



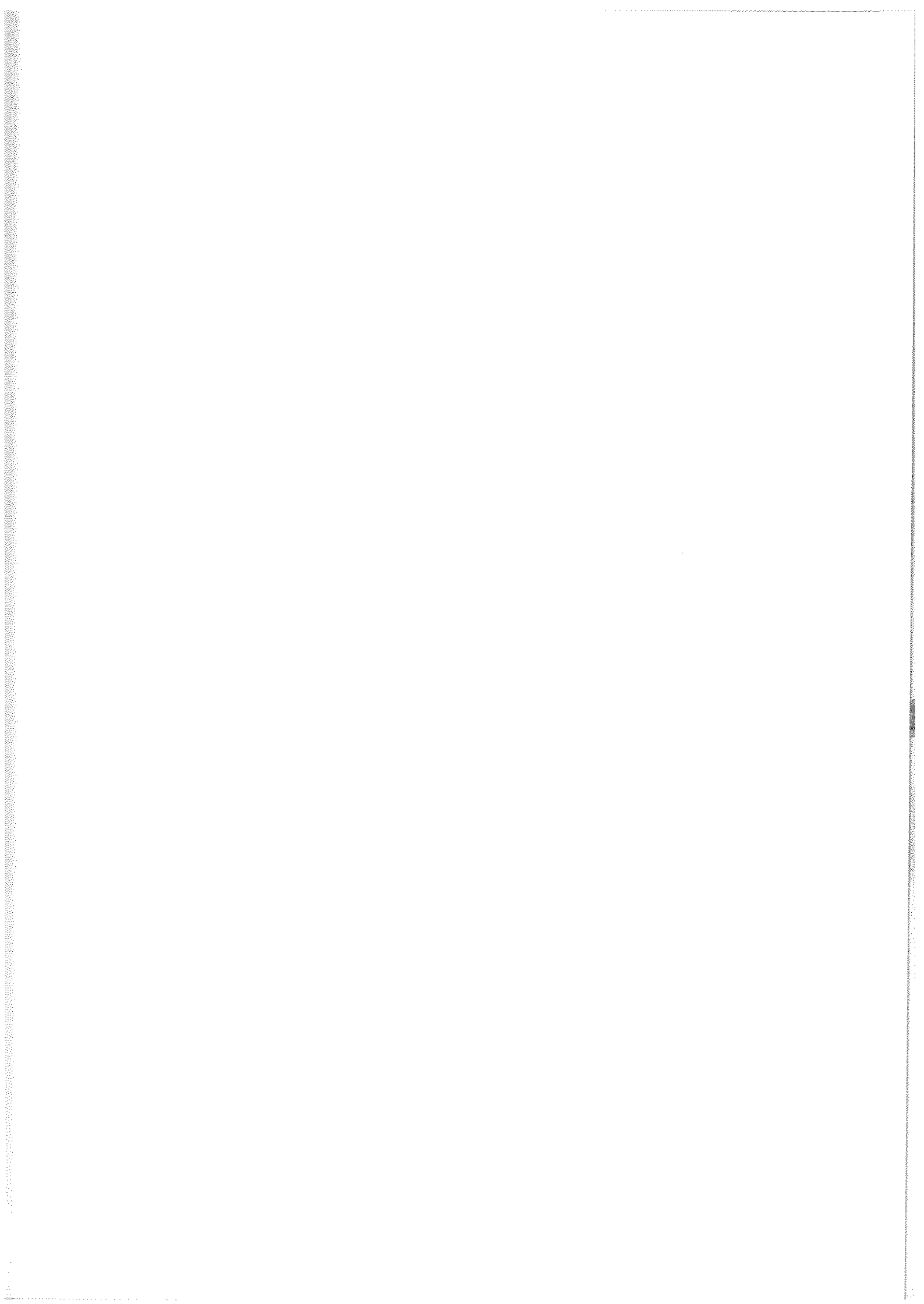
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΠΑΤΡΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΙΑΤΡΙΚΗΣ

ΟΔΗΓΟΙ ΜΕΛΕΤΗΣ ΙΑΤΡΙΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ



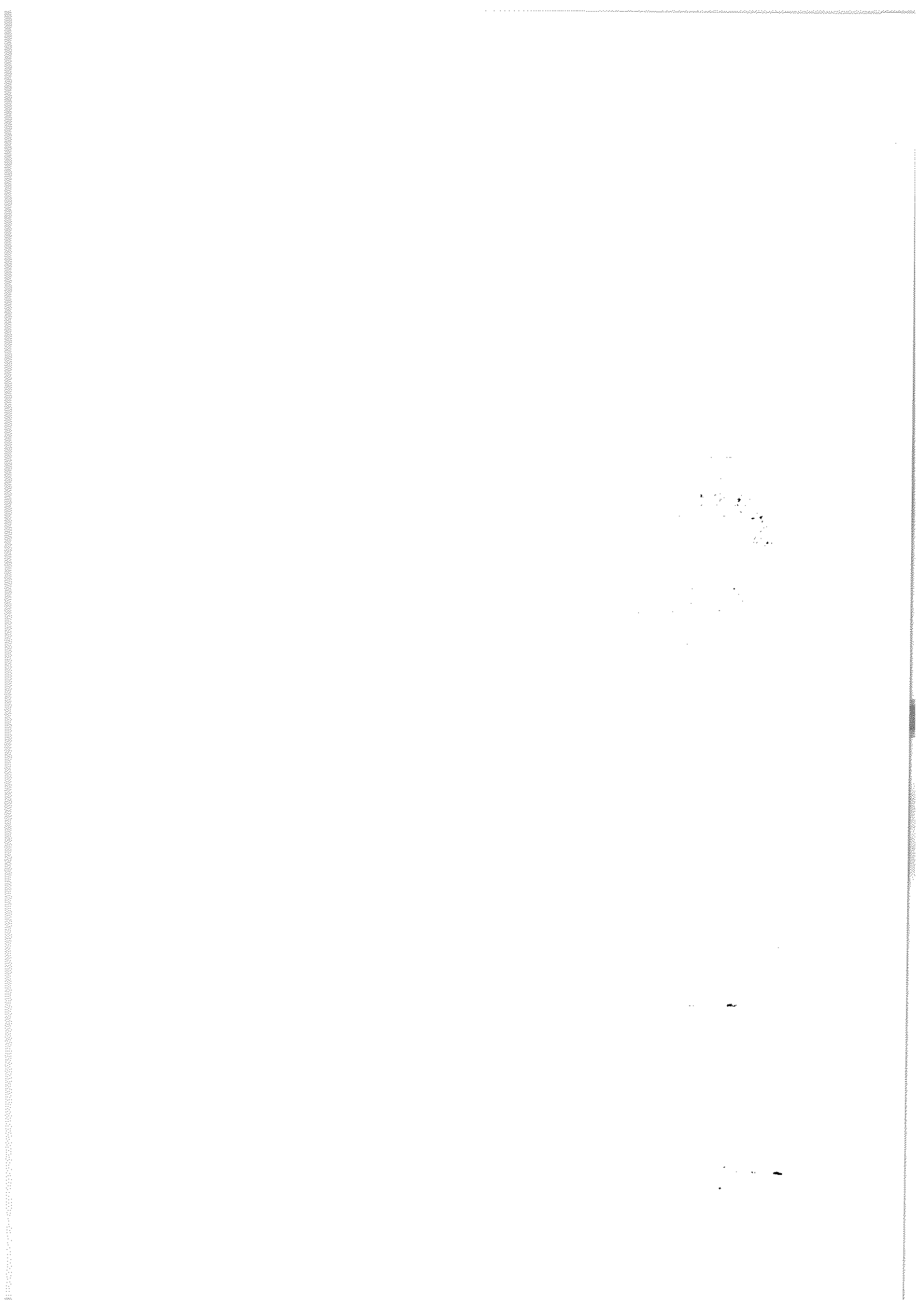
**ΚΑΓΚΑΛΗΣ ΓΕΩΡΓΙΟΣ, ΚΩΣΤΑΡΙΔΟΥ ΕΛΕΝΗ,
ΜΠΕΖΕΡΙΑΝΟΣ ΑΝΑΣΤΑΣΙΟΣ, ΝΙΚΗΦΟΡΙΔΗΣ ΓΕΩΡΓΙΟΣ,
ΠΑΛΛΗΚΑΡΑΚΗΣ ΝΙΚΟΛΑΟΣ, ΠΑΝΑΓΙΩΤΑΚΗΣ ΓΕΩΡΓΙΟΣ,
ΣΑΚΕΛΛΑΡΟΠΟΥΛΟΣ ΓΕΩΡΓΙΟΣ**

