερα των σιδηρομαγνητικών υλικών, που παρουσιάζουν το μεγαλύτερο ενδιαφέρον στην ηλεκτροτεχνία. Τέτοια υλικά είναι ο σίδηρος, το κοβάλτιο, το νικέλιο και διάφορα κράματα. Στο ίδιο κεφάλαιο, θα μελετήσουμε τη δημιουργία μαγνητικών κυκλωμάτων, θα διατυπώσουμε τα προβλήματα που παρουσιάζουν και θα αναφέρουμε τις μεθόδους που χρησιμοποιούνται για την επίλυσή τους.

9.1 Διαμαγνητικά, παραμαγνητικά και σιδηρομαγνητικά υλικά.

Ανάλογα με τη μαγνητική συμπεριφορά τους, διακρίνουμε τα υλικά σε 3 μεγάλες κατηγορίες: σε διαμαγνητικά, παραμαγνητικά και σιδηρομαγνητικά υλικά.

— Τα **διαμαγνητικά υλικά** έχουν μαγνητική διαπερατότητα μ_r ελάχιστα μικρότερη από 1, ανεξάρτητη από μεταβολές της θερμοκρασίας και από την επίδραση εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Τέτοια υλικά είναι ο χαλκός, ο άργυρος, ο μόλυβδος, το νερό κλπ.

— Τα **παραμαγνητικά υλικά** έχουν μαγνητική διαπερατότητα μ_r ελάχιστα μεγαλύτερη από 1 και ανεξάρτητη από την επίδραση εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Αύξηση της θερμοκρασίας προκαλεί μείωση της μαγνητικής διαπερατότητάς τους. Τέτοια υλικά είναι το άλουμίνιο, το βολφράμιο, το μαγνήσιο κ.ά.

— Τα **σιδηρομαγνητικά υλικά** έχουν μαγνητική διαπερατότητα μ_r πολύ μεγαλύτερη, από 1 μέχρι και 100.000. Η μαγνητική τους διαπερατότητα μεταβάλλεται με τη θερμοκρασία, με την ένταση εξωτερικού μαγνητικού πεδίου και εξαρτάται επίσης από τη μαγνητική επεξεργασία, που έχει υποστεί προηγουμένως το υλικό.

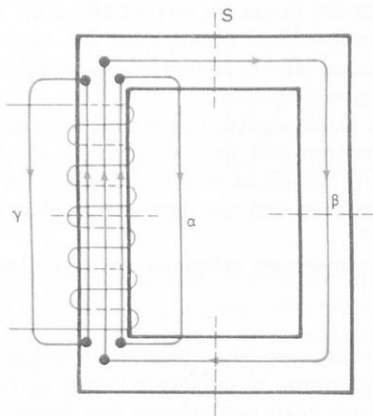
Στα σιδηρομαγνητικά υλικά ανήκει ο σίδηρος, το νικέλιο, το κοβάλτιο και διάφορα κράματα, όπως το permalloy (79% νικέλιο, 21% σίδηρος), το permendur (50% σίδηρος, 50% κοβάλτιο) κλπ.

9.2 Μαγνητική ροή μέσα από σιδηρομαγνητικά υλικά.

Παίρνομε ένα πλαίσιο από σιδηρομαγνητικό υλικό, όπως αυτό που χρησι-

μποιείται π.χ. σέ ένα μετασχηματιστή (σχ. 9.2).

Στό ένα σκέλος τοῦ πλαισίου τοποθετοῦμε ένα πηνίο καί ἀφήνομε νά περάσει ἀπό αὐτό συνεχές ρεύμα, ἐντάσεως I . Ἀποτέλεσμα τῆς ροῆς τοῦ ρεύματος εἶναι ἡ δημιουργία μαγνητικῆς ροῆς Φ στό πηνίο. Μᾶς ἐνδιαφέρει νά διαπιστώσουμε πού κατευθύνεται ἡ μαγνητική ροή καί πῶς κλείνουν οἱ μαγνητικές γραμμές.



Σχ. 9.2.

Οἱ διαδρομές πού μπορεῖ νά ἀκολουθήσει ἡ μαγνητική ροή εἶναι τρεῖς: οἱ α καί γ , πού περνοῦν κατὰ μεγάλο μέρος μέσα ἀπό τόν ἀέρα καί ἡ β πού περνᾷ ἀποκλειστικά μέσα ἀπό τό σιδηρομαγνητικό ὕλικό.

Γιά νά προσδιορίσουμε τή διαδρομή ἢ τίς διαδρομές πού θά ἀκολουθηθοῦν, πρέπει νά ἐκτιμήσουμε τή μαγνητική ἀντίσταση πού παρουσιάζουν οἱ τρεῖς διαδρομές στή διέλευση τῶν μαγνητικῶν γραμμῶν. Σέ αὐτό μᾶς βοηθᾷ ὁ τύπος (16) τοῦ προηγούμενου κεφαλαίου, πού δίνει τή μαγνητική ἀντίσταση μιᾶς διαδρομῆς:

$$R_m = \frac{l}{S\mu} = \frac{l}{S\mu_0\mu_r} \quad (1)$$

Οἱ διαδρομές α καί γ , πού κλείνουν μέσα ἀπό τόν ἀέρα, ἔχουν μικρότερο μήκος l ἀπό τή β . Ἐπομένως, ἂν ὑποθέσουμε ὅτι ἡ διατομή S εἶναι περίπου ἴδια καί στίς τρεῖς περιπτώσεις, θά ἔπρεπε νά ἔχουν μικρότερη ἀντίσταση ἀπό τή β , ἐφ' ὅσον ἡ σχετική μαγνητική διαπερατότητα μ_r θά ἦταν ἡ ἴδια στὸν ἀέρα καί στό σίδηρο. Ὅμως ἡ μ_r τοῦ ἀέρα εἶναι σχεδόν 1, ἐνῶ ἡ μ_r τῶν σιδηρομαγνητικῶν ὑλικῶν εἶναι πάρα πολύ μεγάλη. Σέ εἰδικά κράματα σιδή-

ρου και νικελίου, όπως το permalloy ή μ_r φθάνει τιμές μέχρι 100.000. Έτσι, η αντίσταση της διαδρομής μέσα από το πλαίσιο είναι κατά πολύ μικρότερη από τις αντιστάσεις των διαδρομών μέσα από τον αέρα, και αυτή τη διαδρομή ακολουθεί βασικά η μαγνητική ροή.

Βέβαια, οι διαδρομές α , β , και γ είναι παράλληλες μεταξύ τους και όπως στην περίπτωση παραλλήλων αντιστάσεων σε κυκλώματα ηλεκτρικού ρεύματος, περνά και από αυτές ένα τμήμα της μαγνητικής ροής. Το τμήμα όμως αυτό είναι πολύ μικρό συγκριτικά με τη ροή μέσα από το πλαίσιο. Και γίνεται μικρότερο, όσο μεγαλύτερη είναι η μαγνητική διαπερατότητα του σιδηρομαγνητικού υλικού, που χρησιμοποιείται.

Με σιδηρομαγνητικά υλικά μεγάλης μαγνητικής διαπερατότητας, μπορούμε να διοχετεύσουμε τη μαγνητική ροή, όπως διοχετεύουμε το ηλεκτρικό ρεύμα μέσα από αγωγούς. Τη ροή, που περνά μέσα από το υλικό ονομάζουμε **κύρια ροή**, ενώ τη ροή που κλείνει μέσα από τον αέρα **ροή σκεδάσεως**.

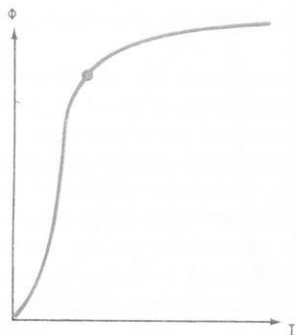
9.3 Μαγνήτιση και απομαγνήτιση σιδηρομαγνητικών υλικών.

α) Μαγνήτιση υλικών.

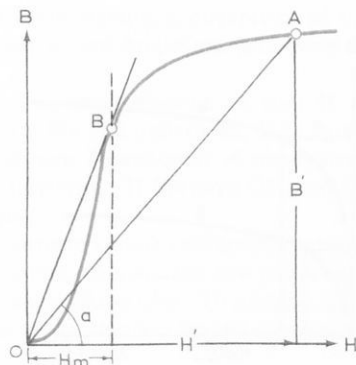
Έξ αιτίας της ικανότητάς τους να επιτρέπουν τη διέλευση της μαγνητικής ροής με πολύ μικρή αντίσταση, τα σιδηρομαγνητικά υλικά μάς ενδιαφέρουν στά μαγνητικά κυκλώματα πολύ περισσότερο από οποιαδήποτε άλλα υλικά. Τīs μαγνητικές ιδιότητες ενός σιδηρομαγνητικού υλικού μπορούμε να μελετήσουμε με ένα δακτυλίδι από το υλικό, όμοιο με αυτό που γνωρίσαμε στην παράγραφο 8.2, γύρω από το οποίο έχουμε τυλίξει ένα πηνίο (σχ. 8.2γ).

Από το πηνίο αφήνουμε να περάσει συνεχές ρεύμα, ξεκινώντας από την τιμή $I = 0$ και προχωρώντας διαδοχικά προς μεγαλύτερες εντάσεις. Σε κάθε ένταση I μετράμε τη μαγνητική ροή Φ , που δημιουργείται. Τīs αντίστοιχες τιμές I και Φ τοποθετούμε σε ένα σύστημα ορθογωνίων συντεταγμένων, με τετμημένη τό I και τεταγμένη τό Φ . Ένώνοντας κατόπιν τά διαδοχικά σημεία, παίρνουμε μία καμπύλη, που απεικονίζει τη συνάρτηση $\Phi = f(I)$ και έχει τη μορφή που δείχνει το σχήμα 9.3α. Η καμπύλη αυτή ονομάζεται **καμπύλη μαγνητίσεως** του σιδηρομαγνητικού υλικού ή, με πιο μεγάλη ακρίβεια, όπως θα δούμε πιο κάτω, **παρθενική καμπύλη μαγνητίσεως** του υλικού αυτού.

Στήν καμπύλη μαγνητίσεως παρατηρούμε, ότι η μαγνητική ροή Φ δεν αυξάνεται ανάλογα με τό ρεύμα I . Στήν αρχή αυξάνεται άργά, κατόπιν άποτομα, ύστερα πάλι άργά και τέλος, γιά μεγάλες τιμές I , ή αύξηση είναι ελάχιστη. Τήν τελευταία αυτή κατάσταση, στήν όποία φθάνει τό σιδηρομαγνητικό υλικό, όνομάζουμε **μαγνητικό κόρο**, γιατί τό υλικό συμπεριφέρεται σάν να μπορεί να περιλάβει όρισμένο μόνο αριθμό μαγνητικών γραμμών και, άφου τόν φθάσει, αύξηση του ρεύματος δεν προκαλεί πιά ούσιαστική αύξηση της μαγνητικής ροής.



Σχ. 9.3α.



Σχ. 9.3β.

Επειδή η μαγνητική ροή Φ είναι ανάλογη της μαγνητικής επαγωγής B [τύπος (3.6) της 8.2] και η ένταση του ρεύματος I είναι ανάλογη της εντάσεως του μαγνητικού πεδίου H [τύπος (39) της 8.2], η καμπύλη $\Phi = f(I)$ δίνει με άλλη κλίμακα τη συνάρτηση $B = f(H)$ (σχ. 9.3β).

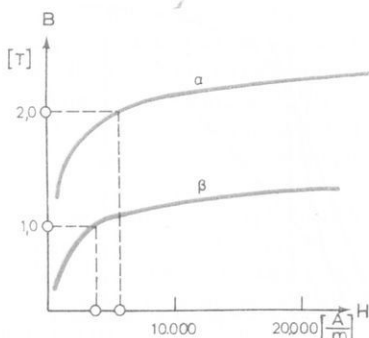
Από την καμπύλη αυτή γίνεται φανερό ότι η μαγνητική διαπερατότητα μ δεν είναι σταθερή, αλλά εξαρτάται από την ένταση H του πεδίου. Για ορισμένο H' παίρνουμε τό μ από την κλίση της ευθείας OA , ή όποια συνδέει την αρχή των συντεταγμένων O με τό σημείο A της καμπύλης, που αντιστοιχεί στην ένταση H' .

$$\mu_{ga} = \frac{B'}{H'} = \mu_r \quad (1)$$

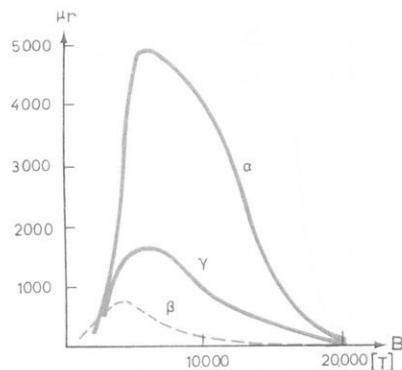
Η μεγαλύτερη διαπερατότητα μ_r παρουσιάζεται για $H = H_m$ στο σημείο B , όπου η κλίση της OA είναι μέγιστη, ενώ για μικρότερες και μεγαλύτερες εντάσεις πεδίου H από την H_m , η μ_r μειώνεται απότομα. Είναι αξιοσημείωτο ότι για μεγάλες εντάσεις H ή μ_r είναι σχεδόν 1, γεγονός που σημαίνει ότι ισχυρά μαγνητισμένο σιδηρομαγνητικό υλικό, δεν διαφέρει στη συμπεριφορά του πολύ από τό κενό ή τόν αέρα.

Τά διάφορα κράματα σιδήρου έχουν διαφορετικές καμπύλες μαγνητίσεως. Ιδιαίτερη σημασία στη διαμόρφωση της καμπύλης έχει η περιεκτικότητα σε άνθρακα του κράματος. Στο σχήμα 9.3γ η καμπύλη α είναι για ελάσματα δυναμό και χυτοχάλυβα, ή β για χυτοσίδηρο. Τό σχήμα 9.3δ δείχνει τη μεταβολή του μ_r σε δύο διαφορετικά είδη χυτοχάλυβα (καμπύλες α , γ) και σε χυτοσίδηρο (καμπύλη β). Σε ειδικά κράματα, όπως στο permalloy, ή αρχική σχετική μαγνητική διαπερατότητα μ_r είναι περίπου 1200, ενώ η μέγιστη μ_r φθάνει τιμές 80.000 - 100.000.

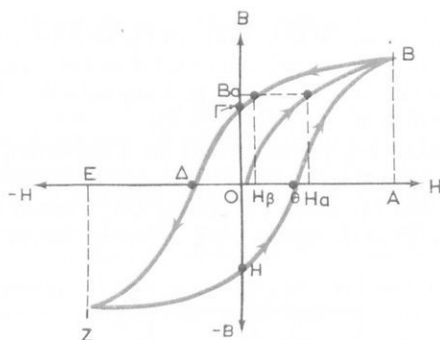




Σχ. 9.3γ.



Σχ. 9.3δ.



Σχ. 9.3ε.

Στό χυτοσίδηρο, η μέγιστη μ_r δέν φθάνει περισσότερο από 200 ως 250.

β) 'Απομαγνήτιση υλικών — Βρόχος ύστερήσεως.

Ἐς ὑποθέσουμε ὅτι ἀπὸ κάποιο σημεῖο τῆς παρθενικῆς καμπύλης μαγνητίσεως (στό ὁποῖο ἔχομε φθάσει αὐξάνοντας τὴν ἔνταση τοῦ πεδίου H), π.χ. ἀπὸ τὸ σημεῖο B , ἀρχίζομε νὰ ἐλαττώνομε τὴν ἔνταση τοῦ πεδίου H , ἐλαττώνοντας τὴν ἔνταση τοῦ ρεύματος I τοῦ πηνίου (σχ. 9.3ε). Θὰ παρατηρήσουμε ὅτι μειώνεται ἡ μαγνητικὴ ἐπαγωγὴ B , δηλαδή ὁ σίδηρος ἀρχίζει νὰ **ἀπομαγνητίζεται**. Κατὰ τὴν ἀπομαγνήτιση ὁμως αὐτὴ, διαπιστώνομε ὅτι δέν ἀκολουθεῖται πιά ἡ καμπύλη OB ἀλλὰ μία νέα καμπύλη ΓB , στὴν ὁποία οἱ τιμές ἐπαγωγῆς B εἶναι ὑψηλότερες ἀπὸ τὶς ἀντίστοιχες τῆς καμπύλης OB γιὰ τὶς ἴδιες ἐντάσεις H . Μὲ ἄλλα λόγια, τὸ σιδηρομαγνητικὸ ὑλικὸ ἀποκτᾷ μία ὀρισμένη τιμὴ ἐπαγωγῆς B_α τῆς καμπύλης OB , ὅχι στὴν ἀντίστοιχη ἔνταση H_α τῆς καμπύλης OB , ἀλλὰ μὲ καθυστέρηση σὲ μία τιμὴ H_β , πού εἶναι μικρότερη ἀπὸ τὴν H_α . Οἱ

τιμές επαγωγής B μένουν πίσω κατά την απομαγνήτιση, συγκριτικά με τις τιμές της παρθενικής καμπύλης. Τό φαινόμενο αυτό ονομάζεται **μαγνητική υστέρηση**.

Αποτέλεσμα της υστέρησης είναι ότι, όταν φθάσουμε σε τιμή $H = 0$, δηλαδή για $I = 0$, η μαγνητική επαγωγή B δεν έχει μηδενισθεί, αλλά έχει όρισμένη τιμή ΟΓ. Αυτό σημαίνει ότι ο σίδηρος εξακολουθεί να παραμένει μαγνητισμένος, δηλαδή έχει γίνει μόνιμος μαγνήτης. Η επαγωγή ΟΓ, που παραμένει, ονομάζεται **παραμένων μαγνητισμός**.

Τοποθετώντας σε ένα πηνίο ένα άμαγνήτιστο κομμάτι σιδηρομαγνητικού υλικού και κατόπιν κλείνοντας και ανοίγοντας το κύκλωμα του ρεύματος του πηνίου, μπορούμε να μαγνητίσουμε μόνιμα το υλικό αυτό. Τό μέγεθος του μαγνητισμού, που παραμένει, αποτελεί μέτρο για τό πόσο ισχυρά μαγνητίσθηκε τό υλικό.

Γιά να απομαγνητίσουμε έντελως τό υλικό, έξουδετερώνοντας τό μαγνητισμό που παραμένει σε αυτό, πρέπει να αλλάξουμε τή φορά του πεδίου H , δηλαδή να διοχετεύσουμε ρεύμα στο πηνίο σε **αντίθετη φορά**. Παρατηρούμε τότε ότι ή B εξακολουθεί να μειώνεται, σύμφωνα με τήν καμπύλη ΓΔ και ότι μηδενίζεται για όρισμένη τιμή του πεδίου ΟΔ. Τήν τιμή αυτή της έντάσεως H ονομάζουμε **συνεκτική δύναμη** του σιδηρομαγνητικού υλικού. Τό μέγεθος της συνεκτικής δυνάμεως αποτελεί μέτρο της ικανότητας του υλικού να διατηρεί τό μαγνητισμό του. Όσο πιο μεγάλη είναι ή συνεκτική δύναμη, τόσο πιο δύσκολα απομαγνητίζεται τό υλικό, δηλαδή τόσο πιο μεγάλη είναι ή ένταση του πεδίου, που πρέπει να εφαρμοσθεί για τήν απομαγνήτισή του.

Αν εξακολουθήσουμε να αλλάζουμε τήν ένταση του πεδίου σε αντίθετη φορά, παρατηρούμε ότι αυξάνει ή B σε αντίθετη φορά, δηλαδή τό υλικό μαγνητίζεται πάλι, αλλά οί μαγνητικές γραμμές έχουν αντίθετη φορά από πρίν. Στην τιμή του πεδίου $H = OE = OA$ παρατηρούμε ότι $B = EZ = AB$.

Έλαττώνοντας τώρα πάλι τήν ένταση H , με σταδιακή μείωση του ρεύματος I , παρατηρούμε ότι ή B διαγράφει τήν καμπύλη ΖΗ και ότι σε ένταση $H = 0$ τό υλικό παρουσιάζει όρισμένη επαγωγή ΟΗ, όπου $OH = OG$, δηλαδή τό μαγνητισμό που παραμένει, όπως τό συναντήσαμε προηγουμένως, αλλά με αντίθετη φορά.

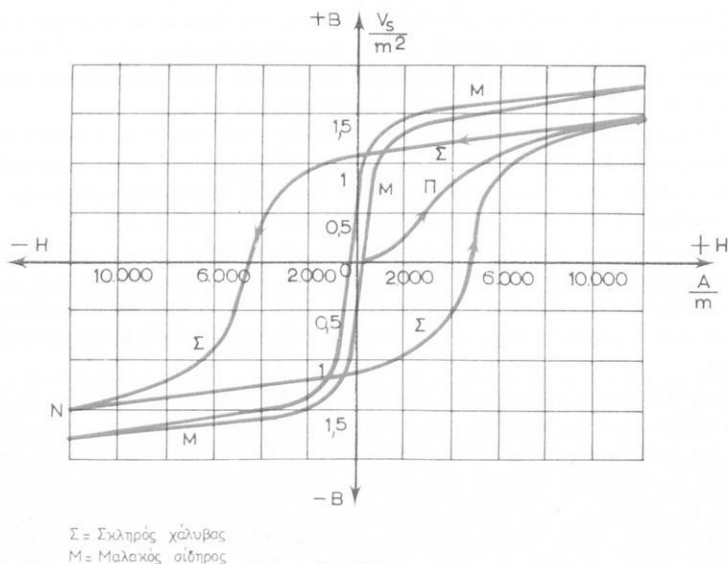
Γιά να απομαγνητίσουμε πάλι έντελως τό υλικό, πρέπει να αλλάξουμε τή φορά του πεδίου H , διοχετεύοντας στο πηνίο ρεύμα στην αρχική φορά. Η B μειώνεται και, για ένταση πεδίου ΟΘ, μηδενίζεται. Η ΟΘ είναι ίση με τήν ΟΔ, δηλαδή με τή συνεκτική δύναμη του υλικού. Συνεχίζοντας τήν αύξηση της έντάσεως H , φθάνομε για $H = OA$ στο σημείο Β, από τό όποιο ξεκινήσαμε τήν απομαγνήτιση. Έτσι, συμπληρώνεται μία κλειστή διαδρομή ΒΓΔΖΗΘΒ. Τήν κλειστή αυτή καμπύλη, που σχηματίζεται στο επίπεδο $B - H$, κατά τή διαδοχική μαγνήτιση και απομαγνήτιση ενός σιδηρομαγνητικού, ονομάζουμε **βρόχο υστέρησης**.

Αν επαναλάβομε άκριβώς τή διαδικασία που περιγράψαμε, θά σχηματίσουμε

πάλι τόν προηγούμενο βρόχο ύστερήσεως, χωρίς νά περάσουμε από τήν ἀρχική καμπύλη μαγνητίσεως OB. Γι' αὐτό, ἡ καμπύλη μαγνητίσεως OB, πού σχηματίζεται κατά τήν ἀρχική μαγνήτιση ἑνός ἀμαγνήτιστου ὑλικοῦ, ὀνομάζεται **παρθενική καμπύλη μαγνητίσεως**.

Τήν παρθενική καμπύλη μαγνητίσεως μπορούμε νά ξαναπάρουμε, ἂν διακόψουμε τή διαδικασία στά σημεία Δ ἢ Θ, στά ὁποῖα τὸ ὑλικό ἔχει ἀπομαγνητισθεῖ ἐντελῶς καί ξεκινήσουμε τή μαγνήτιση ἀπό τήν ἀρχή. Ἐπίσης, μπορούμε νά φθάσουμε διαδοχικά στό ἀρχικό σημείο O μέ **κυκλική μαγνήτιση - ἀπομαγνήτιση**, ἂν μειώνουμε βαθμιαία τίς ἐντάσεις τοῦ πεδίου OA καί OE, ἔως ὅτου μηδενισθοῦν. Σέ μικρότερες τιμές OA (OE) ἀντιστοιχοῦν μικρότερες τιμές AB (EZ) καί ἔτσι σχηματίζονται διαδοχικά μικρότεροι βρόχοι ύστερήσεως, ὥσπου ὁ βρόχος ταυτίζεται μέ τὸ σημείο O. Ἡ κυκλική αὐτή μαγνήτιση - ἀπομαγνήτιση μπορεῖ νά πραγματοποιηθεῖ μέ ἐναλλασσόμενο ρεῦμα, στό ὁποῖο μειώνεται σταδιακά τὸ πλάτος.

Ἀπό ὅσα περιγράψαμε γίνεται φανερό ὅτι σέ ὁρισμένη τιμή τῆς ἐντάσεως H τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου δέν ἀντιστοιχεῖ πάντοτε ἡ ἴδια τιμή B, ἀλλά, ἀνάλογα μέ τήν προῖστορία τοῦ ὑλικοῦ πού ἐξετάζουμε, προκύπτει καί διαφορετική τιμή. Αὐτό σημαίνει ὅτι ἀνάλογα προκύπτουν καί διαφορετικές τιμές τῆς μαγνητικής διαπερατότητας μ , ἐφ' ὅσον $\mu = B/H$.



Σχ. 9.3στ.