ΠΑΤΡΑ 2012



Πανεπιστήμιο Πατρών
Τμήμα Ιατρικής
Εργαστήριο Ιατρικής Φυσικής

Οδηγοί Μελέτης Ιατρικής Φυσικής



5. ΕΝΔΙΑΦΕΡΟΥΣΕΣ ΠΕΡΙΠΤΩΣΕΙΣ

5.1. Ηλεκτρικά Μοντέλα Κυτταρικής Μεμβράνης Καρδιακού Ιστού

5.1.1. Δικαιολογήστε τη μεταβολή στα χαρακτηριστικά του δυναμικού δράσης όταν το σήμα διαδίδεται από το φλεβοκόμβο μέχρι τα κύτταρα των κοιλιών του μυοκαρδίου.

5.1.2. Πως θα δικαιολογούσατε την άποψη ότι η επανπόλωση των κοιλιών της καρδιάς είναι πιο εντασθητή απ' ότι η εκπόλωση σαν δείκτης μη σωστής αμιάτωσης του μυοκαρδίου, όπως αυτή παρατηρείται στο ΗΚΓ.

5.1.3. Ποια η σχέση μηχανικής ισχύος με ηλεκτρικά χαρακτηριστικά στις διάφορες φάσεις της καρδιακής λειτουργίας.

5.1.4. Δικαιολογήστε τη μεταβολή στα χαρακτηριστικά του δυναμικού δράσης όταν το σήμα διαδίδεται από το φλεβοκόμβο μέχρι τα κύτταρα των κοιλιών του μυοκαρδίου.

5.2. Σνγκρίσις

5.2.1. Σε ποιες φάσεις της καρδιακής λειτουργίας και γιατί το ΗΚΓ είναι μεγαλύτερου πλάτους από το ΗΕΓ.

5.2.2. Γιατί το ΗΜΓ στα άκρα είναι μεγίστου πλάτους σε σχέση με όλες τις απαγωγές του ΗΚΓ και του ΗΕΓ.

5.2.3. Γιατί στο ΗΕΓ παρατηρείται το κύμα QRS του ΗΚΓ ενώ το αντίθετο δεν συμβαίνει.

5.2.4. Σνγκρίνατε το ηλεκτρικό δυναμικό δράσης ενός νεφράξου, ενός κυττάρου γραμμωτού μυ και ενός καρδιακού μυϊκού κυττάρου (της αριστερής κοιλίας. Βρείτε ομοιότητες, διαφορές και δώστε εξηγήσεις.

ΒΙΟΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ

1. ΣΚΟΠΟΣ

1.1 Η σφαιρική τερματισμένη ενημέρωση των φοιτητών στα ηλεκτρικά φαινόμενα που συμβαίνουν στην έμφρα όλα καθώς επίσης και τις συνέπειες της επίβολής του ηλεκτρισμού στο ανθρώπινο σώμα.

1.2 Η ανάπτυξη της ικανότητας του φοιτητή να ανταμείβονται και να διατυπώνεται με τη βοήθεια των μαθηματικών τα ηλεκτρικά φαινόμενα στον οργανισμό και να επλάει τις εξισώσεις και να σχολιάζει τα αποτελέσματα.

2. ΠΡΟΑΠΑΙΤΟΥΜΕΝΗ ΓΝΩΣΗ

Σκοπός είναι η ενημέρωση των φοιτητών (κύρια με δική τους προσωπική εργασία) στις απαραίτητες γνώσεις για τη μελέτη των ηλεκτρικών φαινομένων στον ανθρώπινο σώμα σε διάφορα επίπεδα π.χ. υποκυττάριο, κυτταρικό, οργάνου και συστήματος, Ειδικότερα χρειάζονται γνώσεις σε

2.1 Ηλεκτρισμό – Μαγνητισμό

2.2 Διαφορικό Λογισμό

2.3 Ολοκληρωτικό Λογισμό

3. ΕΚΠΑΙΔΕΥΤΙΚΟΙ ΣΤΟΧΟΙ

3.1 Η κατανόηση των φαινομένων σε όλα τα επίπεδα: υποκυττάριο, κυτταρικό, οργάνου, συστήματος και οργανισμού.

3.2 Η διαχείριση και ενιαία τεκμηρίωση προβλημάτων όπου η λύση του απαιτεί γνώσεις από άλλες επιστήμες π.χ. ηλεκτρικά δυναμικά στη κυτταρική μεμβράνη (απαιτείται η γνώση των ηλεκτροχημικών αντιδράσεων)

3.3 Η κάθετη περιγραφή και ανάλυση των προβλημάτων που εμφανίζονται στη καταγραφή και ανάλυση βιοσημάτων.

3.4 Η μοντελοποίηση φυσιολογικών διαδικασιών και η κατανόησή του μέσα από την επίλυση διαφορικών εξισώσεων.