Ἡ μορφή τοῦ βρόχου ύστερήσεως ἐξαρτᾶται ἀπό τὸ εἶδος τοῦ σιδηρομαγνητικοῦ ὑλικοῦ καί εἶναι χαρακτηριστική γιά κάθε ὑλικό. Ὁ σκληρός χάλυβας παρουσιάζει πλατὺ βρόχο μέ μεγάλο παραμένοντα μαγνητισμό καί μεγάλη

συνεκτική δύναμη. Αντίθετα, ο μαλακός σίδηρος παρουσιάζει στενό βρόχο, μικρό παραμένοντα μαγνητισμό και μικρή συνεκτική δύναμη (σχ. 9.3στ). Από αυτό, γίνεται φανερό ότι ο σκληρός χάλυβας είναι κατάλληλος για τη δημιουργία μονίμων μαγνητών με μαγνήτιση, ενώ ο μαλακός σίδηρος είναι ακατάλληλος, γιατί και μικρή μαγνήτιση επιτυγχάνουμε με αυτόν και πολύ εύκολα χάνει το μαγνητισμό του.

Αντίθετα, ο μαλακός σίδηρος είναι απαραίτητος σε μαγνητικά κυκλώματα, που εργάζονται με εναλλασσόμενο ρεύμα, π.χ. σε μετασχηματιστές, σε κινητήρες και γεννήτριες εναλλασσόμενου ρεύματος κλπ. στα όποια αναγκαστικά έχουμε συνεχή μαγνήτιση και απομαγνήτιση του υλικού. Η μαγνήτιση και απομαγνήτιση δημιουργεί απώλειες ενέργειας, τις *απώλειες ύστερήσεως*, που πρέπει να καλύπτει η πηγή τροφοδοτήσεως. Οι απώλειες ύστερήσεως, που εμφανίζονται σαν απώλειες τριβής και προκαλούν θέρμανση του υλικού, αποδεικνύεται ότι είναι ανάλογες του εμβαδού του βρόχου ύστερήσεως. Έτσι, μαλακά μαγνητικά υλικά με στενό βρόχο ύστερήσεως έχουν μικρές απώλειες ύστερήσεως και είναι κατάλληλα για λειτουργία σε μεταβαλλόμενα μαγνητικά πεδία.

Στά μαλακά μαγνητικά υλικά, επειδή ο βρόχος ύστερήσεως είναι στενός, μπορούμε στην πράξη να θεωρήσουμε ότι ο βρόχος αυτός ταυτίζεται με την παρθενική καμπύλη μαγνήτισεως του υλικού. Έτσι, για κάθε ένταση H του πεδίου έχουμε μία μόνο τιμή μαγνητικής επαγωγής B . Την παρθενική καμπύλη μαγνήτισεως ονομάζουμε, στην περίπτωση αυτή, απλά *καμπύλη μαγνήτισεως* του υλικού.

9.4 Έρμηνεία του μαγνητισμού.

Η μαγνητική συμπεριφορά των υλικών εξηγείται σύντομα ως εξής:

Κάθε άτομο οποιουδήποτε υλικού περιλαμβάνει, όπως ξέρομε, ηλεκτρόνια, που περιστρέφονται γύρω από τον πυρήνα του ατόμου και γύρω από τον άξονά τους. Οι κινήσεις αυτές των ηλεκτρονίων ισοδυναμούν με στοιχειώδη ηλεκτρικά ρεύματα, που δημιουργούν στοιχειώδη μαγνητικά πεδία. Έτσι, κάθε ηλεκτρόνιο παρουσιάζει όρισμένη μαγνητική ροπή $\vec{p}_m$, εξ αιτίας της περιστροφής του γύρω από τον πυρήνα του ατόμου και όρισμένη μαγνητική ροπή p_m^* , εξ αιτίας της περιστροφής γύρω από τον άξονά του. Με διανυσματική πρόσθεση των μαγνητικών ροπών των ηλεκτρονίων ενός ατόμου, προκύπτει η *ολική μαγνητική ροπή του ατόμου*.

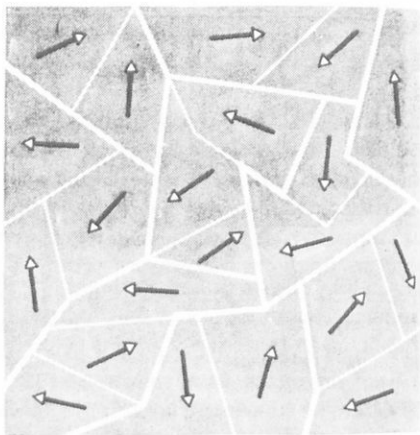
Στά *διαμαγνητικά υλικά*, οι μαγνητικές ροπές των *ηλεκτρονίων* κάθε ατόμου αλληλοαναιρούνται, λόγω της δομής των ατόμων. Η ολική μαγνητική ροπή κάθε ατόμου ξεχωριστά, όπως βέβαια και του υλικού ολοκλήρου, μηδενίζεται, όταν το υλικό βρίσκεται έξω από την επίδραση μαγνητικού πεδίου. Κάτω από την επίδραση μαγνητικού πεδίου, εμφανίζεται στα άτομα μικρή μαγνητική ροπή, *αντίθετη* από τη διεύθυνση του εξωτερικού πεδίου. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα τη μείωση κάπως της μαγνητικής ροής του εξωτερικού πεδίου, που περνά

από το υλικό και την εμφάνιση μαγνητικής διαπερατότητας, *ελάχιστα* μικρότερης από τη μονάδα.

Στά *παραμαγνητικά υλικά*, κάθε *άτομο*, από τη δομή του, παρουσιάζει *ορισμένη* μαγνητική ροπή, ακόμα και όταν βρίσκεται *έξω* από την επίδραση μαγνητικού πεδίου. Κάθε άτομο συμπεριφέρεται σαν ένας στοιχειώδης μαγνήτης. Οί μαγνητικές ροπές όμως των ατόμων, είναι *τυχαία* προσανατολισμένες και *άλληλοαναιρούνται*, με αποτέλεσμα το υλικό να μη παρουσιάζει μαγνήτιση.

Όταν εφαρμοσθεί *έξωτερικό* μαγνητικό πεδίο, *οί* μαγνητικές ροπές των ατόμων *προσανατολίζονται* κάπως προς τη διεύθυνση του *έξωτερικού* πεδίου. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να *ένισχύσουν* λίγο με τη ροή τους την *έξωτερική* μαγνητική ροή και να *εμφανισθεί* το υλικό με *μαγνητική διαπερατότητα*, που είναι *ελάχιστα* μεγαλύτερη από το 1.

Στά *σιδηρομαγνητικά υλικά* επίσης, κάθε άτομο, από τη δομή του, παρουσιάζει *ορισμένη* μαγνητική ροπή, όπως στα παραμαγνητικά υλικά. Έδω όμως, *οί* μαγνητικές ροπές των ατόμων *εμφανίζονται* *έντελως* προσανατολισμένες, *μέσα* σε πολύ μικρές περιοχές του υλικού, που *ονομάζονται* περιοχές Weiss. Οί *ολικές* μαγνητικές ροπές των διαφόρων περιοχών είναι *τυχαία* προσανατολισμένες και *άλληλοαναιρούνται*, ώστε το υλικό να *εμφανίζεται* *πάλι* *άμαγνήτιστο*. Στο σχήμα 9.4 διακρίνονται *οί* κρύσταλλοι *ένός* *σιδηρομαγνητικού υλικού* (*χονδρή* *διαχωριστική γραμμή*) και *οί* περιοχές Weiss *μέσα* στους κρυστάλλους (*λεπτή* *διαχωριστική γραμμή*).



Σχ. 9.4.

Κάτω από την επίδραση *έξωτερικού* μαγνητικού πεδίου, *οί* μαγνητικές ροπές των περιοχών Weiss *προσανατολίζονται* και το υλικό *μαγνητίζεται*. Ο *προσανατολισμός* των ροπών *συντελείται* *σταδιακά*, *ώσπου*, κάτω από την επί-

δραση ισχυροῦ πεδίου, νά προσανατολισθοῦν ὅσο εἶναι δυνατόν οἱ ροπές καί τὸ ὕλικό νά φθάσει στήν κατάσταση τοῦ **μαγνητικοῦ κόρου**.

Κατά τὴν ἀπομαγνήτιση τοῦ ὕλικου, οἱ περιοχές δὲν ἐπιστρέφουν ἀπόλυτα στήν ἀρχική τους κατάσταση μέ τούς ἐντελῶς τυχαίους προσανατολισμούς, γιατί ἀντιδροῦν δυνάμεις μεταξύ τῶν κρυστάλλων τοῦ ὕλικου. Ἐτσι ὁρισμένες περιοχές μένουν προσανατολισμένες καί ἐμφανίζεται ὁ **παραμένων μαγνητισμός**.

Ἡ αὐξηση τῆς **θερμοκρασίας** δὲν ἐπηρεάζει τὴ μαγνητικὴ διαπερατότητα τῶν διαμαγνητικῶν ὕλικων, γιατί τὸ μαγνητικὸ φαινόμενο συντελεῖται στό ἐσωτερικὸ τῶν ἀτόμων καί δὲν ἐπηρεάζεται ἀπὸ τὴ θερμικὴ τους κίνηση. Ἡ κίνηση αὕτη, ἀντίθετα, ἐπηρεάζει τὰ παραμαγνητικὰ ὕλικά, γιατί ἐμποδίζει τὸν πλήρη προσανατολισμὸ τῶν στοιχειωδῶν μαγνητῶν, πού ἀποτελοῦν τὰ ἀτομα. Ἐπίσης, ἐπηρεάζει τὰ σιδηρομαγνητικὰ ὕλικά, γιατί ἐμποδίζει τὸν πλήρη προσανατολισμὸ τῶν στοιχειωδῶν μαγνητικῶν ροπῶν, μέσα στίς περιοχές Weiss.

Ὅταν ἡ θερμοκρασία ὑπερβεῖ ὁρισμένο ὄριο στὰ σιδηρομαγνητικὰ ὕλικά, ἐξαφανίζεται ὁ προσανατολισμὸς τῶν μαγνητικῶν ροπῶν στίς περιοχές Weiss καί τὸ ὕλικό μετατρέπεται σέ παραμαγνητικὸ, μέ ταυτόχρονη ἀλλαγὴ τῆς κρυσταλλικῆς του δομῆς. Ἡ θερμοκρασία αὕτη ὀνομάζεται **θερμοκρασία Curie** καί εἶναι π.χ. γιὰ τὸ σίδηρο 785°C , γιὰ τὸ νικέλιο 305°C κ.ο.κ.

9.5 Ἐπίλυση μαγνητικῶν κυκλωμάτων.

Ἐνα μαγνητικὸ κύκλωμα σχηματίζεται ἀπὸ κλειστὲς διαδρομές μαγνητικῆς ροῆς. Ἡ μαγνητικὴ ροὴ εἶναι δυνατό νά περνᾷ εἴτε μέσα ἀπὸ τὸν ἀέρα, εἴτε μέσα ἀπὸ διάφορα ὕλικά. Στὴν πράξη, ἀποφεύγουμε τίς διαδρομές μέσα ἀπὸ τὸν ἀέρα, ἐκτός ἂν ὑπάρχει εἰδικὸς λόγος πού νά τὸ ἐπιβάλλει. Αὐτό, γιατί ὁ ἀέρας ἔχει πολὺ μεγάλη μαγνητικὴ ἀντίσταση. Τὴ μαγνητικὴ ροὴ διοχετεύουμε μέσα ἀπὸ σιδηρομαγνητικὰ ὕλικά, πού ἔχουν πολὺ μικρὴ μαγνητικὴ ἀντίσταση. Βέβαια, σέ ὁποιοδήποτε μαγνητικὸ κύκλωμα, ὁρισμένο τμῆμα τῆς μαγνητικῆς ροῆς, **ἢ ροὴ σκεδάσεως**, περνᾷ πάντοτε μέσα ἀπὸ τὸν ἀέρα, παρά τὴ θέλησή μας. Ἡ ροὴ σκεδάσεως μειώνει τὴν **κύρια ροή**, πού περνᾷ ἀποκλειστικά μέσα ἀπὸ τὸ σιδηρομαγνητικὸ ὕλικό. Ἐτσι, πρέπει νά λαμβάνεται ὑπ' ὄψη στοὺς ὑπολογισμούς τῶν κυκλωμάτων, ὅταν δὲν εἶναι πολὺ μικρὴ, συγκριτικά μέ τὴν κύρια ροή. Ἐμεῖς ὑποθέτομε στὰ ἐπόμενα, γιὰ λόγους ἀπλουστεύσεως, ὅτι ὁλόκληρη ἡ μαγνητικὴ ροή, πού δημιουργεῖται σέ ἓνα μαγνητικὸ κύκλωμα, περνᾷ ἀποκλειστικά μέσα ἀπὸ τὸ σιδηρομαγνητικὸ ὕλικό καί ἀπὸ τὰ κενὰ ἀέρα, πού σκόπιμα κατασκευάζομε. Ἡ ὑπόθεση αὕτη ἰσχύει ἐπίσης στὰ λυμένα παραδείγματα καί στίς ἀσκήσεις πρὸς λύση, στό τέλος τοῦ βιβλίου.

Τὸ σχῆμα 9.5α δείχνει, γιὰ παράδειγμα, ἓνα μαγνητικὸ κύκλωμα, πού σχηματίζεται ἀπὸ ἓνα μεταλλικὸ πλαίσιο μέ 3 σκέλη. Στὰ δύο ἀπὸ τὰ 3 σκέλη ὑπάρχουν πηνία, πού διαρρέονται ἀπὸ ρεῦμα καί δημιουργοῦν μαγνητικὴ ροή.

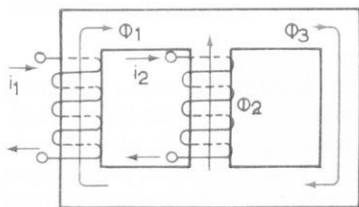
Με βάση το κύκλωμα αυτό, θα γνωρίσουμε τούς βασικούς κανόνες που χρησιμοποιούνται για την επίλυση των μαγνητικών κυκλωμάτων.

Τά προβλήματα, που αντιμετωπίζουμε στα μαγνητικά κυκλώματα, είναι *δύο ειδών*:

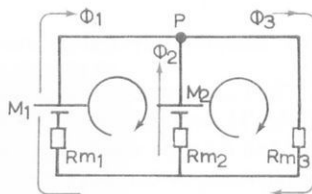
α) Δίνεται το κύκλωμα με τις διαστάσεις και το υλικό, από το οποίο είναι κατασκευασμένο, καθώς και οι μαγνητεγερτικές του δυνάμεις $M = In$ και ζητείται η μαγνητική ροή Φ στα διάφορα τμήματα του κυκλώματος.

β) Αντίστροφα, δίνεται το κύκλωμα, πάλι με τις διαστάσεις και το υλικό του, καθώς και οι μαγνητικές ροές Φ , που πρέπει να δημιουργηθούν στα διάφορα τμήματά του, από πηνία που είναι τοποθετημένα σε όρισμένες θέσεις και ζητούνται οι απαιτούμενες μαγνητεγερτικές δυνάμεις $M = In$ των πηνίων.

Η δεύτερη περίπτωση έχει στην πράξη μεγαλύτερη σπουδαιότητα, γιατί συνήθως είναι γνωστή η υπολογίζεται η μαγνητική ροή, που είναι απαραίτητη για τη λειτουργία μιας μηχανής ή συσκευής. Το πρόβλημα είναι να προσδιορισθούν οι απαιτούμενες άμπεροστροφές, για να δημιουργηθεί αυτή η ροή. Οι διαστάσεις και το υλικό του μαγνητικού κυκλώματος, που θεωρούνται γνωστά στα προηγούμενα προβλήματα, υπολογίζονται από τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά της μηχανής και όποσδήποτε επίσης με οικονομικά κριτήρια, ώστε να κατασκευασθεί η μηχανή με όρισμένες προδιαγραφές, αλλά με το χαμηλότερο δυνατό κόστος.



Σχ. 9.5α.



Σχ. 9.5β.

Στό κύκλωμα του σχήματος 9.5α είναι σχεδιασμένη η φορά των ρευμάτων στα δύο πηνία και η φορά των μαγνητικών ροών. Το κύκλωμα αυτό είναι απλοποιημένο, στο σχήμα 9.5β. Είναι τυπικά ισοδύναμο προς ένα ηλεκτρικό κύκλωμα με δύο, παράλληλα συνδεδεμένες πηγές, που δημιουργούν ρεύματα i_1, i_2, i_3 , υπερνικώντας τις αντίστάσεις R_1, R_2, R_3 .

Εξετάζουμε το *πρώτο είδος* προβλημάτων με γνωστές τις μαγνητεγερτικές δυνάμεις M_1, M_2 και τις αντίστάσεις R_{m1}, R_{m2}, R_{m3} και άγνωστες τις ροές Φ_1, Φ_2, Φ_3 . Ξεκινώντας από την τυπική αναλογία μεταξύ ηλεκτρικών και μαγνητικών κυκλωμάτων, χρησιμοποιούμε για την επίλυση του κυκλώματος τούς δύο *κανόνες του Kirchhoff*. Έτσι, έχουμε για το σημείο P ότι το άθροισμα των μαγνητικών ροών Φ είναι ίσο με μηδέν:

$$\Phi_1 + \Phi_2 - \Phi_3 = 0 \quad (1)$$

Γιά τούς δύο βρόχους τοῦ κυκλώματος, ἔχομε ὅτι τὸ ἄθροισμα τῶν μαγνητευερτικῶν δυνάμεων σέ κάθε βρόχο εἶναι ἴσο μέ τὸ ἄθροισμα τῶν μαγνητικῶν πτώσεων τάσεως:

$$M_1 - M_2 = \Phi_1 R_{m1} - \Phi_2 R_{m2} \quad (2)$$

$$M_2 = \Phi_2 R_{m2} + \Phi_3 R_{m3} \quad (3)$$

Ἀπό τήν ἐπίλυση τοῦ συστήματος τῶν τριῶν ἐξισώσεων (1) - (3), προσδιορίζονται οἱ 3 ἄγνωστες μαγνητικές ροές Φ_1 , Φ_2 , Φ_3 .

Ἡ χρησιμοποίηση τῶν κανόνων τοῦ Kirchhoff γιά τόν προσδιορισμό τῶν ροῶν Φ , ἔχει σάν προϋπόθεση ὅτι οἱ μαγνητικές ἀντιστάσεις R_m εἶναι γνωστές. Οἱ ἀντιστάσεις αὐτές ὑπολογίζονται σύμφωνα μέ τόν τύπο (16) τῆς 8.2 ἀπό τή σχέση:

$$R_m = \frac{l_m}{S\mu}$$

ὅπου l_m τὸ μέσο μήκος τῆς μαγνητικῆς διαδρομῆς, S ἡ διατομή τῆς καί μ ἡ μαγνητικὴ διαπερατότητα τοῦ ὕλικου.

Γιά τὸν ἄερα, τὰ διαμαγνητικά καί τὰ παραμαγνητικά ὕλικά, τὸ μ εἶναι ἀνεξάρτητο ἀπὸ τῆ μαγνητικῆς ροῆς Φ καί ἴσο, πρακτικά, μέ τῆ μαγνητικὴ διαπερατότητα τοῦ κενοῦ $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Vsec/Am. Στά ὕλικά αὐτά μποροῦμε, ἐπομένως, νά χρησιμοποιήσουμε τούς κανόνες τοῦ Kirchhoff. Στά σιδηρομαγνητικά ὁμως ὕλικά τὸ μ δέν εἶναι σταθερό, ἀλλὰ ἐξαρτᾶται, ὅπως γνωρίσαμε, ἀπὸ τῆ ροῆς Φ . Κατὰ κανόνα, δέν μπορεῖ νά ὀριστεῖ προκαταβολικά, ὥστε νά ὑπολογίσουμε τίς ἀντιστάσεις.

Ἐτσι στὴν πράξη, δέν μποροῦμε νά χρησιμοποιήσουμε σέ κυκλώματα ἀπὸ σιδηρομαγνητικὸ ὕλικο τίς ἐξισώσεις τοῦ Kirchhoff, μέ τὸν τρόπο πού περιγράψαμε προηγουμένως. Στὴν περίπτωση αὐτή, οἱ μαγνητικές ροές προσδιορίζονται **ἐμμεσα** μέ γραφικὸ τρόπο, πού βασίζεται στὴ λύση τοῦ δευτέρου εἴδους προβλημάτων.

Στὸ **δεύτερο εἶδος** προβλημάτων δίνονται οἱ μαγνητικές ροές Φ_1 , Φ_2 , Φ_3 , οἱ διαστάσεις καί τὸ ὕλικο τοῦ πλαισίου καθὼς καί οἱ θέσεις τῶν πηνίων 1 καί 2 καί ζητοῦνται οἱ μαγνητευερτικὲς δυνάμεις M_1 καί M_2 (σχ. 9.5α). Γιά τὴ λύση τοῦ προβλήματος αὐτοῦ, ἐργαζόμαστε ὡς ἑξῆς:

Ἀπὸ τίς ροές Φ_1 , Φ_2 , Φ_3 καί τὴ διατομή S τοῦ πλαισίου, ὑπολογίζουμε τίς μαγνητικὲς ἐπαγωγές B_1 , B_2 , B_3 στὶς 3 διαδρομές τίς μαγνητικῆς ροῆς:

$$B_1 = \frac{\Phi_1}{S}, \quad B_2 = \frac{\Phi_2}{S}, \quad B_3 = \frac{\Phi_3}{S} \quad (4)$$

Ἀπὸ τίς ἐπαγωγές B_1, B_2, B_3 καί τὴν καμπύλη μαγνητίσεως τοῦ ὕλικου τοῦ

πλαίσιου, πού πρέπει επίσης νά είναι γνωστή, υπολογίζομε τίς εντάσεις τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου H_1, H_2, H_3 στίς 3 διαδρομές.

Ἡ ένταση ἐπί τό μέσο μήκος l_m μιᾶς διαδρομῆς, δίνει τή μαγνητική τάση στά ἄκρα της καί, σέ μία κλειστή διαδρομή, τό ἄθροισμα τῶν μαγνητικῶν τάσεων εἶναι ἴσο μέ τό ἄθροισμα τῶν μαγνητεγερτικῶν δυνάμεων I_n , σύμφωνα μέ τό νόμο τοῦ διαρρεύματος [τύπος (41) τῆς 8.2]. Ἄρα γιά τοὺς δύο βρόχους τοῦ κυκλώματος, ἔχομε:

$$M_1 - M_2 = H_1 l_{m1} - H_2 l_{m2} \quad (5)$$

$$M_2 = H_2 l_{m2} + H_3 l_{m3} \quad (6)$$

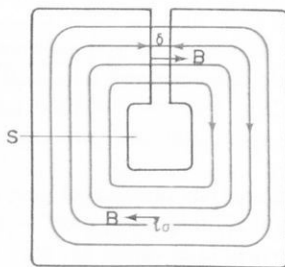
Ἀπό τίς ἐξισώσεις (5) καί (6) προσδιορίζονται οἱ ἀγνωστες μαγνητεγερτικές δυνάμεις:

$$M_1 = I_1 n_1 \quad \text{καί} \quad M_2 = I_2 n_2$$

Σημειώνομε ὅτι γιά τίς 3 ροές Φ_1, Φ_2, Φ_3 πρέπει νά ἰσχύει στό σημεῖο P ἡ σχέση (1). Ἄρα ἀρκεῖ νά δοθοῦν δύο ροές, ὅποτε υπολογίζεται ἡ τρίτη ἀπό τή σχέση αὐτή.

Ὅταν ἔχομε νά λύσομε σέ σιδηρομαγνητικό κύκλωμα ἓνα πρόβλημα τοῦ *πρώτου εἴδους*, ἐργαζόμαστε ὡς ἑξῆς:

Ἐστω ὅτι μᾶς δίνεται τό πλαίσιο τοῦ σχήματος 9.5γ μέ τίς διαστάσεις του, τήν καμπύλη μαγνητίσεως τοῦ ὕλικου, ἀπό τό ὁποῖο εἶναι κατασκευασμένο καί ἡ μαγνητεγερτική δύναμη M^* τοῦ πηνίου. Μᾶς ζητεῖται νά προσδιορίσομε τή μαγνητική ροή Φ^* πού περνᾷ ἀπό τό κύκλωμα.



Σχ. 9.5γ.

Ἐπειδὴ δέν μποροῦμε νά υπολογίσομε ἄμεσα τή μαγνητική ἀντίσταση R_m τοῦ κυκλώματος καί νά ἐφαρμόσομε τόν τύπο τοῦ Hopkinson:

$$\Phi = \frac{M}{R_m} \quad (7)$$

ἐφ' ὅσον ἡ μαγνητική διαπερατότητα μ_r τοῦ σιδηρομαγνητικοῦ ὕλικου εἶναι ἄγνωστη, προχωροῦμε ἔμμεσα, δίνοντας αὐθαίρετες τιμές $\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3, \dots$ στή μαγνητική ροή καί ὑπολογίζοντας τίς ἀντίστοιχες μαγνητεγερτικές δυνάμεις $M_1, M_2, M_3, \dots$, ὅπως σέ ἓνα πρόβλημα τοῦ δευτέρου εἶδους.