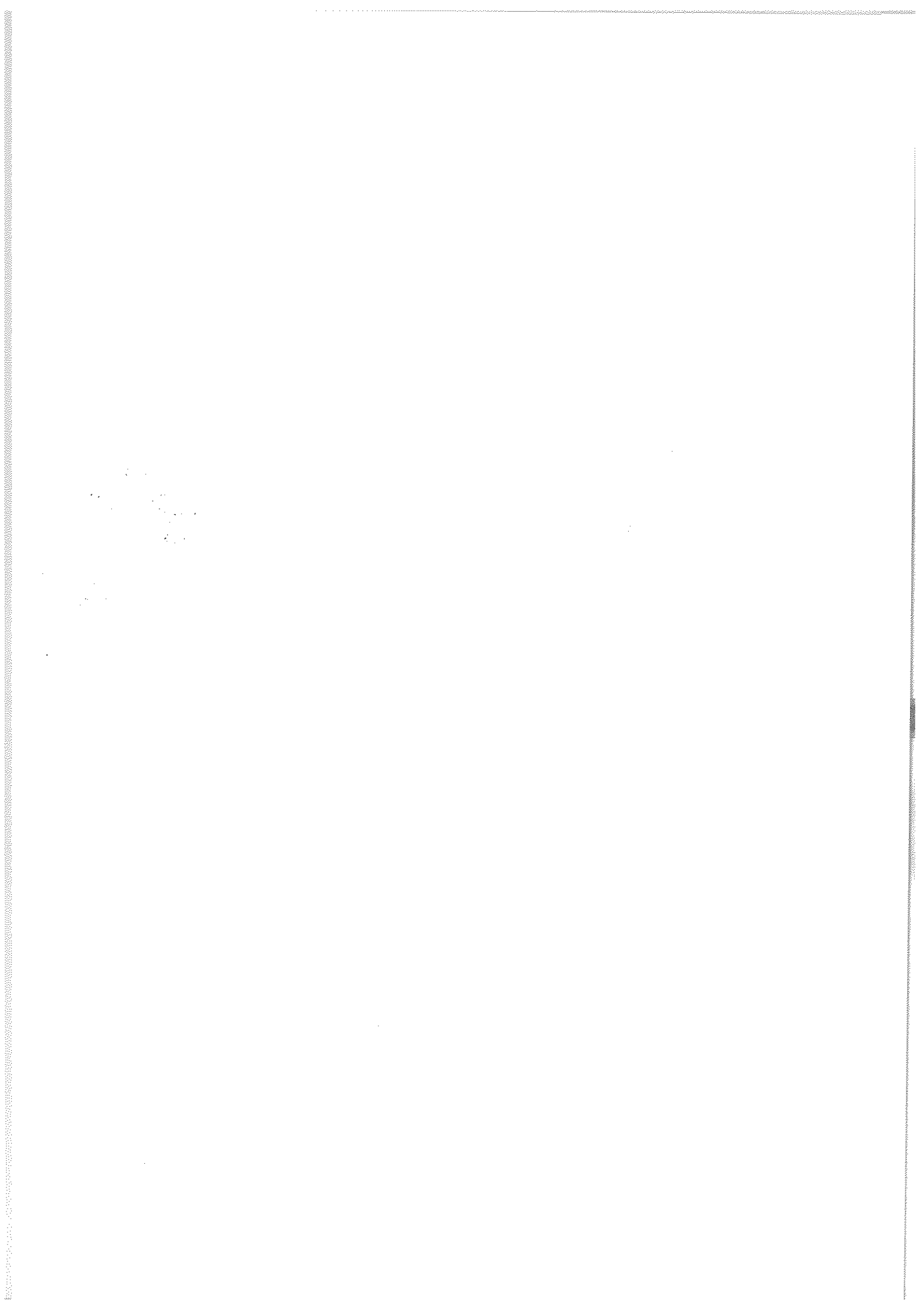
4. ΕΚΠΑΙΔΕΥΤΙΚΟ ΥΛΙΚΟ

4.1 Βιβλία - Σημειώσεις

4.2 Εργαστηριακές Ασκήσεις

4.3 Προσομοιώσεις σε Ηλεκτρονικό Υπολογιστή (Διαδικτυακό Λογισμικό)

4.4. Εργασίες και παρουσιάσεις από το διαδικτυο
(<http://biosignal.med.upatras.gr/Presentations>) και <http://heart.med.upatras.gr/~transfer>



IV.3. ΜΑΓΝΗΤΟΚΑΡΔΙΟΓΡΑΦΙΑ	Σελίδα
3.1. Το συνιστάμενο μαγνητικό δίπολο της καρδιάς	224
3.2. Τεχνικά προβλήματα και αντιμετώπισή τους	224
3.3. Λήψη και παρουσίαση του Μ.Κ.Γ.	225
3.4. Προοπτική του Μ.Κ.Γ.	228
IV.4. ΠΡΟΚΛΗΤΑ ΜΑΓΝΗΤΙΚΑ ΠΕΔΙΑ	230
4.1. Εισαγωγή	231
4.2. Σωματικά προκλητό μαγνητικό πεδίο	232
4.3. Πνευμονομαγνητογραφία	235
ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ ΓΙΑ ΛΥΣΙΜΟ	236
ΚΕΦΑΛΑΙΟ I. Ηλεκτρισμός-Μαγνητισμός	237
ΚΕΦΑΛΑΙΟ II. Παραγωγή, διάδοση και μέτρηση βιοδυναμικών	242
ΚΕΦΑΛΑΙΟ III. Επιβολή Ηλεκτρισμού στο σώμα	249
ΚΕΦΑΛΑΙΟ IV. Βιομαγνητισμός	252
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑΤΑ	253
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α΄. ΠΙΝΑΚΑΣ ΑΝΤΙΠΑΡΑΘΕΣΗΣ ΜΕΓΕΘΩΝ, ΣΧΕΣΕΩΝ ΚΑΙ ΣΧΟΛΙΩΝ ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΥ ΠΡΟΣ ΑΝΤΙΣΤΟΙΧΑ ΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΥ	254
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β΄. ΑΝΤΙΠΑΡΑΘΕΣΗ ΜΕΓΕΘΩΝ, ΣΧΕΣΕΩΝ, ΕΞΑΡΤΗΜΑΤΩΝ ΚΑΙ ΚΥΚΛΩΜΑΤΩΝ ΤΗΣ ΜΗΧΑΝΙΚΗΣ ΠΡΟΣ ΑΝΑΛΟΓΑ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΥ	259
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Γ΄. ΣΥΝΤΟΜΟ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΟ ΒΟΗΘΗΜΑ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	296
	310