Γιά ὀρισμένη τιμή Φ ὑπολογίζεται ἡ M , σύμφωνα μέ τή διαδικασία πού περιγράψαμε προηγουμένως:

Ἀπό τή Φ καί τή διατομή S τοῦ πλαισίου ὑπολογίζομε τή μαγνητική ἐπαγωγή B τοῦ κυκλώματος:

$$B = \frac{\Phi}{S} \quad (8)$$

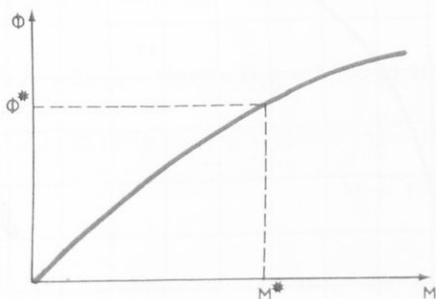
Ἀπό τή B καί τήν καμπύλη μαγνητίσεως τοῦ ὕλικου βρίσκομε τήν ἔνταση H_σ τοῦ πεδίου γιά τό τμήμα τῆς ροῆς, πού περνᾷ μέσα ἀπό τό σιδηρομαγνητικό ὕλικό. Ἡ ἔνταση τοῦ πεδίου H_δ στό διάκενο ὑπολογίζεται ἀπό τή σχέση (35) τῆς 8.2:

$$H_\delta = \frac{B}{\mu_0} \quad (9)$$

Σύμφωνα μέ τό νόμο τοῦ διαρρεύματος, ἔχομε:

$$M = I_n = H_\sigma l_\sigma + H_\delta l_\delta \quad (10)$$

Τά ζεύγη τιμῶν $\Phi - M$, πού ὑπολογίζομε κατὰ τά ἀνωτέρω, τοποθετοῦμε σέ ἓνα σύστημα ὀρθογωνίων συντεταγμένων καί σχεδιάζομε τήν καμπύλη $\Phi = f(M)$. Ἡ καμπύλη αὕτη ὀνομάζεται **μαγνητική χαρακτηριστική** τοῦ κυκλώματος (σχ. 9.5δ).



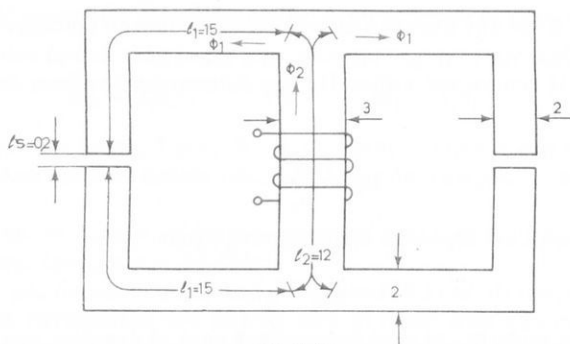
Σχ. 9.5δ.

Από τη μαγνητική χαρακτηριστική, βρίσκουμε κατόπιν τη μαγνητική ροή Φ^* , ή όποια αντιστοιχεί στη συγκεκριμένη τιμή M^* που μᾶς δόθηκε ἀρχικά.

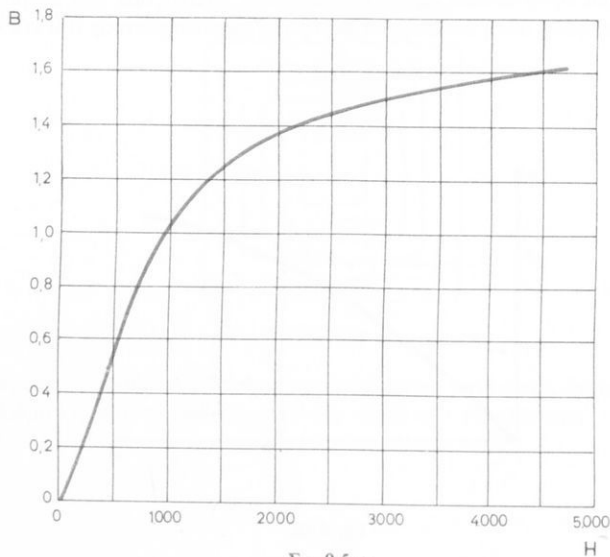
Αριθμητικά παραδείγματα.

Παράδειγμα 1.

Στό διπλό πλαίσιο του σχήματος 9.5ε νά ὑπολογισθεῖ ἡ μαγνητεγερτική δύναμη M , πού ἀπαιτεῖται γιά νά δημιουργηθεῖ μαγνητική ροή $\Phi_1 = 0,8 \cdot 10^{-3}$ Vs σέ κάθε διάκενο ἀέρα. Τό πλαίσιο εἶναι κατασκευασμένο ἀπό μαλακό σίδηρο, πού ἡ καμπύλη μαγνητισεῶς του δίνεται στό σχῆμα 9.5στ καί ἔχει πάχος, σέ ὅλα του τά σημεία, 5 cm. Οἱ διαστάσεις στό σχῆμα εἶναι σέ cm.



Σχ. 9.5ε.



Σχ. 9.5στ.

Λύση.

Από τον τύπο (35) της παραγράφου 8.2, έχουμε για τη μαγνητική επαγωγή B_1 στα πλευρικά σκέλη και στα διάκενα άερα:

$$B_1 = B_0 = \frac{\Phi_1}{S_1} = \frac{0,8 \cdot 10^{-3}}{2 \cdot 5 \cdot 10^{-4}} = 0,8 \text{ T}$$

Από την καμπύλη μαγνητίσεως παίρνουμε για $B_1 = 0,8 \text{ T}$ ένταση μαγνητικού πεδίου στα πλευρικά σκέλη $H_1 = 700 \text{ A/m}$. Η ένταση του πεδίου στα διάκενα είναι, σύμφωνα με τον τύπο (35) της παραγράφου 8.2:

$$H_\delta = \frac{B_\delta}{\mu_0} = \frac{0,8}{4\pi \cdot 10^{-7}} = 6,37 \cdot 10^5 \text{ A/m}$$

Στο κεντρικό σκέλος έχουμε διπλάσια μαγνητική ροή Φ_2 , που διαμοιράζεται σε δύο ίσες ροές Φ_1 :

$$\Phi_2 = 2\Phi_1 = 2 \cdot 0,8 \cdot 10^{-3} = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ Vs}$$

Άρα η μαγνητική επαγωγή έδω είναι:

$$B_2 = \frac{\Phi_2}{S_2} = \frac{1,6 \cdot 10^{-3}}{3 \cdot 5 \cdot 10^{-4}} = 1,07 \text{ T}$$

Από την καμπύλη μαγνητίσεως παίρνουμε για $B_2 = 1,07 \text{ T}$

$$H_2 = 1100 \text{ A/m}$$

Εφαρμόζουμε τώρα τον τύπο (41) του διαρρεύματος της παραγράφου 8.2, στη σχεδιασμένη κλειστή διαδρομή:

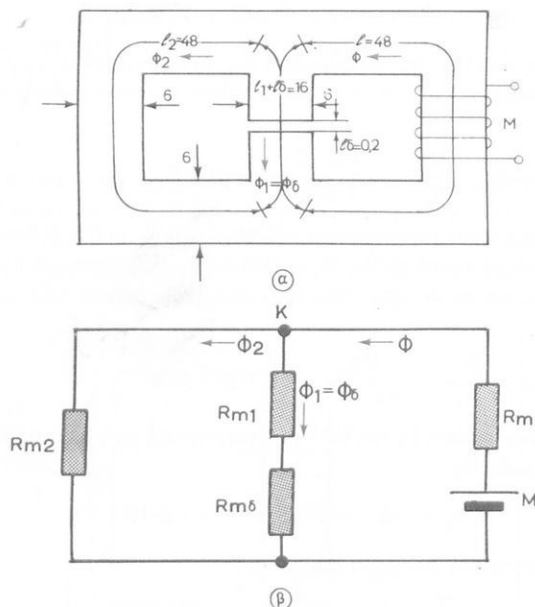
$$M = I_n = \sum_v H_v l_v = 2H_1 l_1 + H_\delta l_\delta + H_2 l_2 = 2 \cdot 700 \cdot 15 \cdot 10^{-2} +$$

$$6,37 \cdot 10^5 \cdot 0,2 \cdot 10^{-2} + 1100 \cdot 12 \cdot 10^{-2} = 210 + 1274 + 132 = 1616 \text{ άμπεροστροφές}$$

$$M = 1616 \text{ άμπεροστροφές}$$

Παράδειγμα 2.

Δίνεται το μαγνητικό κύκλωμα του σχήματος 9.5ζ(α). Νά υπολογισθεί το ρεύμα I του πηνίου, που απαιτείται για να δημιουργηθεί μαγνητική ροή στο διάκενο άερα $\Phi_\delta = 2 \cdot 10^{-3} \text{ Vs}$, αν το πηνίο είναι τυλιγμένο στο δεξιό σκέλος



Σχ. 9.5ζ.

καί έχει 1000 σπειρές. Τό κύκλωμα έχει σέ όλα του τά σημεία πάχος 10 cm. Ἡ μαγνητική καμπύλη τοῦ ὑλικοῦ του δίνεται στό σχῆμα 9.5στ.

Λύση.

Τό σχῆμα 9.5ζ(β) δίνει ἀπλοποιημένα τό μαγνητικό κύκλωμα τοῦ σχήματος 9.5ζ(α). Στό κεντρικό σκέλος ἔχομε:

$$B_1 = \frac{\Phi_\delta}{S_\delta} = \frac{2 \cdot 10^{-3}}{6 \cdot 10 \cdot 10^{-4}} = 0,33 \text{ T}$$

Ἀπό τή μαγνητική καμπύλη παίρνομε γιά $B_1 = 0,33 \text{ T}$ τήν ἔνταση τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου στό σιδερένιο τμήμα τοῦ μεσαίου σκέλους:

$$H_1 = 300 \text{ A/m}$$

Ἡ ἔνταση H_δ στό διάκενο ἀέρα τοῦ μεσαίου σκέλους εἶναι:

$$H_\delta = \frac{B_1}{\mu_0} = \frac{0,33}{4\pi \cdot 10^{-7}} = 262.800 \text{ A/m}$$

Από τον τύπο (41) έχουμε για την ολική μαγνητική τάση στο μεσαίο σκέλος:

$$U_m = U_{m1} + U_{m\delta} = H_1 l_1 + H_\delta l_\delta = 300(16 - 0,2) \cdot 10^{-2} + 262.800 \cdot 0,2 \cdot 10^{-2} \\ = 47,4 + 525,6 = 573 \text{ A}$$

Η μαγνητική τάση U_m είναι ίση με τη μαγνητική τάση στα άκρα του αριστερού σκέλους, έφ' όσον τα δύο σκέλη είναι παράλληλα συνδεδεμένα και δεν υπάρχει σε αυτά μαγνητεγερτική δύναμη. Άρα:

$$U_m = H_2 l_2$$

και
$$H_2 = \frac{U_m}{l_2} = \frac{579}{48 \cdot 10^{-2}} = 1210 \text{ A/m}$$

Από το διάγραμμα παίρνουμε για $H_2 = 1210 \text{ A/m}$:

$$B_2 = 1,15 \text{ T}$$

Η μαγνητική ροή Φ_2 στο αριστερό σκέλος είναι:

$$\Phi_2 = B_2 \cdot S_2 = 1,15 \cdot 6 \cdot 10 \cdot 10^{-4} = 6,9 \cdot 10^{-3} \text{ Vs}$$

Από τον κόμβο K έχουμε για τη μαγνητική ροή Φ στο δεξιό σκέλος:

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 = 2 \cdot 10^{-3} + 6,9 \cdot 10^{-3} = 8,9 \cdot 10^{-3} \text{ Vs}$$

Άρα η μαγνητική επαγωγή έδω είναι:

$$B = \frac{\Phi}{S} = \frac{8,9 \cdot 10^{-3}}{6 \cdot 10 \cdot 10^{-4}} = 1,48 \text{ T}$$

Για $B = 1,48 \text{ T}$ παίρνουμε από το διάγραμμα:

$$H = 2800 \text{ A/m}$$

Στα κλειστά κυκλώματα που περιλαμβάνουν τη M, έχουμε:

$$M = H l + H_1 l_1 = 1344 + 579 = 1923 \text{ A}$$

και
$$M = H l + H_2 l_2 = 1344 + 579 = 1923 \text{ A}$$

Άρα, με οποιοδήποτε από τα δύο κυκλώματα προσδιορίζουμε τη M.

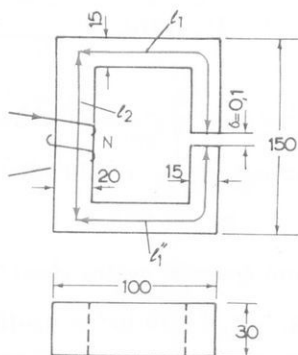
Επειδή τώρα $M = I n$, παίρνουμε για το ρεύμα I:

$$I = \frac{M}{n} = \frac{1923}{1000} = 1,92 \text{ A}$$

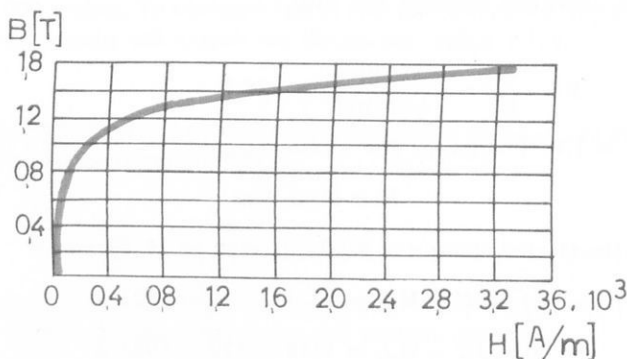
$$I = 1,92 \text{ A}$$

Παράδειγμα 3.

Δίνεται τό μαγνητικό κύκλωμα τοῦ σχήματος 9.5η. Οἱ σημειωμένες διαστάσεις εἶναι σέ mm. Τό πηνίο ἔχει 350 σπείρες καί διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα $I = 1\text{ A}$. Ἡ μαγνητικὴ καμπύλη τοῦ ὑλικοῦ τοῦ κυκλώματος δίνεται στὸ σχῆμα 9.5θ. Νά βρεθεῖ ἡ μαγνητικὴ ἐπαγωγὴ B_δ στὸ διάκενο ἀέρα.



Σχ. 9.5η.



Σχ. 9.5θ.

Λύση.

Ἐδῶ ἔχομε ἓνα πρόβλημα δευτέρου εἴδους. Γιὰ νὰ τὸ λύσομε, δίνομε αὐθαίρετα τιμές 0,5, -1,1, -1,2 καί 1,3 Wb/m² στὴ μαγνητικὴ ἐπαγωγὴ B_δ τοῦ

διακένου αέρα και υπολογίζουμε για κάθε τιμή τις αντίστοιχες αμπεροστροφές, δηλαδή τη μαγνητεγερτική δύναμη M και τη μαγνητική ροή Φ . Η M και η Φ για όρισμένη B_δ , π.χ. για $B_\delta = 0,5 \text{ Wb/m}^2$ βρίσκονται ως εξής:

Στό κύκλωμα του σχήματος 9.5η έχουμε:

$$l_1 = l'_1 + l''_1 = 30 \text{ cm} \quad S_1 = 4,5 \text{ cm}^2$$

$$l_2 = 13,5 \text{ cm} \quad S_2 = 6 \text{ cm}^2$$

$$l_\delta = 0,01 \text{ cm} \quad S_\delta = 4,5 \text{ cm}^2$$

$$\Phi = B_\delta \cdot S_\delta = 0,5 \cdot 4,5 = 22,5 \cdot 10^{-5} \text{ Wb}$$

$B_1 = B_\delta = 0,5 \text{ Wb/m}^2$ επειδή η διατομή στο τμήμα 1 και στο διάκενο αέρα είναι ίδια:

$$B_2 = \frac{\Phi}{S_2} = \frac{22,5 \cdot 10^{-5}}{6 \cdot 10^{-4}} = 0,375 \text{ Wb/m}^2$$

Από τη μαγνητική καμπύλη 9.5θ παίρνουμε:

$$\text{για } B_1 = 0,5 \text{ Wb/m}^2, \quad H_1 = 50 \text{ A/m}$$

$$\text{για } B_2 = 0,375 \text{ Wb/m}^2, \quad H_2 = 25 \text{ A/m}$$

$$H_\delta = \frac{B_\delta}{\mu_0} = \frac{0,5}{4\pi \cdot 10^{-7}} = 4 \cdot 10^5 \text{ A/m}$$

$$M = In = \Sigma Hl$$

$$M = H_1 l_1 + H_2 l_2 + H_\delta \delta = 50 \cdot 0,3 + 25 \cdot 0,135 + 4 \cdot 10^5 \cdot 0,01 \cdot 10^{-2} = 58,38 \text{ αμπεροστροφές}$$

Έτσι υπολογίζουμε τη M και Φ και για τις υπόλοιπες τιμές B . Ο πίνακας 9.5.1 δίνει τις ενδιάμεσες και τελικές τιμές υπολογισμού.

Πίνακας 9.5.1.

$B_\delta \text{ Wb/m}^2$	0,5	1,1	1,2	1,3
$B_1 \text{ Wb/m}^2$	0,5	1,1	1,2	1,3
$B_2 \text{ Wb/m}^2$	0,375	0,825	0,9	0,975
$H_1 \text{ A/m}$	50	460	700	1020
$H_2 \text{ A/m}$	25	150	200	300
$H_\delta \text{ A/m}$	$4 \cdot 10^5$	$8,8 \cdot 10^5$	$9,6 \cdot 10^5$	$10,4 \cdot 10^5$
$\Sigma Hl \text{ A}$	58,3	246,3	333	450,5
$\Phi \text{ Wb}$	$22,5 \cdot 10^{-5}$	$49,5 \cdot 10^{-5}$	$54 \cdot 10^{-5}$	$58,5 \cdot 10^{-5}$

Από τις αντίστοιχες τιμές $M - \Phi$, σχεδιάζουμε τη μαγνητική χαρακτηριστική του κυκλώματος $\Phi = f(M)$ και παίρνουμε από αυτήν για:

$$M = I_n = 1 \cdot 350 = 350 \text{ A}$$

$$\Phi = 55 \cdot 10^{-5} \text{ Wb/m}^2$$

Η ζητούμενη μαγνητική επαγωγή B_δ είναι:

$$B_\delta = \frac{\Phi}{S_\delta} = \frac{55 \cdot 10^{-5}}{4,5 \cdot 10^{-4}} = 1,21 \text{ Wb/m}^2$$

$$B_\delta = 1,21 \text{ Wb/m}^2$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ

ΗΛΕΚΤΟΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΕΠΑΓΩΓΗ

Στό κεφάλαιο αυτό εξετάζουμε τά φαινόμενα που παρουσιάζονται σε άγωγούς και σε κλειστά κυκλώματα, όταν μεταβάλλεται ή μαγνητική ροή, που τά διαπερνά. Τά φαινόμενα αυτά ονομάζονται γενικά φαινόμενα ήλεκτρομαγνητικής επαγωγής ή, απλά, **ήλεκτρομαγνητική επαγωγή**.

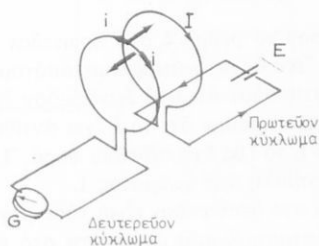
Τήν ήλεκτρομαγνητική επαγωγή, ανακάλυψε και διατύπωσε μαθηματικά ο Άγγλος έρευνητής *M. Faraday* τό 1831. Ο *Faraday* θεωρείται ο πατέρας της σύγχρονης ένεργειακής τεχνικής, γιατί από αυτόν ανακαλύφθηκαν και εφαρμόστηκαν για πρώτη φορά όλες οι βασικές αρχές, πάνω στις οποίες στηρίζεται ή τεχνική αυτή.

10.1 Βασικά πειράματα ήλεκτρομαγνητικής επαγωγής — Έπαγωγικό ρεύμα.

Γιά τήν κατανόηση του φαινομένου της επαγωγής, εκτελούμε τά εξής τέσσερα απλά πειράματα:

Πείραμα 1.

Σχηματίζουμε δύο κλειστά κυκλώματα από σύρμα, όπως φαίνεται στο σχήμα 10.1α. Στο ένα κύκλωμα, που ονομάζουμε **πρωτεύον**, τοποθετούμε μία πηγή συνεχούς ρεύματος E . Στο δεύτερο κύκλωμα, που ονομάζουμε **δευτερεύον**, συνδέουμε ένα γαλβανόμετρο G . Τό γαλβανόμετρο είναι ένα πολύ ευαίσθητο όργανο, μέ τό όποιο μπορούμε νά ελέγξουμε τό μέγεθος και τή φορά πολύ μικρών ρευμάτων. Τά δύο αυτά κυκλώματα μπορούμε νά θεωρήσουμε ότι είναι πηνία (ή τυλίγματα) μέ μία μόνο σπείρα (στροφή).



Σχ. 10.1α.

Όταν τὰ δύο κυκλώματα είναι ακίνητα, παρατηρούμε ότι στο πρωτεύον ρέει ορισμένο ρεύμα I , ενώ στο δευτερεύον δεν ρέει, ἐφ' ὅσον στο κύκλωμα αὐτὸ δεν ὑπάρχει πηγή ρεύματος.

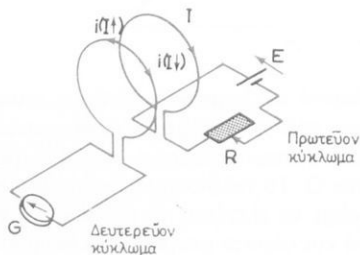
Ἄν πλησιάσουμε γρήγορα τὸ πρωτεύον στο δευτερεύον κύκλωμα ἢ ἀντίστροφα τὸ δευτερεύον στο πρωτεύον ἢ καὶ τὰ δύο ταυτόχρονα, θὰ παρατηρήσουμε ὅτι ὁ δείκτης τοῦ γαλβανομέτρου ἀποκλίνει. Αὐτὸ δείχνει ὅτι ἀπὸ τὸ δευτερεύον περνᾷ ρεύμα i . Ἡ ροὴ τοῦ ρεύματος i διαρκεῖ, ὅσο διαρκεῖ ἡ κίνηση τοῦ ἑνὸς ἢ τῶν δύο κυκλωμάτων καὶ σταματᾷ μόλις αὐτὴ σταματήσει.

Ἄν τώρα ἀπομακρύνουμε τὸ πρωτεύον ἀπὸ τὸ δευτερεύον ἢ ἀντίστροφα ἢ καὶ τὰ δύο ταυτόχρονα, θὰ παρατηρήσουμε πάλι ὅτι ρέει ὁρισμένο ρεύμα i ἀπὸ τὸ δευτερεύον, ἀλλὰ μὲ ἀντίθετη φορά ἀπὸ προηγουμένως. Ἐνῶ ὅταν πλησιάσαμε τὰ κυκλώματα, τὸ ρεύμα i εἶχε ἀντίθετη φορά ἀπὸ τὸ ρεύμα I τοῦ πρωτεύοντος, τώρα, πού τὰ ἀπομακρύνουμε, τὸ ρεύμα i ἔχει τὴν ἴδια φορά μὲ τὸ I .

Ἀκόμα, παρατηρούμε ὅτι ἡ ἔνταση τοῦ ρεύματος i εἶναι τόσο μεγαλύτερη, ὅσο μεγαλύτερη εἶναι ἡ ταχύτητα, μὲ τὴν ὁποία κινούμε (πλησιάζουμε ἢ ἀπομακρύνουμε) τὰ κυκλώματα.

Πείραμα 2.

Σχηματίζουμε πάλι δύο κλειστά κυκλώματα, ὅπως στο πρῶτο πείραμα, ἀλλὰ τοποθετοῦμε στο πρωτεύον ἐπὶ πλέον ἓνα μεταβλητὸ ἀντιστάτη, ὥστε νά μποροῦμε νά μεταβάλλουμε τὸ ρεύμα I τοῦ κυκλώματος αὐτοῦ. Τὰ δύο κυκλώματα κρατοῦμε ἀκίνητα σὲ μικρὴ ἀπόσταση μεταξύ τους (σχ. 10.1β).



Σχ. 10.1β.

Παρατηρούμε ὅτι, ἐφ' ὅσον τὸ ρεύμα I στο πρωτεύον εἶναι σταθερό, στο δευτερεύον δεν ρέει ρεύμα. Ἄν ὁμως μεταβάλλουμε ἀπότομα τὸ ρεύμα I μὲ τὸ μεταβλητὸ ἀντιστάτη, παρατηρούμε ὅτι στο δευτερεύον ἐμφανίζεται ρεύμα i . Αὐξάνοντας τὸ ρεύμα I , παρατηρούμε ὅτι τὸ i ἔχει ἀντίθετη φορά ἀπὸ τὸ I . Ἀντίθετα ἂν ἐλαττώσουμε τὸ I , τὸ i θὰ ἔχει τὴν ἴδια φορά. Ἡ ροὴ τοῦ ρεύματος i διαρκεῖ ὅσο διαρκεῖ ἡ μεταβολὴ τοῦ ρεύματος I .

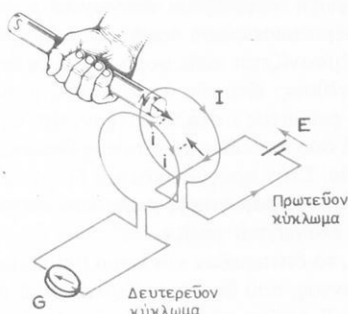
Ἡ ἔνταση τοῦ ρεύματος i στο δευτερεύον εἶναι τόσο μεγαλύτερη ὅσο ταχύτερα μεταβάλλουμε τὴν ἀντίσταση R τοῦ ἀντιστάτη στο πρωτεύον.

Πείραμα 3.

Τά δύο κυκλώματα του πρώτου πειράματος κρατούμε ακίνητα σε μικρή απόσταση μεταξύ τους, κινούμε όμως ένα μόνιμο μαγνήτη στο ενδιάμεσο διάστημα (σχ. 10.1γ).