ΚΕΦ. I

ηλεκτρισμός Η

μαγνητισμός

1. ουσιαστικός ηλεκτρισμός

2. συνεχής ρευμάτα

3. μαγνητισμός

4. εναλλασσόμενα ρευμάτα

1. στατικός ηλεκτρισμός.

1.1. Εισαγωγή.

Παραδεχόμαστε την ύπαρξη νέου φυσικού μεγέθους που το καλούμε «ηλεκτρικό φορτίο» και εκφράζει την έννοια της ποσότητας ηλεκτρισμού.

Πειραματικά γνωρίζουμε ότι υπάρχουν δύο είδη φορτίων. Τα ονομάζουμε θετικό και αρνητικό φορτίο.

Επίσης πειραματικά ξέρομε ότι δύο σώματα που φέρουν ίδιο είδος φορτίου (θετικό ή αρνητικό) απωθούνται, ενώ αν το ένα έχει θετικό και το άλλο έχει αρνητικό φορτίο έλκονται.

Η ύλη συγκροτείται από άτομα. Κάθε άτομο έχει ένα πυρήνα. Ο πυρήνας συγκεντρώνει όλο το θετικό φορτίο του ατόμου στα πρωτόνια του και σχεδόν όλη τη μάζα του ατόμου στα πρωτόνια και στα νετρόνια του. Γύρω από τον πυρήνα περιστρέφονται τα ηλεκτρόνια. Κάθε ηλεκτρόνιο φέρει ένα στοιχειώδες αρνητικό φορτίο (-e) ενώ κάθε πρωτόνιο φέρει ένα ίσο και αντίθετο φορτίο (+e). Στο ηλεκτρικά ουδέτερο άτομο ο αριθμός των πρωτονίων (Z) είναι ίσος με τον αριθμό των ηλεκτρονίων και λέγεται ατομικός αριθμός. Το άτομο παρουσιάζει θετικά φορτισμένο και λέγεται θετικό ιόν αν του αφαιρεθεί ένα ή περισσότερα ηλεκτρόνια από τα Z ηλεκτρόνια του. Αν του προστεθεί ένα ή περισσότερα ηλεκτρόνια λέγεται αρνητικό ιόν.

Εάν μεταφερθούν μερικά ηλεκτρόνια από το σώμα A στο σώμα B, τότε το A θα φορτισθεί θετικά (έλλειμα ηλεκτρονίων) ενώ το B θα φορτισθεί αρνητικά (περίσσειμα ηλεκτρονίων).

Αγωγοί ονομάζονται τα σώματα (μέταλλα ή υγρά με ιόντα) στα οποία υπάρχουν ελεύθερα φορτισμένα σωματίδια. Αυτά μπορούν να μετακινηθούν αν ασκηθεί πάνω τους δύναμη. Έτσι δημιουργείται ηλε-

κτρικό ρεύμα μέσα στους αγωγούς.

Οι μονωτές είναι σώματα που δεν έχουν ελεύθερα φορτισμένα σωματίδια. Αν ασκηθεί δύναμη στα ηλεκτρόνια τους αυτά δεν αποσπώνται από τα άτομά τους, δηλ. δεν κινούνται. Έτσι δεν δημιουργείται ρεύμα μέσα στο σώμα.