Παρατηρούμε ότι όσο διαρκεί ή κίνηση του μαγνήτη, εμφανίζεται στο δευτερεύον ρεύμα i . Η φορά του είναι αντίθετη προς τη φορά του I , όταν πλησιάζουμε το μαγνήτη στα κυκλώματα, ενώ θά είναι ίδια, όταν τον απομακρύνουμε.

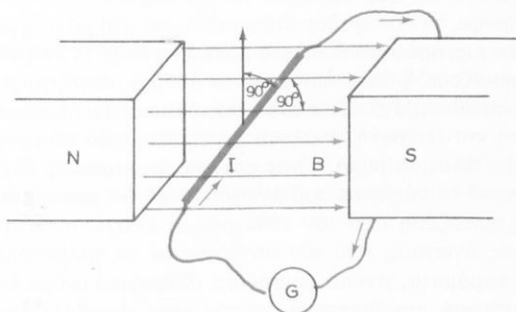
Η ένταση του ρεύματος i στο δευτερεύον είναι τόσο μεγαλύτερη, όσο ταχύτερα κινούμε το μαγνήτη.



Σχ. 10.1γ.

Πείραμα 4.

Παίρνουμε ένα ευθύγραμμο αγωγό και τον τοποθετούμε κάθετα προς τις μαγνητικές γραμμές ενός πεδίου, που σχηματίζεται μεταξύ των πόλων N και S δύο μονίμων μαγνητών ή ενός πεταλοειδούς μαγνήτη, όπως φαίνεται στο σχήμα 10.1δ. Τον αγωγό συνδέουμε με ένα γαλβανόμετρο, που βρίσκεται έξω από το πεδίο.



Σχ. 10.1δ.

Όσο ο άγωγός είναι ακίνητος, δέν παρατηρούμε ροή ρεύματος στο γαλβανόμετρο. Άν όμως τόν κινήσουμε γρήγορα, σέ διεύθυνση κάθετη πρὸς τίς μαγνητικές γραμμές, παρατηρούμε ὅτι ρέει ρεύμα ἰ ἀπὸ αὐτόν. Ἡ ροή ρεύματος διαρκεῖ ὅσο διαρκεῖ ἡ κίνηση τοῦ άγωγού, ἐνῶ ἡ ἔνταση τοῦ ρεύματος εἶναι τόσο μεγαλύτερη, ὅσο ταχύτερα κινούμε τόν άγωγό.

Στό πείραμα αὐτό παίρνομε τά ἴδια ἀποτελέσματα, ἂν μετακινήσουμε ἀντί τόν άγωγό τούς πόλους N καί S, δηλαδή τό μαγνητικό πεδίο, μέσα στό ὁποῖο βρίσκεται ὁ άγωγός.

Τό φαινόμενο τῆς ἐμφανίσεως ρεύματος στό δευτερεῦον κύκλωμα καί στόν άγωγό ὀνομάζεται **ἡλεκτρομαγνητική ἐπαγωγή** ἢ ἀπλά, **ἐπαγωγή**, ἐνῶ τό ρεύμα, πού ὀφείλεται σέ ἐπαγωγή, ὀνομάζεται **ἐπαγωγικό ρεύμα**.

Άπό τίς τέσσερις περιπτώσεις πού περιγράψαμε, σχηματίζεται ἡ ἐντύπωση ὅτι ἐπαγωγικό ρεύμα ἐμφανίζεται κάθε φορά, κατά τῇ διάρκεια τῆς μεταβολῆς ἑνός διαφορετικοῦ μεγέθους: εἴτε τῆς ἀποστάσεως μεταξὺ τῶν κυκλωμάτων, εἴτε τῆς ἐντάσεως τοῦ ρεύματος I στό πρωτεύον, εἴτε τῆς ἀποστάσεως τοῦ μόνιμου μαγνήτη ἀπὸ τά δύο κυκλώματα, εἴτε τῆς θέσεως τοῦ άγωγού μέσα στό μόνιμο μαγνητικό πεδίο. Στήν πραγματικότητα ὁμως πρόκειται γιά τῇ μεταβολῇ ἑνός μόνο μεγέθους: τῆς **μαγνητικῆς ροῆς**, πού διαπερνᾷ τό κύκλωμα, στό ὁποῖο ἐμφανίζεται τό ἐπαγωγικό ρεύμα.

Στό πρῶτο πείραμα, τό δευτερεῦον κύκλωμα βρίσκεται στό μόνιμο μαγνητικό πεδίο τοῦ πρωτεύοντος, πού δημιουργεῖται ἀπὸ τό ρεύμα I, καί ὀρισμένες μαγνητικές γραμμές τοῦ πεδίου αὐτοῦ, δηλαδή, ὀρισμένη μαγνητική ροή τό διαπερνᾷ. Ὅταν πλησιάσουμε ἢ ἀπομακρύνουμε τά κυκλώματα, αὐξάνεται ἢ ἐλαττώνεται ἡ μαγνητική ροή αὐτή. Ὅπως ξέρομε, οἱ μαγνητικές γραμμές τοῦ πρωτεύοντος εἶναι πυκνότερες κοντά στόν άγωγό (ὅπου ἡ ἐπαγωγή $\vec{B}$ καί ἡ ἔνταση τοῦ πεδίου $\vec{H}$ εἶναι μεγαλύτερες). Οἱ γραμμές καθίστανται ἀραιότερες, ὅσο ἀπομακρυνόμαστε ἀπὸ τόν άγωγό (ὅποτε ἡ $\vec{B}$ καί ἡ $\vec{H}$ μειώνονται).

Στό δεύτερο πείραμα, ἡ ἔνταση τοῦ πεδίου $\vec{H}$ τοῦ πρωτεύοντος μεταβάλλεται, ὅταν μεταβάλλεται τό ρεύμα I. Ἐτσι, μεταβάλλεται ἡ μαγνητική ἐπαγωγή $\vec{B}$ καί ἡ μαγνητική ροή, πού διαπερνᾷ τό δευτερεῦον.

Στό τρίτο πείραμα, τό δευτερεῦον βρίσκεται μέσα στό μόνιμο μαγνητικό πεδίο τοῦ πρωτεύοντος, ὅποτε τό διαπερνᾷ ὀρισμένη ροή. Ἡ ροή αὐτή μεταβάλλεται, ὅταν πλησιάζουμε ἢ ἀπομακρύνουμε τό μόνιμο μαγνήτη, γιατί τό πεδίο τοῦ μαγνήτη προστίθεται στό πεδίο τοῦ πρωτεύοντος. Τό ὅλικό πεδίο ἔχει διαφορετική ἔνταση καί ἐπαγωγή, ἀνάλογα μέ τῇ θέση τοῦ μόνιμου μαγνήτη.

Στό τελευταῖο τέλος πείραμα, εἶναι φανερό ἡ μεταβολή τῆς μαγνητικῆς ροῆς, πού διαπερνᾷ τό κύκλωμα τοῦ άγωγού, ὅταν ὁ άγωγός κινεῖται. Τό κύκλωμα αὐτό σχηματίζεται ἀπὸ τόν εὐθύγραμμο άγωγό, μέσα στό πεδίο καί τούς ἐξωτερικούς άγωγούς, πού τόν συνδέουν μέ τό γαλβανόμετρο.

Άπὸ ὅλα τά πειράματα, γίνεται φανερό ὅτι ἐπαγωγικό ρεύμα δημιουργεῖται, ὅταν ἡ μαγνητική ροή, πού διαπερνᾷ ἕνα κύκλωμα, **μεταβάλλεται** μέ ὁποιοδήποτε τρόπο.

10.2 Ὁ νόμος τῆς ἐπαγωγῆς.

Στά προηγούμενα πειράματα, διαπιστώσαμε ὅτι ἡ ἔνταση τοῦ ἐπαγωγικοῦ ρεύματος εἶναι ἀνάλογη τῆς **ταχύτητας**, μέ τήν ὁποία μεταβάλλεται σέ κάθε περίπτωση ὁρισμένο μέγεθος, π.χ. ἡ ἀπόσταση μεταξύ τῶν κυκλωμάτων, ἡ ἔνταση τοῦ ρεύματος στό πρωτεύον, κ.ο.κ. Ἐφ' ὅσον τό μεταβαλλόμενο μέγεθος προκαλεῖ ὅπως εἶδαμε, μεταβολή τῆς μαγνητικῆς ροῆς στό κύκλωμα πού ἐπάγεται τό ρεύμα, γίνεται φανερό ὅτι ἡ ἔνταση τοῦ ἐπαγωγικοῦ ρεύματος εἶναι ἀνάλογη τῆς ταχύτητας, μέ τήν ὁποία μεταβάλλεται ἡ μαγνητική ροή στό κύκλωμα αὐτό.

Ἄν ἡ μαγνητική ροή μεταβάλλεται **ὁμοιόμορφα** σέ ὁρισμένο χρονικό διάστημα t ἀπό τήν τιμή Φ_1 στήν τιμή Φ_2 , ἡ ταχύτητα μεταβολῆς της εἶναι σταθερή καί δίνεται ἀπό τό πηλίκο:

$$v_\Phi = \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{t} = \frac{\Phi}{t} \quad (1)$$

ὅπου $\Phi = \Phi_2 - \Phi_1$. Στήν περίπτωση αὐτή ἡ ἔνταση τοῦ ἐπαγωγικοῦ ρεύματος I εἶναι σταθερή σέ ὅλο τό διάστημα καί ἀνάλογη τοῦ πηλίκου Φ/t :

$$I \sim \frac{\Phi}{t} \quad (2)$$

Ἄν τώρα ἡ μεταβολή τῆς μαγνητικῆς ροῆς δέν εἶναι ὁμοιόμορφη, ἡ ταχύτητα μεταβολῆς της δέν εἶναι σταθερή χρονικά. Στή γενική αὐτή περίπτωση, μπορούμε νά ὁρίσουμε μόνο **τή στιγμιαία ταχύτητα μεταβολῆς τῆς μαγνητικῆς ροῆς** v_Φ' , κάποια χρονική στιγμή t . Ἡ v_Φ' δίνεται ἀπό τό πηλίκο:

$$v_\Phi' = \frac{d\Phi}{dt} \quad (3)$$

ὅπου $d\Phi$ ἡ μεταβολή τῆς μαγνητικῆς ροῆς σέ ἓνα πολύ μικρό διάστημα dt , πού ἔχει ἀρχή τή χρονική στιγμή t . Στό στοιχειῶδες αὐτό διάστημα, θεωροῦμε ὅτι ἡ ροή μεταβάλλεται ὁμοιόμορφα, δηλαδή ὅτι ἡ ταχύτητα μεταβολῆς της εἶναι σταθερή. Ἐτσι, μπορούμε νά ἐφαρμόσουμε τόν τύπο (1).

Ἡ ἔνταση τοῦ ρεύματος ἐπαγωγῆς μεταβάλλεται τώρα κάθε χρονική στιγμή καί ἡ **στιγμιαία ἔντασή του** i εἶναι ἀνάλογη τῆς στιγμιαίας ταχύτητας μεταβολῆς τῆς ροῆς v_Φ' :

$$i \sim \frac{d\Phi}{dt} \quad (4)$$

Γιά να προσδιορίσουμε το συντελεστή αναλογίας μεταξύ ρεύματος i και πηλίκου $d\Phi/dt$, κατασκευάζουμε σε κάθε πείραμα (1 ως 3 της προηγούμενης παραγράφου) αρκετά όμοια στις διαστάσεις τους δευτερεύοντα κυκλώματα, αλλά από διαφορετικό υλικό, π.χ. από σίδηρο, χαλκό, αλουμίνιο κλπ., ώστε κάθε τέτοιο κύκλωμα να παρουσιάζει και διαφορετική ωμική αντίσταση R .

Αν επαναλάβουμε κάθε πείραμα με διαφορετικό δευτερεύον κύκλωμα, παρατηρούμε ότι κάθε φορά, με την ίδια ακριβώς διαδικασία, εμφανίζεται διαφορετικό επαγωγικό ρεύμα i , ανάλογα με την αντίσταση του κυκλώματος. Όσο μεγαλύτερη είναι η αντίσταση, τόσο μικρότερο είναι το επαγωγικό ρεύμα. Σε όλες όμως τις περιπτώσεις, το γινόμενο iR του ρεύματος επί την αντίσταση παραμένει σταθερό. Μπορούμε επομένως να γράψουμε:

$$iR = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (5)$$

Το αρνητικό σημείο στον τύπο (5) έχει σχέση με τη φορά του επαγωγικού ρεύματος. Τη σημασία του θα εξηγήσουμε στην παράγραφο 10.4.

Αν το δευτερεύον κύκλωμα δεν έχει μία μόνο, αλλά n σπείρες, δημιουργείται σε κάθε σπείρα ρεύμα i . Επειδή, στην περίπτωση αυτή, η ολική αντίσταση του κυκλώματος $R_{ολ}$ είναι n φορές μεγαλύτερη από την R :

$$R_{ολ} = nR \quad (6)$$

θα πρέπει να ισχύει:

$$iR_{ολ} = inR = -n\frac{d\Phi}{dt} \quad (7)$$

Η σχέση (7), που επαληθεύεται πειραματικά, εκφράζει **τό νόμο της επαγωγής**, που διατύπωσε το 1831 ο *M. Faraday*, ερμηνεύοντας πλήρως το φαινόμενο της επαγωγής.

Αριθμητικό παράδειγμα.

Ένας άγωγός με αντίσταση $0,2 \Omega$ σχηματίζει ένα κλειστό κυκλικό κύκλωμα με διάμετρο 5 cm , που διαρρέεται κάθετα από τις μαγνητικές γραμμές πεδίου με μαγνητική επαγωγή $B_1 = 1 \text{ Vs/m}^2$.

Νά υπολογισθεί το ρεύμα I , που εμφανίζεται στον άγωγό, όταν διακόπτεται το πεδίο και η επαγωγή B_1 μεταβάλλεται ομοιόμορφα από την τιμή 1 Vs/m^2 στην τιμή $B_2 = 0$ μέσα σε διάστημα $0,05 \text{ s}$.

Λύση.

Εφαρμόζουμε τον τύπο (7):

$$iR_{o\lambda} = -n \frac{d\Phi}{dt}$$

Επειδή ή B_1 , καί επομένως ή Φ_1 , μεταβάλλεται όμοιόμορφα, έχομε:

$$iR_{o\lambda} = -n \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{t} = -n \frac{0 - \Phi_1}{t} = n \frac{\Phi_1}{t}$$

καί μέ $\Phi_1 = B_1 \cdot S$

$$iR_{o\lambda} = nS \frac{B_1}{t}$$

$$\text{Άρα: } I = \frac{nSB_1}{R_{o\lambda} t} = \frac{1 \cdot 2\pi \cdot 5^2 \cdot 10^{-4} \cdot 1}{0,2 \cdot 0,05} = 1,57 \text{ A}$$

$$I = 1,57 \text{ A}$$

10.3 Ήλεκτρεγερτική δύναμη εξ επαγωγής.

Αν συγκρίνομε τή σχέση (7) τής παραγράφου 10.2 μέ τό νόμο του Ohm σέ ένα άπλό κύκλωμα μέ όλική αντίσταση $R_{o\lambda}$, μέσα άπό τήν όποία ρέει ρεύμα I , άπό μία πηγή ήλεκτρεγερτικής δυνάμεως E :

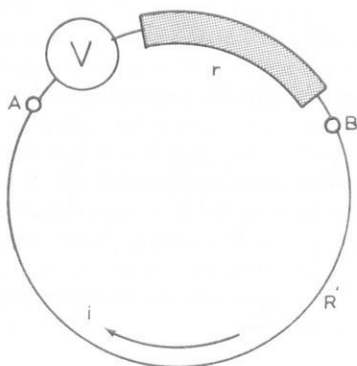
$$E = iR_{o\lambda} \quad (1)$$

βλέπομε ότι τό πηλίκο $nd\Phi/dt$ μπορεί νά θεωρηθεί ώς ή ήλεκτρεγερτική δύναμη (ΗΕΔ), πού δημιουργεί τό ρεύμα i (χρησιμοποιούμε έδω τό μικρό γράμμα e , γιά νά δηλώσομε ότι πρόκειται γιά στιγμιαία ΗΕΔ, δηλαδή ΗΕΔ πού μεταβάλλεται χρονικά). Τήν ΗΕΔ αὐτή όνομάζομε **ήλεκτρεγερτική εξ επαγωγής**:

$$e = -n \frac{d\Phi}{dt} \quad (2)$$

Η σχέση (2) εκφράζει επίσης τό **νόμο τής επαγωγής** του *Faraday*. Τήν e μπορούμε νά μετρήσομε στά άκρα $A - B$ του δευτερεύοντος κυκλώματος (σχ. 10.3), μέ ένα βολτόμετρο, πού έχει πολύ μεγάλη αντίσταση r συγκριτικά μέ τήν αντίσταση R του κυκλώματος αὐτου. Έτσι:

$$e = iR_{o\lambda} = i(r + R) \approx ir = -n \frac{d\Phi}{dt}$$



Σχ. 10.3.

Ἡ ϵ μετρίεται σέ βόλτ, ὥστε ἀπό τή σχέση (2) προκύπτει ἡ μονάδα τῆς μαγνητικῆς ροῆς $1 \text{ Vs} = 1 \text{ Weber}$, πού εἴχαμε γνωρίσει στήν παράγραφο 8.2, χωρίς νά δώσουμε τόν τύπο, ἀπό τόν ὁποῖο προέρχεται:

$$[\Phi] = [e] [t] = \text{Vs}$$

Ὁ νόμος τῆς ἐπαγωγῆς μέ τή μορφή (2) μᾶς ἐξυπηρετεῖ πολύ, γιατί μπορούμε νά μεταχειρισθοῦμε τήν ϵ στά διάφορα κυκλώματα, ὅπου ἐμφανίζονται φαινόμενα ἐπαγωγῆς, ὅπως μία κοινή ΗΕΔ. Ἔτσι, μπορούμε νά ἐφαρμόσουμε ἀνάλογα τοὺς γνωστούς κανόνες ἀναλύσεως κυκλωμάτων, ὅπως τὸ νόμο τοῦ Ohm, τοὺς κανόνες τοῦ Kirchhoff κλπ. Ὅμως δέν πρέπει νά ξεχνᾶμε ὅτι ἡ σχέση μεταξύ τῆς ΗΕΔ μιᾶς πηγῆς ἡλεκτρικοῦ ρεύματος καί τῆς ΗΕΔ ἐξ ἐπαγωγῆς εἶναι καθαρά **τυπική**. Δέν μπορούμε ἐξ ἄλλου νά ὀρίσουμε συγκεκριμένα πού δημιουργεῖται ἡ ΗΕΔ ἐξ ἐπαγωγῆς. Μπορεῖ κανεῖς νά θεωρήσει ὅτι δημιουργεῖται σέ ὁλόκληρο τὸ κύκλωμα, ἢ καί σέ ἓνα μόνο σημεῖο του.

Ἀριθμητικό παράδειγμα.

Ἐνα πηνίο μέ 20 σπεῖρες καί 50 cm^2 διατομή βρίσκεται μέσα σέ μαγνητικό πεδίο, μέ μαγνητική ἐπαγωγή $B_1 = 120 \cdot 10^{-4} \text{ Vs/m}^2$. Οἱ μαγνητικές γραμμές τοῦ πεδίου διαπερνοῦν κάθετα τή διατομή τοῦ πηνίου. Νά ὑπολογισθεῖ ἡ ἡλεκτρεγερτική δύναμη ἐξ ἐπαγωγῆς, πού ἐμφανίζεται στά ἄκρα τοῦ πηνίου, ὅστερα ἀπό διακοπή τοῦ πεδίου, ὅταν ἡ B_1 μεταβάλλεται ὁμοίομορφα ἀπὸ τήν τιμὴ πού δώσαμε στήν τιμὴ $B_2 = 0$, μέσα σέ διάστημα $t = 0,1 \text{ s}$.

Αύση.

Από τον τύπο (2) έχουμε:

$$e = -n \frac{d\Phi}{dt}$$

καί επειδή ή B_1 , άρα και ή Φ_1 μεταβάλλεται ομοιόμορφα:

$$E = -n \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{t} = -n \frac{0 - \Phi_1}{t} = n \frac{\Phi_1}{t}$$

Μέ $\Phi_1 = B_1 \cdot S$, παίρνουμε:

$$E = nS \frac{B_1}{t}$$

$$\text{Άρα: } E = 20 \cdot 50 \cdot 10^{-4} \frac{120 \cdot 10^{-4}}{0,1} = 0,012 \text{ V}$$

$$E = 0,012 \text{ V}$$

10.4 Φορά του επαγωγικού ρεύματος — Ό νόμος του Lenz.

Στά πειράματα 1 ως 3, πού περιγράψαμε στην παράγραφο 10.1, όρίσαμε τή φορά του επαγωγικού ρεύματος στό δευτερεύον κύκλωμα, σέ σχέση μέ τή φορά του ρεύματος I στό πρωτεύον. Είδαμε ότι τά ρεύματα άλλοτε έχουν τήν ίδια φορά καί άλλοτε είναι αντίθετα.

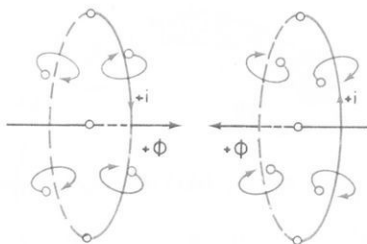
Αν εξετάσουμε τή **μαγνητική ροή**, πού διαπερνά τά δευτερεύοντα κυκλώματα, θά διαπιστώσουμε ότι σέ όλα τά πειράματα, τά δύο ρεύματα έχουν τήν ίδια φορά, όταν ή ροή στό δευτερεύον ελαττώνεται. Τότε, τό πηλίκο $d\Phi/dt$ είναι άρνητικό. Αντίθετη φορά έχουν, όταν ή ροή στό δευτερεύον αυξάνεται. Τότε, τό πηλίκο $d\Phi/dt$ είναι θετικό.

Όταν τά δύο ρεύματα, στό πρωτεύον καί δευτερεύον, έχουν τήν ίδια φορά, σημαίνει ότι οί μαγνητικές ροές, πού δημιουργούν, έχουν τήν ίδια φορά, σύμφωνα μέ τόν κανόνα του δεξιόστροφου κοχλία. Επομένως προστίθενται.

Όταν τά ρεύματα έχουν αντίθετη φορά, οί μαγνητικές τους ροές είναι αντίθετες. Επομένως αφαιρούνται (σχ. 10.4).

Συνδυάζοντας τίς πío πάνω παρατηρήσεις, εξάγουμε τά εξής συμπεράσματα:

— Αύξηση τής μαγνητικής ροής Φ , πού διαπερνά τό δευτερεύον κύκλωμα (δηλαδή θετικό $d\Phi/dt$), δημιουργεί επαγωγικό ρεύμα i , μέ αντίθετη φορά ως πρός τό ρεύμα I του πρωτεύοντος κυκλώματος. Τό επαγωγικό ρεύμα προκαλεί μαγνητική ροή, ή όποία είναι αντίθετη πρός τήν αυξανόμενη μαγνητική ροή Φ . Έτσι, τήν ελαττώνει. Τό άρνητικό σημείο στόν τύπο (5) τής παραγράφου



Σχ. 10.4.

10.2 εκφράζει την αντίθετη φορά του επαγωγικού ρεύματος i ως προς το ρεύμα I , που δημιουργεί την αυξανόμενη μαγνητική ροή Φ .

— Μείωση της μαγνητικής ροής που διαπερνά το δευτερεύον κύκλωμα (δηλαδή αρνητικό $d\Phi/dt$), δημιουργεί επαγωγικό ρεύμα i με φορά ίδια με τη φορά του ρεύματος I του πρωτεύοντος κυκλώματος. Το επαγωγικό ρεύμα προκαλεί μαγνητική ροή, ή όποια έχει την ίδια φορά με την ελαττούμενη μαγνητική ροή. Έτσι, την αυξάνει. Το αρνητικό σημείο στον τύπο (5) της παραγράφου 10.2, μαζί με το αρνητικό σημείο του πηλίκου $d\Phi/dt$, δίνει θετικό σημείο. Αυτό εκφράζει ότι το επαγωγικό ρεύμα έχει την ίδια φορά με το ρεύμα I , που δημιουργεί την ελαττούμενη μαγνητική ροή.

Τή φορά του επαγωγικού ρεύματος μπορούμε να ερμηνεύσουμε ως εξής:

Κάθε κύκλωμα προσπαθεί να διατηρήσει σταθερή τη μαγνητική ροή, που το διαπερνά. Έτσι, αντιδρά σε κάθε μεταβολή της, δημιουργώντας ένα επαγωγικό ρεύμα. Αυτό προκαλεί μαγνητική ροή, με τέτοια φορά, ώστε να αντισταθμίζεται κατά το δυνατό ή μεταβολή της μαγνητικής ροής. Το φαινόμενο αυτό είναι έντελως ανάλογο με το φαινόμενο της αδράνειας στη μηχανική: Κάθε σώμα προσπαθεί να διατηρήσει την ταχύτητα που έχει, αντιδρώντας σε μία εξωτερική δύναμη, που προκαλεί μεταβολή της (επιτάχυνση ή επιβράδυνση). Έτσι, αναπτύσσει μία δύναμη αδράνειας, αντίθετη προς την εξωτερική δύναμη.

Τό φαινόμενο της φοράς του ρεύματος ερμήνευσε τό 1834 ό *Lenz* με ένα άλλο τρόπο: Όπως θά γνωρίσουμε πιό κάτω, σε κάθε άγωγο, διαρρέομενο από ρεύμα μέσα σε μαγνητικό πεδίο, ασκείται όρισμένη **δύναμη** από τό πεδίο. Είδαμε, εξ άλλου, ότι σε ένα κινούμενο άγωγο, μέσα σε μαγνητικό πεδίο, αναπτύσσεται επαγωγικό ρεύμα i . Ό *Lenz* απέδειξε ότι ή δύναμη, που ασκείται επάνω στον άγωγο, εξ αίτίας της ροής του επαγωγικού ρεύματος i μέσα στό μαγνητικό πεδίο, έχει **αντίθετη φορά** από ή δύναμη, που κινεί τόν άγωγο μέσα στό πεδίο. Η διαπίστωση αυτή συνοψίζεται στον εξής γενικό **κανόνα του Lenz**, που εκφράζει επίσης όσα είπαμε προηγουμένως, γιά ή φορά του επαγωγικού ρεύματος: «Τό επαγωγικό ρεύμα έχει τέτοια φορά, ώστε με τό μαγνητικό πεδίο, που δημιουργεί, νά έναντιώνεται στήν αίτία που τό προκαλεί».

10.5 Αυτεπαγωγή – Συντελεστής αυτεπαγωγής.

α) Ορισμός της αυτεπαγωγής και του συντελεστή αυτεπαγωγής.

Όταν σέ ένα κύκλωμα μεταβάλλεται ή ένταση του ρεύματος, μεταβάλλεται και ή μαγνητική ροή, πού δημιουργεί τό ρεύμα αυτό. Ή μεταβαλλόμενη ροή διαπερνά τις σπείρες του κυκλώματος. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα τή δημιουργία, στό ίδιο τό κύκλωμα, ηλεκτρεγερτικής δυνάμεως εξ επαγωγής, σύμφωνα μέ τό νόμο τής επαγωγής πού γνωρίσαμε. Τό φαινόμενο αυτό ονομάζεται **αυτεπαγωγή**. Ή ΗΕΔ επίσης ονομάζεται **ηλεκτρεγερτική δύναμη εξ αυτεπαγωγής**, επειδή οφείλεται στη μεταβολή του ίδιου του μαγνητικού πεδίου του κυκλώματος.

Αν Φ είναι ή μαγνητική ροή, πού δημιουργείται σέ ένα κύκλωμα (πηνίο) μέ n σπείρες, όταν περνά ρεύμα I , ή όλική μαγνητική ροή, πού διαπερνά τις σπείρες του κυκλώματος, είναι $n\Phi$. Ή ροή αυτή ονομάζεται **ροή αλληλενδέσεως**, γιά νά διακρίνεται από τή ροή Φ .

Όταν ή μαγνητική ροή, πού δημιουργεί τό ρεύμα I , περνά αποκλειστικά ή κατά τό μεγαλύτερο μέρος της μέσα από τόν άέρα ή μέσα από ύλικό μέ σταθερή μαγνητική διαπερατότητα (μ ανεξάρτητο από τή ροή Φ), ή ροή αλληλενδέσεως είναι άνάλογη του ρεύματος I :

$$n\Phi = LI \quad (1)$$

Ο συντελεστής αναλογίας L ονομάζεται **συντελεστής αυτεπαγωγής**, ή, άπλά, **αυτεπαγωγή** του κυκλώματος.

Ή αυτεπαγωγή L είναι μία σταθερή του κυκλώματος και εξαρτάται από τις γεωμετρικές διαστάσεις και τή μαγνητική διαπερατότητα του ύλικου, μέσα από τό όποιο περνά ή μαγνητική ροή. Από τόν τύπο (1) προκύπτει ή αυτεπαγωγή ως τό πηλίκο τής ροής αλληλενδέσεως διά του ρεύματος:

$$L = \frac{n\Phi}{I} \quad (2)$$

Ο τύπος (2) δίνει τή μονάδα τής αυτεπαγωγής, πού ονομάζεται **henry** και συμβολίζεται μέ τό κεφαλαίο γράμμα **H**:

$$[L] = \frac{[\Phi]}{[I]} = \frac{Vs}{A} = \Omega s = H(\text{henry})$$

Από τήν (1) παίρνομε:

$$\Phi = \frac{LI}{n} \quad (4)$$

Αντικαθιστώντας την (1) στη σχέση (2) της παραγράφου 10.3, προκύπτει:

$$e = -n \frac{d\Phi}{dt} = -L \frac{di}{dt} \quad (5)$$

Η σχέση (5) μάς δίνει την ΗΕΔ εξ αυτεπαγωγής, που εμφανίζεται σε ένα κύκλωμα με αυτεπαγωγή L , όταν **μεταβάλλεται τό ρεύμα i** που διαρρέει τό κύκλωμα αυτό.

β) Υπολογισμός της αυτεπαγωγής L κυκλωμάτων.

Σε κυκλώματα, που έχουν σταθερή μαγνητική αντίσταση R_m (R_m ανεξάρτητη της ροής Φ), υπολογίζεται ή αυτεπαγωγή από τόν τύπο (2), ύστερα από αντικατάσταση της μαγνητικής ροής Φ , όπως αυτή δίνεται από τούς τύπους (15) καί (15α) της παραγράφου 8.2:

$$\Phi = \frac{nI}{R_m} \quad (6)$$

$$\text{Άρα: } L = \frac{n\Phi}{I} = \frac{n^2}{R_m} \quad (7)$$

Σε ένα πηνίο με μεγάλο μήκος, συγκριτικά με τή διατομή του, δίνεται ή μαγνητική αντίσταση R_m από τόν τύπο:

$$R_m = \frac{l}{\mu S} \quad (8)$$

όπου l τό μήκος του πηνίου, S ή διατομή του καί μ ή μαγνητική διαπερατότητα του υλικού στό έσωτερικό του πηνίου. (Η αντίσταση της μαγνητικής ροής στό έξωτερικό του πηνίου είναι πολύ μικρή ώστε δέν λαμβάνεται υπ' όψη. Καί αυτό, επειδή ή διατομή S' , μέσα από την οποία περνά αυτή ή ροή είναι πολύ μεγάλη, συγκριτικά με τή διατομή S .

Αντικαθιστώντας στόν τύπο (7) τή μαγνητική αντίσταση R_m του τύπου (8), παίρνομε για τήν αυτεπαγωγή L του μακρόστενου πηνίου:

$$L = \frac{\mu n^2 S}{l} \quad (9)$$

Αριθμητικό παράδειγμα.

Νά υπολογισθεί ή αυτεπαγωγή L ενός μακρόστενου πηνίου με άέρα στό έσωτερικό του: μήκος $l = 18$ cm, άκτίνα $r = 6$ cm καί άριθμό σπειρών $n = 1000$. Ποιά ΗΕΔ εμφανίζεται στά άκρα του πηνίου αυτού, όταν διακόπτεται τό ρεύ-

μα $i_1 = 5 \text{ A}$, πού περνά από τό πηνίο, μέ αποτέλεσμα νά φθάσει τό ρεύμα αυτό την τιμή $i_2 = 0$, μέσα στο χρονικό διάστημα $t = 10^{-3} \text{ s}$, μέ όμοιόμορφη μεταβολή;

Λύση.

Γιά τόν άέρα στό έσωτερικό τοῦ πηνίου ἔχομε $\mu_r = 1$

$$\text{Άρα: } \mu = \mu_r \mu_0 \approx \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-4} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$$

Άπό τόν τύπο (9) προκύπτει γιά τήν αὐτεπαγωγή:

$$L = \frac{\mu n^2 S}{l} = \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 1000^3 \cdot \pi \cdot 6^2 \cdot 10^{-4}}{18 \cdot 10^{-2}} = \underline{0,08 \text{ H}}$$

Η επαγόμενη ΗΕΔ δίνεται από τόν τύπο (5) μέ:

$$\frac{di}{dt} = \frac{I_2 - I_1}{t} = \frac{0 - I_1}{t} = - \frac{I_1}{t} \text{ ἐπειδή ἔχομε ὁμοιόμορφη μεταβολή τοῦ ρεύματος}$$

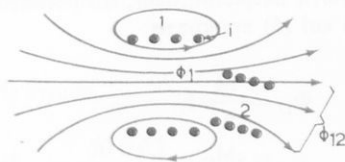
$$e = -L \frac{di}{dt} = L \frac{I_1}{t} = 0,08 \frac{5}{10^{-3}} = \underline{400 \text{ V}}$$

$$L = 0,08 \text{ H}, \quad \underline{e = 400 \text{ V}}$$

10.6 Ἀμοιβαία επαγωγή – Συντελεστής αμοιβαίας επαγωγῆς.

Όταν ἡ ηλεκτρεγερτική δύναμη ἐξ επαγωγῆς, πού δημιουργεῖται σέ ἕνα κύκλωμα, ὀφείλεται στή μεταβαλλόμενη μαγνητική ροή ενός ἄλλου κυκλώματος, αὐτή ὀνομάζεται **ηλεκτρεγερτική δύναμη ἐξ αμοιβαίας επαγωγῆς**. Τό φαινόμενο ἐπίσης αὐτό ὀνομάζεται **ἀμοιβαία επαγωγή ἢ ἀλληλεπαγωγή**.

Γιά τή μελέτη τῆς ἀμοιβαίας επαγωγῆς θεωροῦμε ἕνα πηνίο 1 διαρρεόμενο ἀπό μεταβαλλόμενο ρεύμα i , ὥστε νά δημιουργεῖται μεταβαλλόμενη μαγνητική ροή Φ_1 , καί ἕνα δεύτερο πηνίο 2, πού βρίσκεται μέσα στό μαγνητικό πεδίο τοῦ 1 (σχ. 10.6).



Σχ. 10.6.

Συμβολίζουμε με Φ_{12} τη μαγνητική ροή του πηνίου 1, ή όποια διαπερνά το 2. 'Αν το 2 έχει n_2 σπείρες, ή ροή αλληλενδεδεσώς του είναι $n_2\Phi_{12}$. 'Εφ' όσον το μαγνητικό πεδίο του 1 αναπτύσσεται μέσα στον άερα ή σε υλικό με σταθερή μαγνητική διαπερατότητα, ή ροή αλληλενδεδεσώς $n_2\Phi_{12}$ είναι ανάλογη του ρεύματος I_1 , που διαρρέει το πηνίο 1:

$$n_2\Phi_{12} = M_{12}I_1 \quad (1)$$

Ο συντελεστής αναλογίας M_{12} ονομάζεται **συντελεστής αμοιβαίας επαγωγής** μεταξύ των κυκλωμάτων 1 και 2 ή, απλά, αμοιβαία επαγωγή των κυκλωμάτων 1 και 2.

Αντίστροφα, αν το πηνίο 2 διαρρέεται από μεταβαλλόμενο ρεύμα I_2 και Φ_{21} είναι ή μαγνητική του ροή, ή όποια διαπερνά τις n_1 σπείρες του πηνίου 1, ισχύει ή σχέση:

$$n_1\Phi_{21} = M_{21}I_2 \quad (2)$$

Η ροή αλληλενδεδεσώς $n_1\Phi_{21}$ του πηνίου 1 είναι ανάλογη με το ρεύμα I_2 του πηνίου 2. Ο συντελεστής αναλογίας M_{21} είναι ο συντελεστής αμοιβαίας επαγωγής μεταξύ των πηνίων 2 και 1 ή, απλά, ή αμοιβαία επαγωγή των πηνίων 2 και 1.

Αποδεικνύεται τώρα ότι:

$$M_{12} = M_{21} = M \quad (3)$$

Άρα οί σχέσεις (1) και (2) γίνονται:

$$n_2\Phi_{12} = MI_1 \quad (4)$$

και

$$n_1\Phi_{21} = MI_2 \quad (5)$$

Από την (4) ή (5) προκύπτει για τη μονάδα της αμοιβαίας επαγωγής:

$$[M] = \frac{[\Phi]}{[I]} = \frac{Vs}{A} = \Omega s = H \quad (6)$$

Άρα ή αμοιβαία επαγωγή μετριέται, όπως ή αυτεπαγωγή, σε henry.

Από τούς τύπους (4) και (5) προκύπτει:

$$\Phi_{12} = \frac{M}{n_2} I_1 \quad (7)$$

και

$$\Phi_{21} = \frac{M}{n_1} I_2 \quad (8)$$

Αν αντικαταστήσουμε τον τύπο (7) στον τύπο (2) της παραγράφου 10.3, παίρνομε την ΗΕΔ εξ αμοιβαίας επαγωγής στο πηνίο 2, όταν μεταβάλλεται τό ρεύμα στο πηνίο 1:

$$e_2 = -n_2 \frac{d\Phi_{12}}{dt} = -M \frac{di_1}{dt} \quad (9)$$

Ανάλογα, προκύπτει από τούς τύπους (8) καί (21) της παραγράφου 10.3 ή ΗΕΔ εξ αμοιβαίας επαγωγής στο πηνίο 1, όταν μεταβάλλεται τό ρεύμα στο πηνίο 2:

$$e_1 = -n_1 \frac{d\Phi_{21}}{dt} = -M \frac{di_2}{dt} \quad (10)$$

Αν, ταυτόχρονα καί στά δύο κυκλώματα 1 καί 2, ρέουν μεταβαλλόμενα ρεύματα, δημιουργείται σέ κάθε κύκλωμα ΗΕΔ εξ αὐτεπαγωγής καί ΗΕΔ εξ αμοιβαίας επαγωγής. Ἡ συνολική ΗΕΔ προκύπτει ἀπό τήν ἄθροιση τῶν δύο ΗΕΔ:

$$e_1 = -\left(L_1 \frac{di_1}{dt} + M \frac{di_2}{dt}\right) \quad (11)$$

$$e_2 = -\left(L_2 \frac{di_2}{dt} + M \frac{di_1}{dt}\right) \quad (12)$$

Ἀριθμητικό παράδειγμα.

Ένα πηνίο 1 διαρρέεται ἀπό συνεχές ρεύμα $i_1 = 2 \text{ A}$. Τμήμα τῆς μαγνητικῆς ροῆς τοῦ πηνίου αὐτοῦ $\Phi_{12} = 0,03 \text{ Vs}$ διαπερνᾷ ἕνα δεύτερο πηνίο 2 μέ $n_2 = 50$ σπεῖρες. Καί τά δύο πηνία βρίσκονται μέσα σέ ἀέρα.

Όταν τό ρεύμα I_1 διακόπτεται, φθάνει ἀπό τήν τιμῆ 2 A , μέ ὁμοίομορφη μεταβολή, στήν τιμῆ $I_2 = 0$, σέ χρόνο $0,1 \text{ s}$.

Νά ὑπολογισθοῦν:

α) Ἡ αμοιβαία επαγωγή τῶν πηνίων 1 καί 2.

β) Ἡ ΗΕΔ εξ αμοιβαίας επαγωγῆς, πού ἐμφανίζεται στό πηνίο 2, μετά τή διακοπή τοῦ ρεύματος στό πηνίο 1.

Λύση.

α) Ἀπό τόν τύπο (4) ἔχομε:

$$M = \frac{n_2 \Phi_{12}}{I_1} = \frac{50 \cdot 0,03}{2} = 0,75 \text{ H}$$

β) Ο τύπος (9) δίνει μέ: $\frac{di_1}{dt} = \frac{I_2 - I_1}{t} = -\frac{I_1}{t}$ λόγω της ομοιόμορφης μεταβολής του ρεύματος:

$$e_2 = -M \frac{di_1}{dt} = M \frac{I_1}{t} = 0,75 \frac{2}{0,1} = \underline{15 \text{ V}}$$

$$M = 0,75 \text{ H}, \quad \underline{e_2 = 15 \text{ V}}$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΝΔΕΚΑΤΟ

ΤΟ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟ ΡΕΥΜΑ ΣΕ ΜΑΓΝΗΤΙΚΟ ΠΕΔΙΟ

Τό 1820 ο *Oertsted* ανακάλυψε, όπως ήδη αναφέραμε, ότι ένας αγωγός, πού διαρρέεται από ρεύμα, δημιουργεί γύρω του μαγνητικό πεδίο και άσκει μηχανικές δυνάμεις επάνω σε μαγνητικές βελόνες. Τήν ίδια χρονιά, ο *Ampère* ανακάλυψε τό αντίθετο φαινόμενο: ότι τό μαγνητικό πεδίο άσκει δύναμη επάνω σε διαρρεόμενο από ρεύμα άγωγό και όρισε τή διεύθυνση και φορά τής άσκούμενης δυνάμεως. Ανακάλυψε ακόμα ότι μεταξύ παραλλήλων ρευματοφόρων άγωγών άσκούνται έλκτικές ή άπωστικές δυνάμεις, ανάλογα με τή φορά τών ρευμάτων στους δύο άγωγούς.

Αργότερα, ο *Laplace*, στηριζόμενος σε πειράματα πού είχαν εκτελέσει οι *Biot* και *Savart*, προσδιόρισε θεωρητικά τή δύναμη, πού άσκείται από μαγνητικό πεδίο επάνω σε ευθύγραμμο άγωγό διαρρεόμενο από ρεύμα.

Στό κεφάλαιο αυτό εξετάζουμε τή δύναμη πού άσκείται από μαγνητικό πεδίο επάνω σε κινούμενο ήλεκτρικό φορτίο καθώς και σε ρευματοφόρο άγωγό, πού βρίσκεται μέσα στό πεδίο. Εξετάζουμε ακόμα τίς δυνάμεις, πού άσκούνται μεταξύ δύο παραλλήλων ρευματοφόρων άγωγών.

11.1 Κίνηση φορτίου σε μαγνητικό πεδίο.

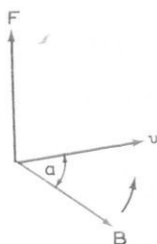
Σέ ένα ήλεκτρικό φορτίο Q , πού κινείται με ταχύτητα $\vec{v}$ μέσα σε μαγνητικό πεδίο με έπαγωγή $\vec{B}$, άσκειται όρισμένη δύναμη $\vec{F}$. Τό μέτρο F τής δυνάμεως $\vec{F}$ άποδεικνύεται πειραματικά ότι είναι άνάλογο με τό φορτίο Q , με τό μέτρο B τής μαγνητικής έπαγωγής, με τό μέτρο v τής ταχύτητας και με τό ήμίτονο τής γωνίας α , πού σχηματίζει ή ταχύτητα $\vec{v}$ με τό μαγνητικό πεδίο $\vec{B}$ (σχ. 11.1α):

$$F = QBv\eta\mu\alpha \quad (1)$$

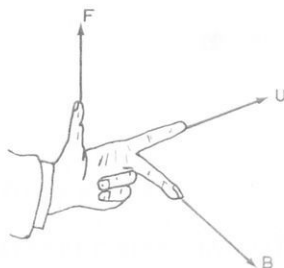
Η δύναμη F όνομάζεται **δύναμη Laplace** και ό τύπος (1) **τύπος του Laplace**.

Στόν τύπο (1) ή δύναμη F προκύπτει σε νιοϋτον (N), όταν ή B μετριέται σε Vs/m² τό φορτίο Q σε κουλόμπ (C) και ή ταχύτητα v σε m/s.

Η δύναμη Laplace F έχει τιμή μηδέν για $\eta\mu\alpha = 0$ ή $\alpha = 0$, όταν δηλαδή τό φορτίο κινείται παράλληλα πρός τίς μαγνητικές γραμμές. Έχει τή μέγιστη τιμή τής για $\eta\mu\alpha = 1$ ή $\alpha = 90^\circ$, όταν τό φορτίο κινείται κάθετα πρός τίς μαγνητικές γραμμές.



Σχ. 11.1α.



Σχ. 11.1β.

Ἡ διεύθυνση τῆς δυνάμεως $\vec{F}$ εἶναι πάντοτε κάθετη πρὸς τὴ διεύθυνση τῆς $\vec{B}$ καὶ τῆς $\vec{u}$, δηλαδή κάθετη στοῦ ἐπίπεδο πού σχηματίζουν ἡ B καὶ ἡ u . Ἡ φορά τῆς ἐξαρτᾶται ἀπὸ τὸ εἶδος τοῦ φορτίου Q (θετικό ἢ ἀρνητικό φορτίο). Γιά ἀρνητικό φορτίο Q , προκύπτει ἡ φορά τῆς $\vec{F}$, σύμφωνα μέ τόν κανόνα τοῦ δεξιόστροφου κοχλίας: Ἄν τοποθετήσουμε τόν κοχλία κάθετα πρὸς τὸ ἐπίπεδο $\vec{B} - \vec{u}$ καὶ τόν περιστρέψουμε στή φορά περιστροφῆς τοῦ διανύσματος $\vec{B}$ πρὸς τὸ διάνυσμα $\vec{u}$ ἀπὸ τὸ συντομότερο δρόμο, ὁ κοχλίας προχωρεῖ στή φορά τῆς δυνάμεως $\vec{F}$ (σχ. 11.1α).

Ἐνα ἄλλο τρόπο γιὰ τὸν προσδιορισμό τῆς φορᾶς τῆς δυνάμεως $\vec{F}$ δίνει ὁ **κανόνας τοῦ ἀριστεροῦ χεριοῦ**. Ἄν μέ τόν ἀντίχειρα, τὸ δεικτὴ καὶ τὸ μέσο δάκτυλο τοῦ ἀριστεροῦ χεριοῦ σχηματίσουμε ἕνα τρισορθογώνιο σύστημα ἀξόνων καὶ ὁ δεικτὴς δείχνει στή φορά τῆς ταχύτητας $\vec{u}$, ἐνῶ ὁ μεσαῖος στή φορά τοῦ πεδίου B , τότε ὁ ἀντίχειρας δείχνει στή φορά τῆς δυνάμεως Laplace $\vec{F}$ (σχ. 11.1β).

Γιά θετικό φορτίο Q , ἡ φορά τῆς δυνάμεως Laplace εἶναι **ἀντίθετη** ἀπὸ τὴ φορά, πού ὀρίζεται γιά ἀρνητικό φορτίο μέ τοὺς πιὸ πάνω κανόνες.

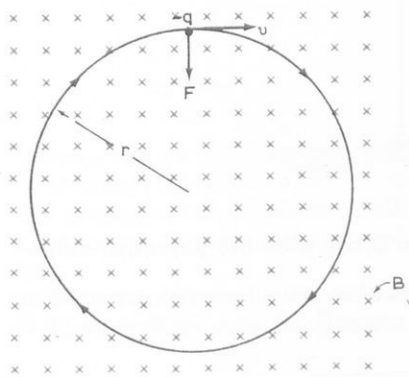
Ἡ δύναμη Laplace $\vec{F}$ εἶναι πάντοτε **κάθετη** πρὸς τὴν ταχύτητα $\vec{u}$ καὶ ἔχει σταθερό μέτρο, κατὰ τὴ σχέση (1). Γι' αὐτὸ δρᾷ σάν κεντρομόλος δύναμη ἐπάνω σέ ἕνα σωματίδιο μέ φορτίο q , πού κινεῖται κάθετα πρὸς τίς μαγνητικές γραμμές $\vec{B}$ τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου. Ἀποτέλεσμα εἶναι νά διαγράφει τὸ σωματίδιο **κυκλική τροχιά** μέ ὁμαλή κίνηση στοῦ ἐπίπεδο τῶν διανυσμάτων $\vec{u}$ καὶ $\vec{F}$ ὅπως φαίνεται στοῦ σχῆμα 11.1γ.

Στὸ σχῆμα αὐτό, τὸ φορτίο q θεωρεῖται ἀρνητικό καὶ οἱ μαγνητικές γραμμές B εἰσχωροῦν κάθετα πρὸς τὸ ἐπίπεδο τοῦ βιβλίου.

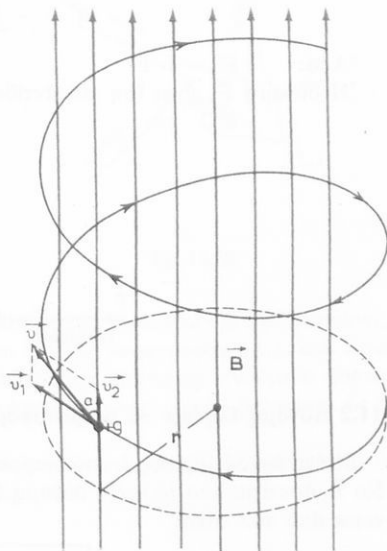
Ἄν ἡ ταχύτητα $\vec{u}$ τοῦ σωματιδίου δέν εἶναι κάθετη πρὸς τίς μαγνητικές γραμμές, ἀλλὰ σχηματίζει μέ αὐτές ὀρισμένη **γωνία α** , μπορούμε νά ἀναλύσουμε τὴν $\vec{u}$ σέ δύο συνιστώσες: Μία συνιστώσα $\vec{u}_1$, κάθετη πρὸς τίς μαγνητικές γραμμές καὶ μία $\vec{u}_2$ παράλληλη πρὸς αὐτές (σχ. 11.1δ).

Κάτω ἀπὸ τὴν ἐπίδραση τῆς κάθετης $\vec{u}_1$ καὶ τῆς μαγνητικῆς ἐπαγωγῆς $\vec{B}$ τοῦ πεδίου, τὸ σωματίδιο ἐκτελεῖ ὁμαλή κυκλική κίνηση, ὅπως στὴν προηγού-

μενη περίπτωση. Ταυτόχρονα, εξ αιτίας της $\vec{v}_2$, κινείται παράλληλα προς τη διεύθυνση των μαγνητικών γραμμών του πεδίου. Αποτέλεσμα των δύο αυτών κινήσεων είναι νά διαγράφει τό σωματίδιο **έλικοειδή τροχιά**, όπως φαίνεται στο σχήμα 11.1δ.



Σχ. 11.1γ.



Σχ. 11.1δ.

Αριθμητικό παράδειγμα.

Ένα ομοιόμορφο μαγνητικό πεδίο έχει μαγνητική επαγωγή $B = 1,5 \text{ Vs/m}^2$ και οι μαγνητικές του γραμμές είναι παράλληλες προς τό επίπεδο του βιβλίου. Ένα ηλεκτρόνιο κινείται κάθετα προς τίς μαγνητικές γραμμές, μέ φορά από τόν άναγνώστη προς τό βιβλίο και ταχύτητα $v = 3,1 \cdot 10^7 \text{ m/s}$. Νά προσδιορισθεί ή δύναμη $\vec{F}$, πού άσκεΐται από τό πεδίο στο ήλεκτρόνιο. Ποιά δύναμη $\vec{F}$ άσκεΐται σέ ένα πρωτόνιο, πού κινείται μέ τόν ίδιο τρόπο στο πεδίο;

Λύση.

Τό ήλεκτρόνιο έχει φορτίο σύμφωνα μέ τόν τύπο (1.7) της παραγράφου 1.2:

$$q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

Έτσι από τόν τύπο (1) προκύπτει για τό μέτρο της δυνάμεως F μέ $\alpha = 90$ και $\eta_{\text{μα}} = 1$:

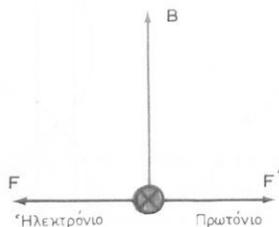
$$F = qBv\eta_{\text{μα}} = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,5 \cdot 3,1 \cdot 10^7 \cdot 1 = \underline{7,44 \cdot 10^{-12} \text{ N}}$$

Ἡ διεύθυνση τῆς δυνάμεως F εἶναι κάθετη πρὸς τὸ ἐπίπεδο τῶν B - υ καὶ ἡ φορά τῆς προκύπτει ἀπὸ τὸν κανόνα τοῦ δεξιόστροφου κοχλίου (σχ. 11.1ε). Τὸ πρωτόνιο ἔχει φορτίο q' ἴσο καὶ ἀντίθετο τοῦ φορτίου τοῦ ἠλεκτρονίου:

$$q' = -1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

Ἄρα: $F' = -F$

Ἡ δύναμη $\vec{F}'$ εἶναι ἴση καὶ ἀντίθετη τῆς $\vec{F}$.



Σχ. 11.1ε.

11.2 Δύναμη Laplace σέ ρευματοφόρο ἄγωγό μέσα στό μαγνητικό πεδίο.

Σέ ἓνα ἄγωγό μήκους l , πού διαρρέεται ἀπὸ ρεῦμα I μέσα σέ μαγνητικό πεδίο $\vec{B}$, ἀσκεῖται ἀπὸ τὸ πεδίο δύναμη Laplace $\vec{F}$. Τὸ μέτρο τῆς δυνάμεως F δίνεται ἀπὸ τὸν τύπο:

$$F = IB/\eta\mu\alpha$$

(1)

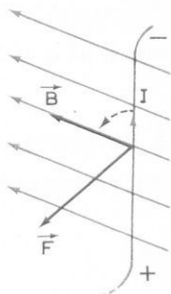
ὅπου α ἡ γωνία μεταξὺ τοῦ ρεύματος $\vec{I}$ καὶ τοῦ πεδίου $\vec{B}$.

Ἡ διεύθυνση τῆς δυνάμεως $\vec{F}$ εἶναι κάθετη πρὸς τὸ ἐπίπεδο πού σχηματίζουν τὰ $\vec{I}$ καὶ $\vec{B}$ καὶ ἡ φορά τους προκύπτει καὶ ἐδῶ, σύμφωνα μὲ τὸν κανόνα τοῦ δεξιόστροφου κοχλίου (σχ. 11.2α).

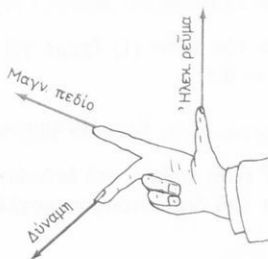
Ἄν περιστρέψουμε τὸν κοχλίου στὴ διεύθυνση περιστροφῆς τοῦ διανύσματος $\vec{I}$ πρὸς τὸ διάνυσμα $\vec{B}$ ἀπὸ τὸ συντομότερο δρόμο, θά προχωρήσει ὁ κοχλίας στὴ φορά τῆς δυνάμεως $\vec{F}$.

Τὴ φορά τῆς δυνάμεως $\vec{F}$ μπορούμε ἐπίσης νά προσδιορίσουμε μὲ τὸν **κανόνα τοῦ δεξιοῦ χεριοῦ**, πού εἶναι ἀνάλογος μὲ τὸν κανόνα τοῦ ἀριστεροῦ χεριοῦ: Ἄν ὁ ἀντίχειρας τοῦ δεξιοῦ χεριοῦ δείχνει στὴ φορά τοῦ ρεύματος $\vec{I}$, ὁ δείκτης στὴ φορά τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου $\vec{B}$, τότε ὁ μέσος δάκτυλος δείχνει στὴ φορά τῆς δυνάμεως $\vec{F}$ (σχ. 11.2β).

Ἡ φορά τοῦ ρεύματος I εἶναι ἡ συμβατική φορά, δηλαδή ἀντίθετη πρὸς τὴ φορά κινήσεως τῶν ἠλεκτρονίων. Ἄν τοποθετήσουμε τὸ ρεῦμα I μὲ τὴν πραγματικὴ του φορά στὴ διεύθυνση τῆς ταχύτητας $\vec{v}$ τῶν ἠλεκτρονίων, προκύπτει ἡ περίπτωση κινήσεως φορτίου σέ μαγνητικό πεδίο τῆς προηγούμενης παραγράφου. Ἡ φορά τῆς δυνάμεως Laplace $\vec{F}$ προσδιορίζεται ὅπως ἤδη περι-



Σχ. 11.2α.



Σχ. 11.2β.

γράψαμε εκεί, με το ίδιο ακριβώς αποτέλεσμα που δίνουν οι πίο πάνω κανόνες.

Ο τύπος (1) προκύπτει από τον τύπο (1) της παραγράφου 11.1, που δίνει την ασκούμενη από το μαγνητικό πεδίο δύναμη, επάνω σε κινούμενο φορτίο Q . Το φορτίο Q αγωγού, μήκους l , σε κάποια χρονική στιγμή βρίσκεται ως εξής:

Έστω v η ταχύτητα με την οποία κινούνται τα φορτία (ηλεκτρόνια) στον αγωγό. Ένα ηλεκτρόνιο διασχίζει τον αγωγό σε χρόνο:

$$t = \frac{l}{v} \quad (2)$$

Στό διάστημα αυτό, περνά από μία διατομή στην αρχή του αγωγού φορτίο:

$$Q = It \quad (3)$$

Το φορτίο Q καλύπτει το μήκος l του αγωγού και είναι το φορτίο που βρίσκεται στον αγωγό l σε οποιαδήποτε χρονική στιγμή. Άρα, από τον τύπο (1) της παραγράφου 11.1 και τους τύπους (2) και (3) έχουμε:

$$F = QBv\eta\mu\alpha = ItB \frac{l}{v} \eta\mu\alpha \quad (4)$$

και

$$F = IBl\eta\mu\alpha \quad (5)$$

Αριθμητικό παράδειγμα.

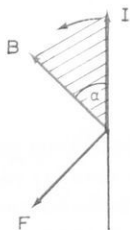
Αγωγός, μήκους 80 cm, διαρρεόμενος από ρεύμα $I = 3$ A, βρίσκεται μέσα σε μαγνητικό πεδίο, έντασεως $B = 2,5$ Vs/m² και σχηματίζει γωνία 45° με τις μαγνητικές γραμμές. Νά προσδιορισθεί η δύναμη $\vec{F}$ που ασκείται επάνω στον αγωγό.

Λύση.

Από τον τύπο (1) έχουμε για το μέτρο της δύναμης F με $\alpha = 30^\circ$ και $\eta\mu 30^\circ = 0,5$:

$$F = IB/\eta\mu\alpha = 3 \cdot 2,5 \cdot 80 \cdot 10^{-2} \cdot 0,5 = \underline{3 \text{ N}}$$

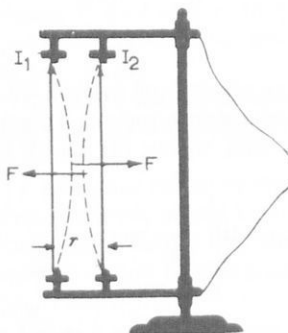
Η $\vec{F}$ είναι κάθετη στο επίπεδο των $I - B$ και η φορά της προκύπτει από τον κανόνα του δεξιόστροφου κοχλίου (σχ. 11.2γ).



Σχ. 11.2γ.

11.3 Δυνάμεις Laplace μεταξύ δύο ρευματοφόρων αγωγών.

Θεωρούμε δύο παράλληλους αγωγούς (1 και 2) με το ίδιο μήκος l , διαρρεόμενους από ρεύματα I_1 και I_2 . Μεταξύ των δύο αγωγών ασκείται δύναμη Laplace $\vec{F}$ (σχ. 11.3).



Σχ. 11.3.

Το μέτρο της δύναμης $\vec{F}$ βρίσκεται ως εξής:

Ο αγωγός l δημιουργεί μαγνητικό πεδίο επαγωγής $\vec{B}_1$, μέσα στο οποίο βρί-

σκεται ό 2. Άρα στόν άγωγό 2 άσκειται δύναμη Laplace, σύμφωνα μέ τόν τύπο:

$$F = B_1 I_2 l \quad (1)$$

Γιά τή έπαγωγή B_1 έχομε από τούς τύπους (36) καί (38) τής παραγράφου 8.2:

$$B_1 = \mu_0 H_1 = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I_1}{r} \quad (2)$$

όπου H_1 ή ένταση τοῦ μαγνητικοῦ πεδίου τοῦ άγωγοῦ 1 καί r ή άπόσταση μεταξύ τών δύο άγωγών (σχ. 11.3).

Ό τύπος (2) στόν τύπο (1) δίνει:

$$F = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I_1 I_2}{r} l \quad (3)$$

Ό ίδιος τύπος (3) προκύπτει, άν υπολογίσομε τή δύναμη πού άσκειται στόν άγωγό 1 από τό μαγνητικό πεδίο τοῦ 2.

Η δύναμη Laplace μεταξύ δύο παραλλήλων ρευματοφόρων άγωγών είναι άνάλογη τοῦ γινομένου τών ρευμάτων πού τούς διαρρέουν.

Η διεύθυνση καί ή φορά τής δυνάμεως $\vec{F}$ σέ κάθε άγωγό βρίσκονται ώς έξής:

Πρῶτα προσδιορίζομε τή διεύθυνση καί τή φορά τοῦ πεδίου $\vec{B}_1$, πού δημιουργεί ό άγωγός 1 σέ όποιοδήποτε σημείο τοῦ 2, κατά τά γνωστά. Κατόπιν από τήν $\vec{B}_1$ καί τό ρεύμα $\vec{I}_2$ στόν άγωγό 2 βρίσκομε τή δύναμη $\vec{F}$, πού άσκειται επάνω σέ αὐτόν, σύμφωνα μέ όσα άναφέραμε προηγουμένως.

Η δύναμη F στόν άγωγό 1 βρίσκεται μέ τόν ίδιο τρόπο, από τήν έπαγωγή $\vec{B}_2$ πού δημιουργεί ό 2 στόν άγωγό 1 καί από τό ρεύμα $\vec{I}_1$ τοῦ άγωγοῦ αὐτοῦ.

Προσδιορίζοντας έτσι τίς δυνάμεις F στοὺς δύο άγωγούς, διαπιστώνομε ότι είναι **αντίθετες μεταξύ τους** καί ότι προκαλοῦν έλξη τών άγωγών, όταν τά δύο ρεύματα έχουν τήν ίδια φορά καί άπωσή τους, όταν τά ρεύματα είναι αντίθετα.

Η δύναμη F , ή όποία αναπτύσσεται μεταξύ δύο παραλλήλων άγωγών πού διαρρέονται από τό **ίδιο ρεύμα**, χρησιμεύει γιά τόν προσδιορισμό τής μονάδας Ampère (A) τοῦ ρεύματος:

Ένταση 1 Ampère έχει τό ρεύμα τό όποιο όταν διαρρέει δύο παράλληλους άγωγούς, τοποθετημένους στό κενό, σέ άπόσταση 1 m ό ένας από τόν άλλον, δημιουργεί δύναμη μεταξύ τους $2 \cdot 10^{-7}$ N ανά μέτρο μήκους τών άγωγών.

Μέ τόν όρισμό αὐτό, προκύπτει από τόν τύπο (3) ή τιμή τής μαγνητικής διαπερατότητας τοῦ κενοῦ μ_0 , πού ήδη γνωρίσαμε στήν παράγραφο 8.2γ:

$$\mu_0 = \frac{2\pi r F}{I^2 l} = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/Am}$$

$$(1\text{N} = 1\text{VAs/m})$$



ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

ΑΣΚΗΣΕΙΣ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΡΩΤΟ

- 1) Δύο μικρές μεταλλικές σφαίρες είναι τοποθετημένες σε απόσταση 10 cm μεταξύ τους και φέρουν θετικά φορτία $6,66 \cdot 10^{-3} \mu\text{C}$ και $10 \cdot 10^{-3} \mu\text{C}$. Μεταξύ των σφαιρών παρεμβάλλεται αέρας. Νά υπολογισθεί ή δύναμη F , με την οποία άπωθοῦνται οί σφαίρες.

Απάντηση.

$$F = 6 \cdot 10^{-5} \text{ N}$$

- 2) Νά υπολογισθεί ή δύναμη F , με την οποία ήλεκτρικό φορτίο 1 C έλκει μέσα στον αέρα έτερώνυμο φορτίο, επίσης 1 C, πού βρίσκεται σε απόσταση 100 m από αυτό.

Απάντηση.

$$F = 90 \text{ t}$$

- 3) Δύο μικρές μεταλλικές σφαίρες βρίσκονται σε απόσταση 100 cm μεταξύ τους και ή μία φέρει διπλάσιο θετικό φορτίο από την άλλη. Οί σφαίρες άπωθοῦνται με δύναμη $F = 0,32 \cdot 10^{-5} \text{ N}$. Νά υπολογισθεί τό φορτίο κάθε σφαίρας, αν μεταξύ τους παρεμβάλλεται αέρας.

Απάντηση.

$$Q_1 = 1,33 \cdot 10^{-3} \mu\text{C}, Q_2 = 2,66 \cdot 10^{-3} \mu\text{C}$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΥΤΕΡΟ

- 4) Από τη διατομή S ενός άγωγοῦ περνά σε χρόνο $t = 3 \text{ s}$ ήλεκτρικό φορτίο $Q = 18,75 \cdot 10^{18} \cdot e$ [C]. Ποιά είναι ή ένταση I του ρεύματος στον άγωγό;

Απάντηση.

$$I = 1 \text{ A}$$

- 5) Μία ήλεκτρική πηγή εργάζεται 3 ήμέρες συνεχώς, με ένταση ρεύματος $I = 1 \text{ A}$. Νά βρεθεί τό ήλεκτρικό φορτίο Q , πού αποδίδει.

Απάντηση.

$$Q = 259,2 \cdot 10^3 \text{ C ή } Q = 72 \text{ Ah}$$

- 6) Συστοιχία συσσωρευτών (ηλεκτρική μπαταρία) έχει ηλεκτρικό φορτίο $Q = 302,4 \cdot 10^3 \text{ C}$ και τροφοδοτεί λαμπτήρες με ένταση $I = 1,8 \text{ A}$. Νά βρεθεί σε πόσο χρόνο t θα αποφορτισθεί.

Απάντηση.

$$t = 46,67 \text{ h}$$

- 7) Μέσα από ένα ηλεκτρικό λαμπτήρα, περνούν $10^{22} \cdot e[C]$ σε κάθε ώρα λειτουργίας του. Νά βρεθεί η ένταση I του ρεύματος λειτουργίας.

Απάντηση.

$$I = 0,444 \text{ A}$$

- 8) Συστοιχία συσσωρευτών αυτοκινήτου (μπαταρία), με χωρητικότητα (άποθηκευμένο φορτίο) 75 Ah , αποφορτίζεται, όταν λειτουργήσει 37 h και 30 min . Νά βρεθεί η ένταση I του ρεύματος λειτουργίας της.

Απάντηση.

$$I = 2 \text{ A}$$

- 9) Συνεχές ρεύμα έντάσεως $84,78 \text{ mA}$ διαρρέει κυλινδρικό άγωγό, με άκτινα διατομής 3 mm^2 . Νά βρεθεί η πυκνότητα του ρεύματος j στον άγωγό.

Απάντηση.

$$j = 3 \cdot 10^{-3} \text{ A/mm}^2$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΡΙΤΟ

- 10) Τά σημεία Α, Β, Γ ενός άγωγού διαρρεόμενου από ρεύμα, έχουν δυναμικό ως προς τη γη αντίστοιχα $72,5$, -50 και 83 V . Νά υπολογισθούν οι τάσεις U_{AB} , U_{BG} και U_{AG} και νά δοθεί η φορά του ρεύματος, από σημείο σε σημείο.

Απάντηση.

$$U_{AB} = 22,5 \text{ V}, U_{BG} = -33 \text{ V}, U_{AG} = -10,5 \text{ V}. \text{ Φορά ρεύματος: } \Gamma - \text{A} - \text{B}.$$

- 11) Σε ένα ηλεκτρικό στοιχείο ψευδαργύρου - χαλκού, το ηλεκτρόδιο του ψευδαργύρου εμφανίζει, ως προς τον ηλεκτρολύτη, άρνητικό ηλεκτρολυτικό δυναμικό $-0,77 \text{ V}$, ενώ το ηλεκτρόδιο του χαλκού θετικό $+0,33 \text{ V}$ (ό ηλεκτρολύτης είναι το σημείο αναφοράς των δυναμικών). Νά βρεθεί η τάση μεταξύ των δύο ηλεκτροδίων σε κενό, δηλαδή η ηλεκτρεγερτική δύναμη του στοιχείου E .

Απάντηση.

$$E = 1,1 \text{ V}$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΕΤΑΡΤΟ

- 12) Από ένα κομμάτι χαλκού βάρους 25 kr, κατασκευάζουμε σύρμα με διάμετρο $d = 2 \text{ mm}$.

$$\text{Ειδική αντίσταση του χαλκού: } \rho = 0,0178 \text{ } \Omega \text{ mm}^2/\text{m}$$

$$\text{Ειδικό βάρος του χαλκού: } \gamma = 8,9 \cdot 10^3 \text{ kr/m}^3.$$

Νά υπολογισθούν.

α) Η διατομή του σύρματος S σε mm^2 και m^2 .

β) Τό μήκος του σύρματος l σε m .

γ) Η αντίσταση του σύρματος R σε Ω .

Απάντηση.

α) $S = 3,14 \text{ mm}^2 = 3,14 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$

β) $l = 894,5 \text{ m}$

γ) $R = 5,07 \text{ } \Omega$

- 13) Η αντίσταση ενός σύρματος, μήκους $l = 9,2 \text{ m}$ και διαμέτρου $d = 2 \text{ mm}$, είναι $R = 1,23 \text{ } \Omega$. Νά υπολογισθούν:

α) Η ειδική αντίσταση του υλικού του σύρματος ρ σε $\Omega \text{ mm}^2/\text{m}$.

β) Η ειδική αγωγιμότητα κ του σύρματος σε $\text{m}/\Omega \text{ mm}^2$.

Απάντηση.

α) $\rho = 0,42 \text{ } \Omega \text{ mm}^2/\text{m}$

β) $\kappa = 2,38 \text{ m}/\Omega \text{ mm}^2$

- 14) Ένας χάλκινος άγωγός έχει μήκος $l = 2000 \text{ m}$ και διατομή $S = 44 \text{ mm}^2$. Η ειδική αντίσταση του χαλκού σε θερμοκρασία 20°C είναι $\rho = 0,0175 \text{ } \Omega \text{ mm}^2/\text{m}$.

Ο θερμικός συντελεστής του χαλκού σε 20°C είναι $\alpha = 3,92 \cdot 10^{-3} \text{ } 1/^\circ\text{C}$.

Νά υπολογισθεί η αντίσταση R_{60} του άγωγού, σε θερμοκρασία 60°C .

Απάντηση.

$$R_{60} = 10,122 \text{ } \Omega$$

- 15) Μετρήθηκε η αντίσταση ενός χάλκινου άγωγού και βρέθηκε $R_1 = 500 \text{ } \Omega$, σε θερμοκρασία $\theta_1 = 20^\circ\text{C}$. Αφού αφήσαμε να περάσει από τον άγωγό ηλεκτρικό ρεύμα για όρισμένο χρονικό διάστημα, μετρήσαμε πάλι την αντίστασή του και βρήκαμε ότι είναι $R_2 = 600 \text{ } \Omega$. Ο θερμικός συντελεστής του χαλκού είναι $\alpha = 3,92 \cdot 10^{-3} \text{ } 1/^\circ\text{C}$. Νά βρεθεί κατά πόσους βαθμούς αυξήθηκε η θερμοκρασία του άγωγού και πόση είναι η τελική θερμοκρασία του θ_2 .

Απάντηση.

$$\theta_2 - 20 = 50^\circ\text{C}$$

$$\theta_2 = 70^\circ\text{C}$$

- 16) Πόσο επιτρέπεται να αυξηθεί ή θερμοκρασία ενός χάλκινου αγωγού, χωρίς ή αύξηση της αντίστασής του να υπερβεί το 0,5% της αντίστασής του σε 20°C ($\alpha = 3,92 \cdot 10^{-3} \text{ } 1/^\circ\text{C}$); Ποιά είναι ή μέγιστη θερμοκρασία θ_2 που επιτρέπεται να φθάσει ό αγωγός;

Απάντηση.

$$\theta_2 - \theta_1 = 1,27^\circ\text{C}$$

$$\theta_2 = 21,27^\circ\text{C}$$

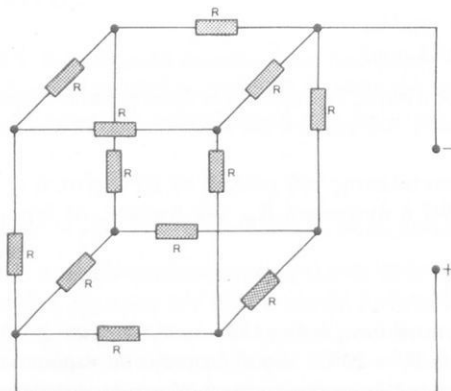
- 17) Ένας χάλκινος αγωγός, διατομής $S = 10 \text{ mm}^2$, πρέπει να αντικατασταθεί με ένα αγωγό από αλουμίνιο, που να έχει τό ίδιο μήκος και ίδια αντίσταση ($\rho_{Cu} = 0,0175 \text{ } \Omega \text{ mm}^2/\text{m}$, $\rho_{Al} = 0,029 \text{ } \Omega \text{ mm}^2/\text{m}$). Να βρεθεί ή διατομή του αλουμινένιου αγωγού S_{Al} .

Απάντηση.

$$S_{Al} = 16 \text{ mm}^2$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΕΜΠΤΟ

- 18) Δώδεκα όμοιοι αντιστάτες συνδέονται, όπως δείχνει τό παρακάτω σχήμα 1. Η αντίσταση κάθε αντιστάτη είναι $R = 1 \text{ } \Omega$. Να βρεθεί ή ισοδύναμη αντίσταση της συνδεσμολογίας $R_{ολ}$.

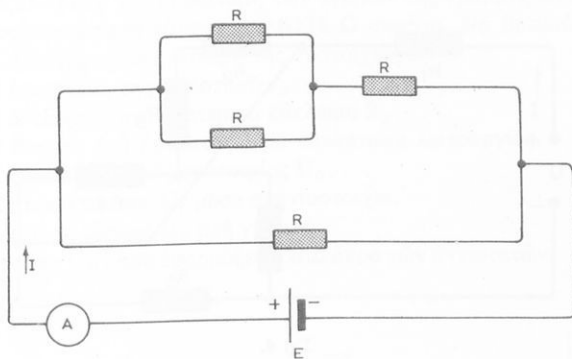


Σχ. 1.

Απάντηση.

$$R_{ολ} = 0,83 \text{ } \Omega$$

- 19) Η παρακάτω συνδεσμολογία συνδέεται σε πηγή ηλεκτρικού ρεύματος με ΗΕΔ $E = 12 \text{ V}$ και αμελητέα εσωτερική αντίσταση (σχ. 2). Το αμπερόμετρο δείχνει ότι η ένταση του ρεύματος I είναι 5 A . Νά βρεθεί η αντίσταση R των αντιστατών.



Σχ. 2.

Απάντηση.

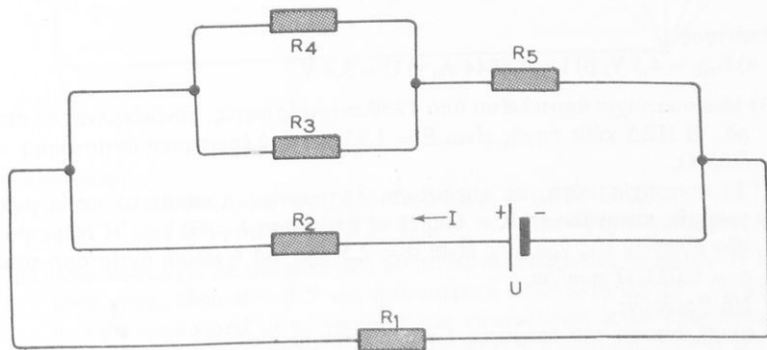
$$R = 4 \, \Omega$$

- 20) Νά βρεθεί η ισοδύναμη αντίσταση $R_{ολ}$ και η ένταση του ρεύματος I της συνδεσμολογίας του σχήματος 3, όπου:

Πολική τάση της πηγής: $U = 5 \text{ V}$

$$R_1 = R_4 = 4 \text{ k}\Omega$$

$$R_2 = 8 \text{ k}\Omega, R_3 = 6 \text{ k}\Omega, R_5 = 1,6 \text{ k}\Omega$$



Σχ. 3.

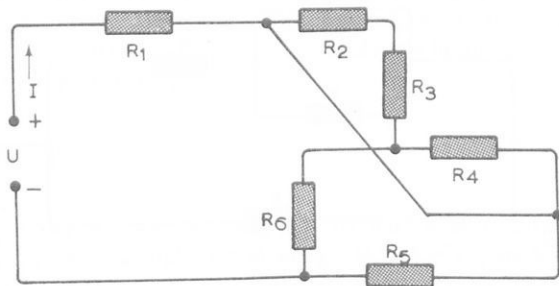
Απάντηση.

$$R_{ολ} = 10 \text{ k}\Omega, I = 0,5 \text{ mA}$$

- 21) Νά βρεθεί η ισοδύναμη αντίσταση $R_{ολ}$ και η ένταση του ρεύματος I της συνδεσμολογίας του σχήματος 4, όπου:

Πολική τάση: $U = 8 \text{ V}$

$R_1 = 160 \, \Omega$, $R_2 = 100 \, \Omega$, $R_3 = 100 \, \Omega$, $R_4 = 600 \, \Omega$, $R_5 = 1200 \, \Omega$, $R_6 = 175 \, \Omega$



Σχ. 4.

Απάντηση.

$R_{ολ} = 415,73 \, \Omega$, $I = 19,24 \text{ mA}$

- 22) Μία συστοιχία αποτελείται από τρεις ηλεκτρικές πηγές, συνδεδεμένες σε σειρά. Ή ΗΕΔ κάθε πηγής είναι $E = 1,5 \text{ V}$ και η εσωτερική αντίσταση $r = 0,4 \, \Omega$. Ή συστοιχία αυτή, σε κατάσταση λειτουργίας, τροφοδοτεί κατανάλωση $R = 6,5 \, \Omega$. Νά βρεθούν:

- Ή ολική ΗΕΔ $E_{ολ}$ της συστοιχίας.
- Ή ένταση του ρεύματος I της συστοιχίας.
- Ή πολική τάση U της συστοιχίας.

Απάντηση.

α) $E_{ολ} = 4,5 \text{ V}$, β) $I = 0,5844 \text{ A}$, γ) $U = 3,8 \text{ V}$

- 23) Μία συστοιχία αποτελείται από 12 ηλεκτρικές πηγές, συνδεδεμένες σε σειρά. Ή ΗΕΔ κάθε πηγής είναι $E = 1,95 \text{ V}$ και η εσωτερική αντίσταση $r = 0,03 \, \Omega$.

Ή συστοιχία αυτή, σε κατάσταση λειτουργίας, τροφοδοτεί μέσω μιάς γραμμής κατανάλωση $R = 600 \, \Omega$ σε απόσταση $l = 60 \text{ km}$. Ή διάμετρος των άγωγων της γραμμής είναι $d = 2,5 \text{ mm}$ και η ειδική αντίστασή τους $\rho = 0,021 \, \Omega \text{ mm}^2/\text{m}$.

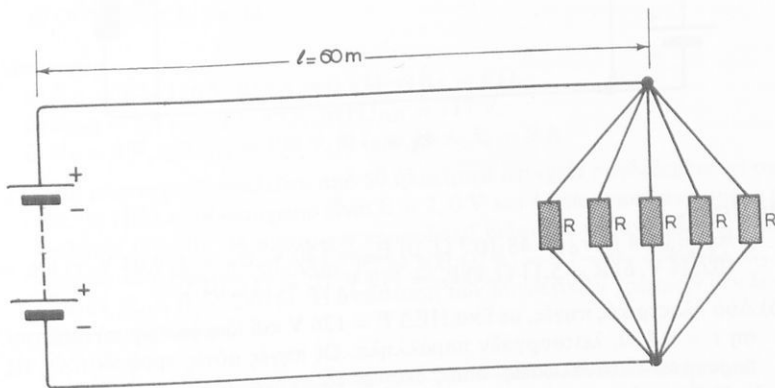
Νά βρεθούν:

- Ή ένταση του ρεύματος I της συστοιχίας.
- Ή τάση στα άκρα της καταναλώσεως U_R .

Απάντηση.

α) $I = 21 \text{ mA}$, β) $U_R = 12,6 \text{ V}$

- 24) Μία συστοιχία αποτελείται από 6 πηγές συνδεδεμένες σε σειρά. 'Η ΗΕΔ κάθε πηγής είναι $E = 2,0 \text{ V}$ και ή έσωτερική αντίσταση $r = 0,003 \Omega$. 'Η συστοιχία τροφοδοτεί μέσω γραμμής μία συνδεσμολογία παραλλήλων αντιστατών σε απόσταση 60 m , στην οποία κάθε αντιστάτης έχει αντίσταση $R = 2,85 \Omega$ (σχ. 5). 'Η διατομή των άγωγών της γραμμής είναι 6 mm^2 και ή ειδική αντίστασή τους $\rho = 0,0178 \Omega \text{ mm}^2/\text{m}$. Νά βρεθούν:
- 'Η ηλεκτρεγερτική δύναμη της συστοιχίας E_σ .
 - 'Η έσωτερική της αντίσταση r_σ .
 - 'Η αντίσταση στο έξωτερο κύκλωμα R_ϵ .
 - 'Η ένταση του ρεύματος I σε κατάσταση λειτουργίας.
 - 'Η πολική τάση της συστοιχίας U_σ .
 - 'Η πτώση τάσεως U_r μέσα στη συστοιχία.
 - 'Η πτώση τάσεως U_γ στη γραμμή.
 - 'Η τάση U_R , πού εφαρμόζεται στα άκρα των αντιστατών.

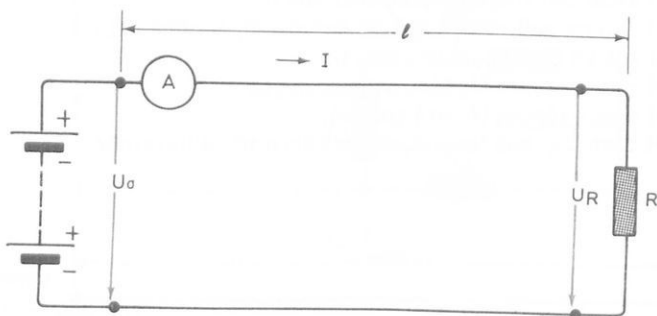


Σχ. 5.

Απάντηση.

- α) $E_\sigma = 12 \text{ V}$, β) $r_\sigma = 0,018 \Omega$, γ) $R_\epsilon = 0,926 \Omega$, δ) $I = 12,71 \text{ A}$,
 ε) $U_\sigma = 11,771 \text{ V}$, στ) $U_r = 0,229 \text{ V}$, ζ) $U_\gamma = 4,524 \text{ V}$, η) $U_R = 7,247 \text{ V}$
- 25) Μία συστοιχία αποτελείται από 60 πηγές συνδεδεμένες σε σειρά. 'Η ΗΕΔ κάθε πηγής είναι $E = 2 \text{ V}$ και ή έσωτερική αντίσταση $0,8 \cdot 10^{-3} \Omega$. 'Η συστοιχία τροφοδοτεί μέσω γραμμής μία κατανάλωση R σε απόσταση $l = 300 \text{ m}$. Ένα αμπερόμετρο, πού τοποθετείται στη γραμμή, δείχνει ότι από την κατανάλωση περνά ρεύμα έντάσεως $I = 20 \text{ A}$ (σχ. 6). Οι άγωγοί της γραμμής έχουν διάμετρο $d = 4 \text{ mm}$ και ειδική αντίσταση $\rho = 0,01754 \Omega \text{ mm}^2/\text{m}$. Νά βρεθούν:

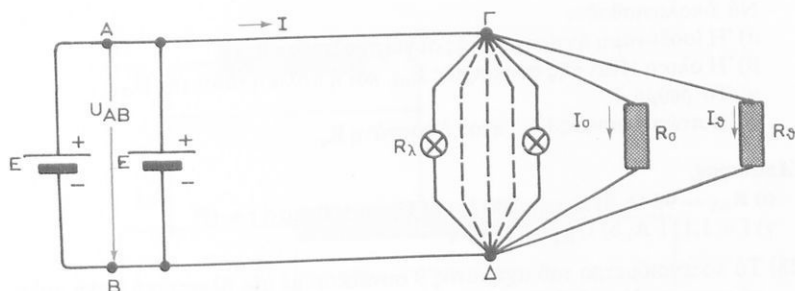
- α) Ἡ ἀντίσταση τῆς γραμμῆς R_γ καί ἡ ἐσωτερική ἀντίσταση τῆς συστοιχίας.
 β) Ἡ ΗΕΔ E_σ τῆς συστοιχίας καί ἡ πολικὴ τῆς τάση U_σ .
 γ) Ἡ τάση στά ἄκρα τῆς καταναλώσεως U_R .
 δ) Ἡ τιμὴ τῆς καταναλώσεως R .
 ε) Ἄν δύο πηγές τῆς συστοιχίας συνδέονται μέ ἀντίθετη πολικότητα, νά ὑπολογισθεῖ ἡ ΗΕΔ E'_σ τῆς καί ἡ πολικὴ τῆς τάση U'_σ , ὅταν ἡ κατανάλωση R ἐξακολουθεῖ νά ἐργάζεται μέ ἔνταση $I = 20 \text{ A}$.



Σχ. 6.

Ἀπάντηση.

- α) $R_\gamma = 0,84 \, \Omega$, $r_\sigma = 48 \cdot 10^{-3} \, \Omega$, β) $E_\sigma = 120 \text{ V}$, $U_\sigma = 119,04 \text{ V}$, γ) $U_R = 102,24 \text{ V}$, δ) $R = 5,11 \, \Omega$, ε) $E'_\sigma = 112 \text{ V}$, $U'_\sigma = 111,04 \text{ V}$
- 26) Δύο ηλεκτρικὲς πηγές, μέ ἴδια ΗΕΔ $E = 126 \text{ V}$ καί ἴδια ἐσωτερικὴ ἀντίσταση $r = 0,4 \, \Omega$, λειτουργοῦν παράλληλα. Οἱ πηγές αὐτές τροφοδοτοῦν τὶς παρακάτω καταναλώσεις, ὅπως δείχνει τὸ σχῆμα 7.
- 1) 40 λαμπτήρες συνδεδεμένους παράλληλα, μέ ἀντίσταση κάθε λαμπτήρα $R_\lambda = 240 \, \Omega$.
 - 2) Μία ηλεκτρικὴ θερμάστρα, μέ ἀντίσταση $R_\sigma = 12 \, \Omega$.
 - 3) Ἐνα θερμοσίφωνα, μέ ἀντίσταση $R_\theta = 6 \, \Omega$.
- Ἡ συνολικὴ ἀντίσταση τῆς συνδετικῆς γραμμῆς εἶναι $R_\gamma = 0,2 \, \Omega$.
 Νά ὑπολογισθοῦν:
- α) Ἡ ΗΕΔ τῆς παράλληλης συνδεσμολογίας τῶν πηγῶν $E_{\text{ολ}}$.
 - β) Ἡ ἐσωτερικὴ ἀντίσταση τῆς παράλληλης συνδεσμολογίας $r_{\text{ολ}}$.
 - γ) Ἡ ἰσοδύναμη ἀντίσταση τῶν λαμπτήρων R_λ .
 - δ) Ἡ ἰσοδύναμη ἀντίσταση $R_{\lambda\sigma\theta}$ τῶν παραλλήλων ἀντιστατῶν R_λ , R_σ καί R_θ .
 - ε) Ἡ ἔνταση τοῦ ρεύματος I .
 - στ) Ἡ πολικὴ τάση τῶν πηγῶν U_{AB} .



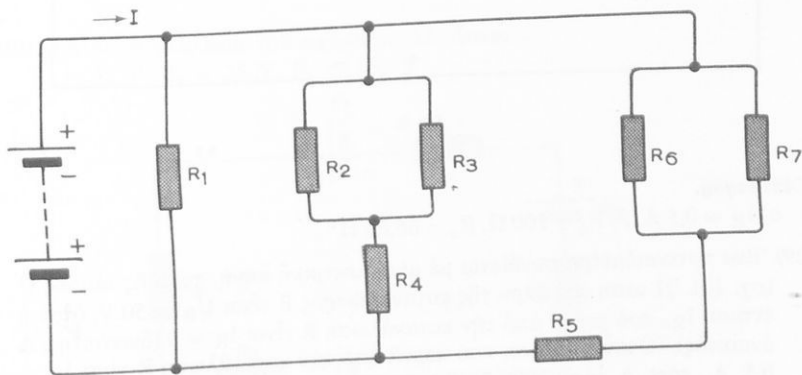
Σχ. 7.

- ζ) Ἡ πτώση τάσεως στή συνδετική γραμμή U_{γ} .
 η) Ἡ τάση στά ἄκρα τῶν καταναλώσεων $U_{\Gamma\Delta}$.
 θ) Οἱ ἐντάσεις I_{σ} καί I_{θ} .

Ἀπάντηση.

- α) $E_{o\lambda} = E = 126 \text{ V}$, β) $r_{o\lambda} = 0,2 \Omega$, γ) $R_{\lambda} = 6 \Omega$,
 δ) $R_{\lambda\sigma\theta} = 2,4 \Omega$, ε) $I = 45 \text{ A}$, στ) $U_{AB} = 117 \text{ V}$,
 ζ) $U_{\gamma} = 9 \text{ V}$, η) $U_{\Gamma\Delta} = 108 \text{ V}$, θ) $I_{\theta} = 18 \text{ A}$, $I_{\sigma} = 9 \text{ A}$

- 27) Μία συστοιχία ἀποτελεῖται ἀπὸ 50 ἠλεκτρικά στοιχεῖα συνδεδεμένα σέ σειρά. Ἡ ΗΕΔ κάθε στοιχείου εἶναι $E = 2,0 \text{ V}$ καί ἡ ἐσωτερική ἀντίσταση ἀμελητέα ($r = 0$). Ἡ συστοιχία τροφοδοτεῖ διάφορες καταναλώσεις, ὅπως δείχνει τὸ σχῆμα 8. Δίνονται: $R_1 = 200 \Omega$, $R_2 = R_3 = R_4 = 400 \Omega$, $R_5 = 100 \Omega$, $R_6 = R_7 = 240 \Omega$. Ἡ ἀντίσταση τῶν συνδετικῶν γραμμῶν δέν λαμβάνεται ὑπ' ὄψη.



Σχ. 8.

Νά υπολογισθοῦν:

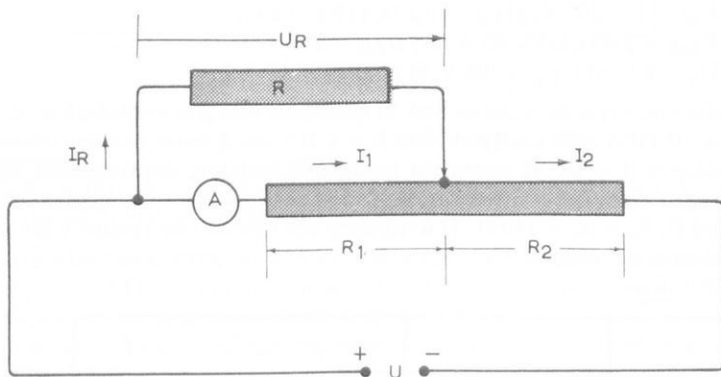
- α) Ἡ ἰσοδύναμη ἀντίσταση τῆς συνδεσμολογίας $R_{ολ}$.
- β) Ἡ ὅλική ΗΕΔ τῆς συστοιχίας $E_{ολ}$ καί ἡ πολικὴ τάση τῆς U_{σ} .
- γ) Τὸ ρεῦμα I .
- δ) Ἡ πτώση τάσεως U_{R_4} στὸν ἀντιστάτη R_4 .

Ἀπάντηση.

- α) $R_{ολ} = 90 \, \Omega$, β) $E_{ολ} = 100 \, V$ καί $U_{\sigma} = 100$ γιατί $r = 0$
- γ) $I = 1,111 \, A$, δ) $U_{R_4} = 66,66 \, V$

- 28) Τὸ ποτενσιόμετρο τοῦ σχήματος 9 συνδέεται μὲ μία ἠλεκτρικὴ πηγὴ πολικῆς τάσεως $U = 200 \, V$. Ἡ κατανάλωση εἶναι $R = 200 \, \Omega$. Ἐνα ἀμπερόμετρο δείχνει ὅτι ἀπὸ τὸν ἀντιστάτη R_1 περνᾷ ρεῦμα, μὲ ἔνταση $I_1 = 1 \, A$. Νά βρεθοῦν:

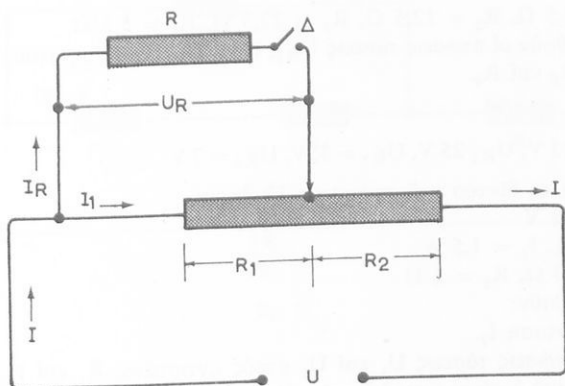
- α) Ἡ ἔνταση I_R , ὥστε στὰ ἄκρα τῆς καταναλώσεως R νά ἐφαρμόζεται μία σταθερὴ τάση $U_R = 100 \, V$.
- β) Οἱ ἀντιστάσεις R_1 καί R_2 .



Σχ. 9.

Ἀπάντηση.

- α) $I_R = 0,5 \, A$, β) $R_1 = 100 \, \Omega$, $R_2 = 66,66 \, \Omega$
- 29) Ἐνα ποτενσιόμετρο συνδέεται μὲ μία ἠλεκτρικὴ πηγὴ, πολικῆς τάσεως U (σχ. 10). Ἡ τάση στὰ ἄκρα τῆς καταναλώσεως R εἶναι $U_R = 50 \, V$, ὅταν ἡ ἔνταση I_R , πού περνᾷ ἀπὸ τὴν καταναλὼση R εἶναι $I_R = 0$ (διακόπτης, Δ ἀνοικτός). Ὅταν ἡ ἔνταση πού περνᾷ ἀπὸ τὴν καταναλὼση R γίνεαι $I_R = 0,5 \, A$, τότε ἡ τάση στὰ ἄκρα τῆς καταναλώσεως εἶναι $U_R = 45 \, V$ (διακόπτης Δ κλειστός). Νά βρεθοῦν:



Σχ. 10.

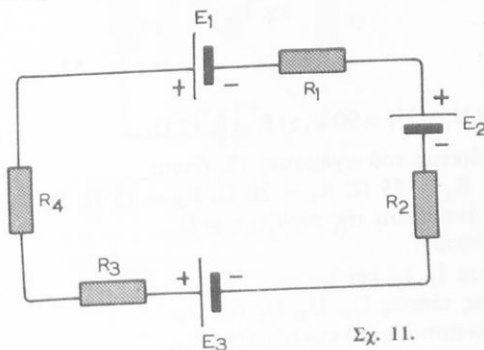
- α) Η τιμή των αντιστάσεων R_1 και R_2 , όταν η πολική τάση της πηγής είναι $U = 150 \text{ V}$.
 β) Η τιμή των αντιστάσεων R_1 και R_2 , όταν η πολική τάση της πηγής είναι $U = 60 \text{ V}$.

Απάντηση.

- α) $R_1 = 15 \, \Omega$, $R_2 = 30 \, \Omega$
 β) $R_1 = 60 \, \Omega$, $R_2 = 12 \, \Omega$

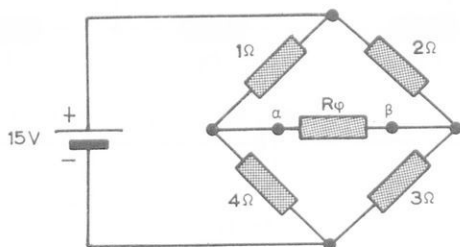
ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΕΜΠΤΟ

- 30) Δίνεται το κύκλωμα του σχήματος 11, όπου:
 $E_1 = 35 \text{ V}$, $E_2 = 25 \text{ V}$, $E_3 = 160 \text{ V}$



Σχ. 11.

- 34) Νά υπολογισθεῖ τὸ ἰσοδύναμο κύκλωμα Thevenin γιὰ τοὺς ἀκροδέκτες α,β τοῦ κυκλώματος τοῦ σχήματος 15. Νά βρεθεῖ ἡ τιμὴ τῆς ἀντιστάσεως R , πού ἀπαιτεῖται γιὰ νά ρεεῖ ρεῦμα $I = 1 \text{ A}$ μεταξύ τῶν ἀκροδεκτῶν.

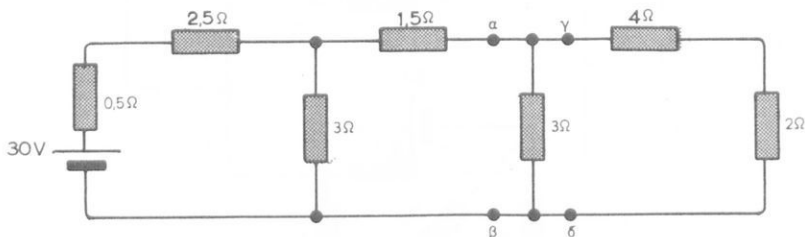


Σχ. 15.

Ἀπάντηση.

$$E_T = 3 \text{ V}, R_T = 2 \Omega, R = 1 \Omega$$

- 35) Νά βρεθεῖ ἡ πτώση τάσεως U στά ἄκρα τοῦ ἀντιστάτη 2Ω (σχ. 16), μέ διαδοχικὴ ἐφαρμογὴ τοῦ θεωρήματος Thevenin. [Πρῶτα νά υπολογισθεῖ τὸ κύκλωμα Thevenin (α,β) γιὰ τοὺς ἀκροδέκτες α,β. Κατόπιν μέ τὸ κύκλωμα Thevenin (α,β) συνδεδεμένο στοὺς ἀκροδέκτες αὐτοὺς, νά υπολογισθεῖ τὸ κύκλωμα Thevenin (γ,δ) γιὰ τοὺς ἀκροδέκτες γ,δ].



Σχ. 16.

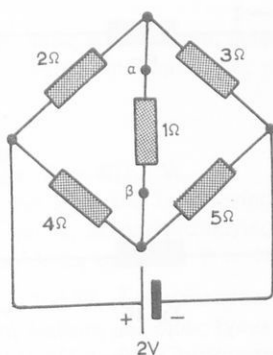
Ἀπάντηση.

$$U = 2 \text{ V}$$

- 36) Νά υπολογισθεῖ τὸ ἰσοδύναμο κύκλωμα Norton γιὰ τοὺς ἀκροδέκτες α,β τοῦ κυκλώματος τοῦ σχήματος 17 καὶ νά βρεθεῖ τὸ ρεῦμα I , πού διαρρέει τὸν ἀντιστάτη 1Ω .

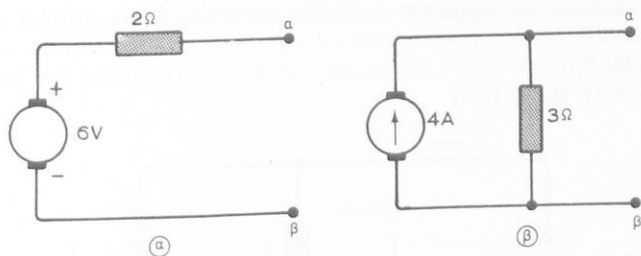
Ἀπάντηση.

$$I_G = 0,026 \text{ A}, R_T = 3,42 \Omega, I = 0,02 \text{ A}$$



Σχ. 17.

- 37) Νά μετασχηματισθούν, ή πηγή τάσεως του σχήματος 18(α) σέ ισοδύναμη πηγή ρεύματος καί ή πηγή ρεύματος του σχήματος 18(β) σέ ισοδύναμη πηγή τάσεως, μέ τή βοήθεια τῶν θεωρημάτων Norton καί Thevenin.



Σχ. 18.

Ἀπάντηση.

$$I_G = 3 \text{ A}, R_T = 2 \Omega$$

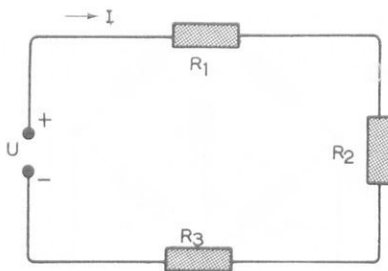
$$E_T = 12 \text{ V}, R_T = 3 \Omega$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΚΤΟ

- 38) Στο κύκλωμα του σχήματος 19, νά γίνει ισολογισμός τῶν ισχύων. (Νά συγκριθεῖ ή ισχύς, πού ἀποδίδει ή πηγή, μέ τήν ισχύ, πού καταναλώνεται στους ἀντιστάτες). Δίνονται:

$$U = 12,0 \text{ V}$$

$$R_1 = 10 \Omega, R_2 = 9 \Omega, R_3 = 5 \Omega$$



Σχ. 19.

Απάντηση.

$$P_1 = 2,5 \text{ W}$$

$$P_2 = 2,25 \text{ W}$$

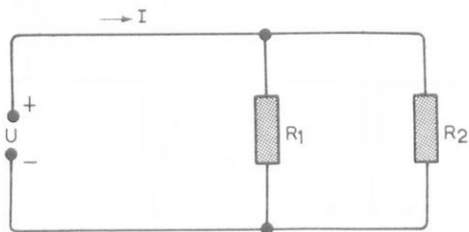
$$P_3 = 1,25 \text{ W}$$

$$\text{Σύνολο } P = 6,0 \text{ W}$$

39) Στο κύκλωμα του σχήματος 20, νά γίνει ίσολογισμός των ισχύων. Δίνονται:

$$U = 10 \text{ V}$$

$$R_1 = 5 \text{ } \Omega, R_2 = 10 \text{ } \Omega$$



Σχ. 20.

Απάντηση.

$$P_1 = 20 \text{ W} \quad P_2 = 10 \text{ W}$$

$$\text{Σύνολο: } P = P_1 + P_2 = 30 \text{ W}$$

40) Μία ηλεκτρική συσκευή αποτελείται από δύο ωμικούς αντιστάτες $R_1 = 80 \text{ } \Omega$ και $R_2 = 40 \text{ } \Omega$. Η συσκευή συνδέεται με μία πηγή πολικής τάσεως $U = 220 \text{ V}$. Κάνοντας διάφορους συνδυασμούς στη συνδεσμολογία των

άντιστατων παίρνομε, όπως είναι φυσικό, διάφορες ισχύεις από την πηγή. Νά βρεθούν όλες οι δυνατές συνδεσμολογίες των αντιστατων και ή ισχύς σε κάθε περίπτωση.

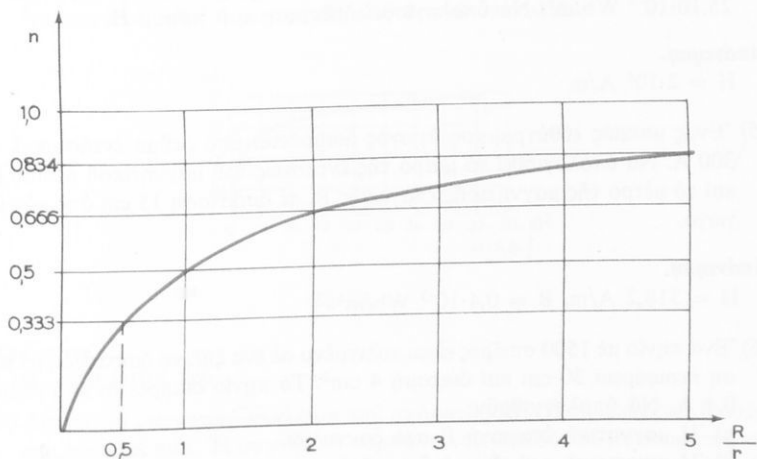
Απάντηση.

- 1) R_1 και R_2 σε σειρά: $P = 403,3 \text{ W}$
 - 2) R_1 σε λειτουργία και R_2 εκτός λειτουργίας: $P = 605 \text{ W}$
 - 3) R_2 σε λειτουργία και R_1 εκτός λειτουργίας: $P = 1210 \text{ W}$
 - 4) R_1 και R_2 σε παράλληλη σύνδεση: $P = 1815 \text{ W}$
- 41) Μία συσκευή ισχύος 1200 W , είναι κατασκευασμένη για να λειτουργεί σε τάση $U = 120 \text{ V}$. Στη διάθεσή μας όμως έχουμε μία ηλεκτρική πηγή, πολικής τάσεως $U' = 220 \text{ V}$. Νά βρεθεί ή αντίσταση R του αντιστάτη, που πρέπει να συνδέσουμε σε σειρά στη συσκευή, ώστε να μπορέσει να λειτουργήσει. Νά βρεθεί και ή ισχύς, που καταναλώνεται στον αντιστάτη R .

Απάντηση.

$$R = 10 \, \Omega, P = 1000 \text{ W}$$

- 42) Μία συστοιχία συσσωρευτών με ΗΕΔ $E = 20 \text{ V}$ και έσωτερική αντίσταση $r = 0,5 \, \Omega$, τροφοδοτεί ένα μεταβλητό αντιστάτη R , που παίρνει τις τιμές $R = 1/2 r, R = r, R = 2r, R = 5r$. Νά παρασταθεί γραφικά ό βαθμός απόδοσης του κυκλώματος η σε συνάρτηση του λόγου R/r [$\eta = f(R/r)$].



Σχ. 21.

Απάντηση.

Σχῆμα 21.

- 43) Ένας θερμοσίφωνα, χωρητικότητας 40 λίτρων καθαρού νερού, συνδέεται με μία πηγή ηλεκτρικού ρεύματος, πολικής τάσεως $U = 220 \text{ V}$. Ο βαθμός αποδόσεως του θερμοσίφωνα είναι $\eta = 0,9$. Νά βρεθούν:
- α) Η ενέργεια A_{π} , που χρειάζεται για να θερμάνει ο θερμοσίφωνα το νερό από 15°C σε 60°C .
 - β) Πόσο θά στοιχίσει για να θερμάνουμε τα 40 αυτά λίτρα (από 15°C σε 60°C), αν η αξία κάθε kWh είναι 2 δρχ.
 - γ) Πόση είναι η ισχύς του θερμοσίφωνα P_{θ} , ή ένταση λειτουργίας του I_{θ} και η αντίστασή του R_{θ} , αν θερμαίνει τα 40 αυτά λίτρα νερού μέσα σε τρία τέταρτα της ώρας (0,75 h).

Απάντηση.

- α) $A_{\pi} = 2000 \text{ kcal}$
- β) Κόστος = 4,65 δρχ.
- γ) $P_{\theta} = 3,1 \text{ kW}$
 $I_{\theta} = 14,1 \text{ A}$
 $R_{\theta} = 15,6 \Omega$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΟΓΔΩΟ

- 44) Ένα όμογενές μαγνητικό πεδίο μέσα σε αέρα έχει μαγνητική επαγωγή $B = 25,10 \cdot 10^{-2} \text{ Wb/m}^2$. Νά υπολογισθεί η ένταση του πεδίου H .

Απάντηση.

$$H = 2 \cdot 10^6 \text{ A/m}$$

- 45) Ένας μακρύς ευθύγραμμος αγωγός διαρρέεται από ρεύμα έντασεως $I = 300 \text{ A}$. Νά υπολογισθεί το μέτρο της έντασεως του μαγνητικού πεδίου H και το μέτρο της μαγνητικής επαγωγής B , σε απόσταση 15 cm από τον αγωγό.

Απάντηση.

$$H = 318,2 \text{ A/m}, B = 0,4 \cdot 10^{-3} \text{ Wb/m}^2$$

- 46) Ένα πηνίο με 1500 σπειρες είναι τυλιγμένο σε ένα ξύλινο δακτυλίδι, με μέση περιφέρεια 30 cm και διατομή 4 cm^2 . Το πηνίο διαρρέεται από ρεύμα 0,4 A. Νά υπολογισθούν:
- α) Η μαγνητική επαγωγή B στο δακτυλίδι.
 - β) Η μαγνητική ροή Φ στο δακτυλίδι.
 (Μαγνητική διαπερατότητα του ξύλου $\mu_r \approx 1$)

Απάντηση.

$$\alpha) B = 2,513 \cdot 10^{-3} \text{ W/m}^2, \beta) \Phi = 1,005 \cdot 10^{-6} \text{ Wb}$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΝΑΤΟ

- 47) Τό μαγνητικό κύκλωμα ενός ηλεκτρομαγνήτη έχει μήκος 30 cm και διατομή 3 cm². Για να δημιουργηθεί ή απαραίτητη μαγνητική ροή στο κύκλωμα, πρέπει να περάσει ρεύμα 0,9 A από το πηνίο του ηλεκτρομαγνήτη, που έχει 500 σπείρες. Τό σιδηρομαγνητικό υλικό του κυκλώματος έχει τις εξής τιμές B - H:

H [$\frac{A}{m}$]	500	800	1500
B [$\frac{Wb}{m^2}$]	0,8	1,0	1,2

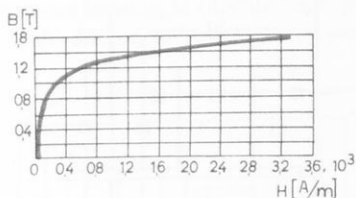
Νά βρεθεί ή μαγνητική επαγωγή B καί ή μαγνητική ροή Φ του κυκλώματος.

Απάντηση.

$$B = 1,2 \text{ Wb/m}^2, \Phi = 3,6 \cdot 10^{-4} \text{ Wb}$$

- 48) Σέ ένα δακτυλίδι από σιδηρομαγνητικό υλικό μέ μέση ακτίνα $r = 10 \text{ cm}$ καί διατομή $S = 2 \text{ cm}^2$, είναι τυλιγμένο πηνίο μέ 200 σπείρες. Από τό πηνίο περνά ρεύμα $I = 1 \text{ A}$. Η μαγνητική καμπύλη του υλικού του δακτυλιδίου δίνεται στο σχήμα 22.

Νά προσδιορισθεί ή μαγνητική ροή Φ στο δακτυλίδι.

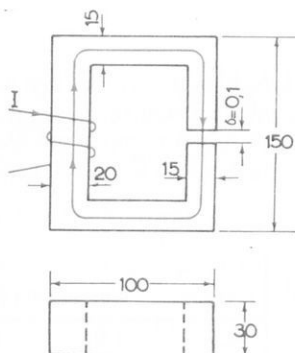


Σχ. 22.

Απάντηση.

$$\Phi = 20,4 \cdot 10^{-5} \text{ Wb}$$

- 49) Δίνεται τό μαγνητικό κύκλωμα του σχήματος 23. Οί σημειωμένες διαστάσεις είναι σε mm. Η μαγνητική καμπύλη του υλικού του κυκλώματος παρουσιάζεται στο σχήμα 22. Νά υπολογισθεί τό ρεύμα I, που πρέπει να ρέει σε πηνίο 500 σπειρών, για να δημιουργείται μαγνητική επαγωγή $B = 1 \text{ Wb/m}^2$ στο διάκενο άέρα.

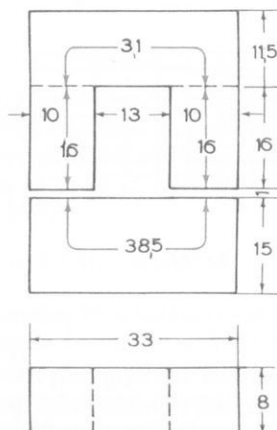


Σχ. 23.

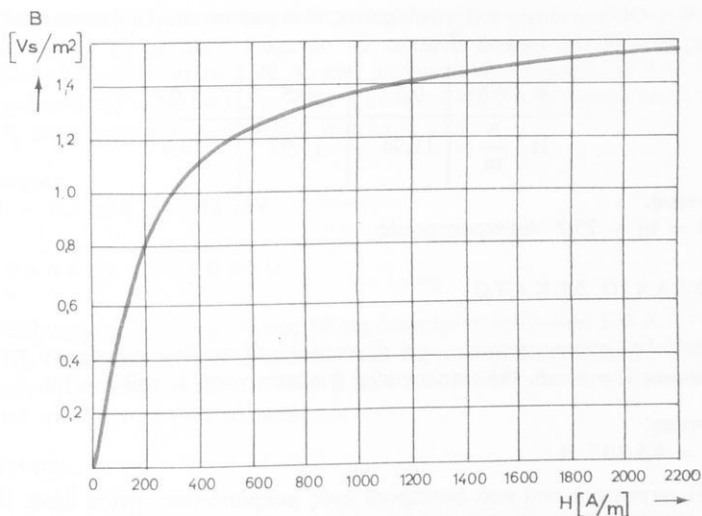
Απάντηση.

$$I = 0,371 \text{ A}$$

- 50) Δίνεται τό μαγνητικό κύκλωμα του σχήματος 24. Στα διάκενα αέρα ή μαγνητική επαγωγή πρέπει να έχει τιμή $B = 0,9 \text{ Wb/m}^2$. Νά υπολογισθεί ή απαιτούμενη μαγνητεγερτική δύναμη $M = I\phi$. Οί διαστάσεις του κυκλώματος δίνονται σε cm. Η μαγνητική καμπύλη του υλικού του φαίνεται στο σχήμα 25.



Σχ. 24.

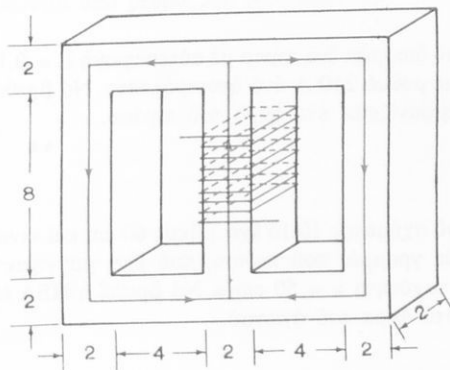


Σχ. 25.

Απάντηση.

$$M = 5362 \text{ Άμπεροστροφές}$$

- 51) Δίνεται τό μαγνητικό κύκλωμα του σχήματος 26. Νά υπολογισθεῖ ἡ ἀπαιτούμενη μαγνητεγερτική δύναμη M (ἀριθμός ἀμπεροστροφῶν), γιά νά δημιουργηθεῖ στό μεσαῖο σκέλος τοῦ κυκλώματος μαγνητική ἐπαγωγή $B =$



Σχ. 26.

1 Wb. Οί διαστάσεις τοῦ κυκλώματος δίνονται σε cm. Οί ἀπαραίτητες τιμές $B - H$ τοῦ ὕλικου εἶναι:

$B \text{ [Wb]}$	0,3	0,5	1,0
$H \left[\frac{A}{m} \right]$	11,94	15,92	39,8

Ἀπάντηση.

$$M = I_n = 75,2 \text{ Ἀμπεροστροφές}$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ

- 52) Ἀπό ἓνα σύρμα μήκους $a = 6 \text{ m}$, κατασκευάζεται ἓνα κυλινδρικό πηνίο, μήκους $l = 8 \text{ cm}$. Νά ὑπολογισθεῖ ἡ αὐτεπαγωγή L τοῦ πηνίου.

Ἀπάντηση.

$$L = 4,5 \cdot 10^{-5} \text{ H}$$

- 53) Ἡ μαγνητική ροή στό ἐσωτερικό ἑνός μακρόστενου πηνίου ἀέρα, εἶναι $2 \cdot 10^{-4} \text{ Wb}$. Τό πηνίο ἔχει 1000 σπεῖρες καί διαρρέεται ἀπό ρεῦμα 2 A . Νά ὑπολογισθεῖ ἡ αὐτεπαγωγή L τοῦ πηνίου.

Ἀπάντηση.

$$L = 0,1 \text{ H}$$

- 54) Γύρω ἀπό τό πηνίο τῆς ἀσκήσεως 53, τυλίγεται ἓνα δεύτερο πηνίο μέ 500 σπεῖρες. Ἄν ὅλη ἡ μαγνητική ροή τοῦ πρώτου διαπερνᾷ καί τό δεύτερο, νά βρεθεῖ ἡ ἀμοιβαία ἐπαγωγή M τῶν δύο πηνίων.

Ἀπάντηση.

$$M = 0,05 \text{ H}$$

- 55) Τό ρεῦμα i πού διαρρέει ἓνα πηνίο μέ αὐτεπαγωγή $L = 0,144 \text{ H}$, αὐξάνεται ὁμοιόμορφα μέ ρυθμό $250 \text{ A ἀνά δευτερόλεπτο}$. Νά βρεθεῖ ἡ ΗΕΔ ἐξ ἐπαγωγῆς, πού ἐμφανίζεται στά ἄκρα τοῦ πηνίου.

Ἀπάντηση.

$$E = - 36 \text{ V}$$

- 56) Ὁ ἀγωγός τοῦ σχήματος 10.1δ ἔχει μήκος 60 cm καί κινεῖται κάθετα πρὸς τίς μαγνητικές γραμμές τοῦ πεδίου, πού ἔχει μαγνητική ἐπαγωγή $B = 2 \text{ Wb/m}^2$, μέ ταχύτητα $v = 50 \text{ cm/s}$. Νά βρεθεῖ ἡ ΗΕΔ ἐξ ἐπαγωγῆς, πού ἐμφανίζεται στά ἄκρα τοῦ ἀγωγοῦ.

Ἀπάντηση.

$$E = 0,6 \text{ V}$$

- 57) Ένα πηνίο με 1000 σπείρες είναι τυλιγμένο γύρω από ένα ξύλινο δακτυλίδι ($\mu_r = 1$), με μέση διάμετρο 40 cm και διατομή 3 cm². Το πηνίο διαρρέεται από ρεύμα 3,98 A, που μειώνεται ομοιόμορφα σε 3,94 A σε χρόνο 0,001 s. Νά υπολογισθούν η αυτεπαγωγή L του πηνίου και η ΗΕΔ εξ επαγωγής, που εμφανίζεται στα άκρα του.

Απάντηση.

$$L = 0,3 \text{ mH}, E = 12 \text{ mV}$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΝΔΕΚΑΤΟ

- 58) Εὐθύγραμμος αγωγός μήκους 10 cm διαρρέεται από ρεύμα 100 A. Ὁ αγωγός είναι τοποθετημένος κάθετα πρὸς τὴς μαγνητικές γραμμές πεδίου με μαγνητική ἐπαγωγή $B = 1 \text{ Vs/m}^2$. Νά υπολογισθεῖ ἡ δύναμη F, πού ἀσκείται στὸν αγωγὸ ἀπὸ τὸ πεδίο.

Απάντηση.

$$F = 10 \text{ N}$$

- 59) Ένα ἠλεκτρόνιο κινεῖται με ταχύτητα 10^5 km/s , κάθετα πρὸς τὴς μαγνητικές γραμμές ἑνὸς πεδίου με μαγνητική ἐπαγωγή $B = 4 \cdot 10^{-5} \text{ Vs/cm}^2$. Νά υπολογισθεῖ ἡ δύναμη F, πού ἀσκεῖ τὸ πεδίο στὸ ἠλεκτρόνιο ($e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$).

Απάντηση.

$$F = 6,4 \cdot 10^{-12} \text{ N}$$

- 60) Νά βρεθεῖ ἡ δύναμη F, πού ἀσκεῖται σὲ κάθε μέτρο μήκους δύο παραλλήλων αγωγῶν, οἱ ὁποῖοι βρίσκονται σὲ ἀπόσταση 15 cm ὁ ἕνας ἀπὸ τὸν ἄλλο καὶ διαρρέονται ἀπὸ ρεύμα 300 A ὁ καθένας.

Απάντηση.

$$F = 0,12 \text{ N}$$

ΗΛΕΚΤΡΟΤΕΧΝΙΑ

ΠΡΩΤΟ ΜΕΡΟΣ

ΟΙ ΠΡΩΤΕΣ ΒΑΣΙΚΕΣ ΓΝΩΣΕΙΣ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΡΩΤΟ

Ήλεκτρικές ιδιότητες της ύλης — Ήλεκτρικό φορτίο — Ο νόμος του Coulomb

1.1	Οι ηλεκτρικές ιδιότητες της ύλης και το ηλεκτρικό φορτίο	1
1.2	Ο Νόμος του Coulomb και η διηλεκτρική σταθερά	4

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΥΤΕΡΟ

Ρεύμα — Ένταση

2.1	Η κίνηση των ηλεκτρικών φορτίων	7
2.2	Τό ηλεκτρικό ρεύμα	8
2.3	Η ένταση του ηλεκτρικού ρεύματος — Πυκνότητα του ηλεκτρικού ρεύματος	10
2.4	Μονάδες της έντασεως του ρεύματος και όργανα μετρήσεώς της	12

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΡΙΤΟ

Τάση — Ήλεκτρεγερτική δύναμη — Πηγές

3.1	Ήλεκτρική τάση ή διαφορά δυναμικού	15
3.2	Ήλεκτρικά στοιχεία	18
3.3	Ήλεκτρεγερτική δύναμη	19
3.4	Μονάδες της ηλεκτρικής τάσεως και όργανα μετρήσεώς της	20

ΜΕΡΟΣ ΔΕΥΤΕΡΟ

ΤΟ ΣΥΝΕΧΕΣ ΡΕΥΜΑ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΕΤΑΡΤΟ

Ο νόμος του Ohm — Ήλεκτρική αντίσταση — Ήλεκτρική αγωγιμότητα

4.1	Ήλεκτρική αντίσταση στους άγωγους, μονωτές και ήμιαγωγούς	22
4.2	Ο νόμος του Ohm — Μονάδες μετρήσεως της αντίστάσεως	23
4.3	Ειδική αντίσταση — Υπολογισμός της όμικρης αντίστάσεως συρμάτων Έξαρτηση της αντίστάσεως από τη θερμοκρασία	27
4.4	Η ηλεκτρική αγωγιμότητα και η ειδική αγωγιμότητα	34
4.5	Ο νόμος του Ohm σε πλήρες κύκλωμα	34
4.6	Πτώση τάσεως σε ηλεκτρικές γραμμές	37

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΕΜΠΤΟ

Κανόνες και θεωρήματα ανάλυσεως κυκλωμάτων

5.1	Σύνθετα ηλεκτρικά κυκλώματα	40
-----	-----------------------------------	----

5.2 Οί Κανόνες του Kirchhoff	41
5.3 Έφαρμογές του νόμου του Ohm και των κανόνων του Kirchhoff	44
5.4 Ήλεκτρικές πηγές τάσεως και ρεύματος — Ίδανικές πηγές	72
5.5 Τό θεώρημα του Thevenin — Έφαρμογές	74
5.6 Τό θεώρημα του Norton — Έφαρμογές	83
5.7 Ίσοδυναμία των κυκλωμάτων Thevenin και Norton	88
5.8 Προσδιορισμός των ισοδυνάμων κυκλωμάτων Thevenin και Norton μέ μετρήσεις	91

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΚΤΟ

Ήλεκτρική ενέργεια και ισχύς

6.1 Οί διάφορες εκφράσεις της ηλεκτρικής ενέργειας	93
6.2 Ήλεκτρική ισχύς	95
6.3 Μονάδες της ηλεκτρικής ισχύος	97
6.4 Μονάδες της ηλεκτρικής ενέργειας	98
6.5 Ό νόμος του Joule	98
6.6 Βαθμός αποδόσεως	101
6.7 Ύπολογισμοί καταναλισκόμενης ισχύος και ενέργειας από διάφορες ηλεκτρικές συσκευές	103

ΤΡΙΤΟΣ ΜΕΡΟΣ

ΤΟ ΜΑΓΝΗΤΙΚΟ ΠΕΔΙΟ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΒΔΟΜΟ

Μαγνητισμός

7.1 Φυσικοί και τεχνητοί μαγνήτες	109
7.2 Μαγνητικό πεδίο και μαγνητικές γραμμές	112
7.3 Γήινος μαγνητισμός — Μαγνητική πυξίδα	115

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΟΓΔΩΟ

Ήλεκτρομαγνητισμός

8.1 Τό μαγνητικό πεδίο εὐθύγραμμου ἀγωγού και πηνίου	118
8.2 Μεγέθη και μονάδες του μαγνητικού πεδίου	124

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΝΑΤΟ

Μαγνητικά υλικά — Μαγνητικά κυκλώματα

9.1 Διαμαγνητικά, παραμαγνητικά και σιδηρομαγνητικά υλικά	146
9.2 Μαγνητική ροή μέσα από σιδηρομαγνητικά υλικά	146
9.3 Μαγνήτιση και απομαγνήτιση σιδηρομαγνητικών υλικών	148
9.4 Έρμηνεία του μαγνητισμού	153
9.5 Επίλυση μαγνητικών κυκλωμάτων	155

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ

Ήλεκτρομαγνητική επαγωγή

10.1 Βασικά πειράματα ήλεκτρομαγνητικής επαγωγής — Έπαγωγικό ρεύμα	167
10.2 Ό νόμος της επαγωγής	171
10.3 Ήλεκτρεγερτική δύναμη εξ επαγωγής	173
10.4 Φορά του επαγωγικού ρεύματος — Ό νόμος του Lenz	175

10.5 Αυτεπαγωγή — Συντελεστής αυτεπαγωγής	177
10.6 Άμοιβαία επαγωγή — Συντελεστής άμοιβαίας επαγωγής	179

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΝΔΕΚΑΤΟ

Τό ηλεκτρικό ρεύμα

11.1 Κίνηση φορτίου σε μαγνητικό πεδίο	183
11.2 Δύναμη Laplace σε ρευματοφόρο άγωγο μέσα στο μαγνητικό πεδίο	186
11.3 Δυνάμεις Laplace μεταξύ δύο ρευματοφόρων άγωγών	188

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

ΑΣΚΗΣΕΙΣ	191
----------------	-----

COPYRIGHT ΙΔΡΥΜΑΤΟΣ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ



0020558248

ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΒΟΥΛΗΣ

Ψηφιοποιήθηκε από το Ινστιτούτο Εκπαιδευτικής Πολιτικής

Ο Βόλτα παρουσιάζει την ηλεκτρική στήλη στο Ναπολέοντα Βοναπάρτη, το 1801.