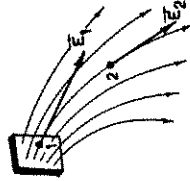
Οι ημιαγωγοί έχουν ενδιάμεση (μεταξύ αγωγών και μονωτών) αγωγιμότητα. Έχουν περιορισμένο αριθμό ηλεκτρονίων που μπορούν να απομακρυνθούν από τα άτομά τους. Σε ημιαγωγούς όπως το πυρίτιο (Si) βασίζεται η καταληκτική πρόοδος στα «ηλεκτρονικά».

1.2. Ηλεκτρικό πεδίο.

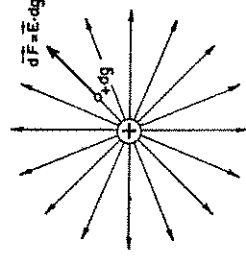
Αυτό υπάρχει γύρω από σώμα φορτισμένο με φορτίο q. Αν σ' ένα σημείο του χώρου αυτού βάλουμε άλλο φορτίο dq ασκείται πάνω του δύναμη $d\vec{F} = \vec{E} \cdot dq$.

Η \vec{E} λέγεται «ένταση» του πεδίου στο συγκεκριμένο σημείο. Συμβατικά ως φορά της \vec{E} ορίζεται εκείνη της δυνάμεως επί θετικού φορτίου dq. Στο χώρο απεικονίζουμε το πεδίο με «δυναμικές γραμμές». Η διεύθυνση της έντασης ορίζεται από την εφαπτομένη της γραμμής που περνά από το δοσμένο σημείο 1 ή 2 (Σχ. 1). Το μέτρο της έντασης μετράται με το πλήθος των γραμμών που περνούν από μια μοναδιαία επιφάνεια τοποθετημένη στο σημείο αυτό, κάθετα στην ένταση \vec{E} . Δηλ. πυκνότερες γραμμές σημαίνει εντονότερο πεδίο (Σχ. 1).

Σε μονήρη σφαίρα φορτισμένη θετικά, το πεδίο λόγω συμμετρίας, θα είναι ακτινωτό και οι γραμμές του θα έχουν φορά προς τα έξω (Σχ. 2).



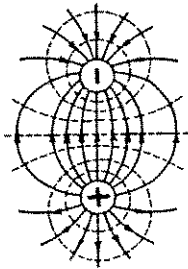
Σχ. 1. Παράσταση ηλεκτρικού πεδίου δια δυναμικών γραμμών.



Σχ. 2. Ηλεκτρικό πεδίο γύρω από ηλεκτρισμένη σφαίρα.

Αν οι σφαίρες είναι δύο και φέρουν ίσα αλλά αντίθετα φορτία τότε το πεδίο απεικονίζεται με τις δυναμικές γραμμές του Σχήματος 3.

Ορατή εικόνα του πεδίου παίρνουμε αν ριζώμε κρυστάλλινους γύψου πάνω σε μία γυάλινη πλάκα που βρίσκεται μέσα στο πεδίο. Οι κρύσταλλοι σε κάθε θέση προσανατολίζονται σύμφωνα με την διεύθυνση του πεδίου στην θέση εκείνη.



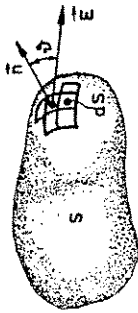
Σχ. 3. Ηλεκτρικό πεδίο ίσων σφαιρών με αντίθετα φορτία.

1.3. Ηλεκτρική ροή.

Η ηλεκτρική ροή ορίζεται:

$$d\psi = (\vec{E} \cdot \vec{n}) dS \quad \text{ή} \quad d\psi = E \cdot dS \cdot \cos\theta$$

όπου θ είναι η γωνία που σχηματίζει η \vec{E} με το μοναδιαίο διάνυσμα \vec{n} που είναι κάθετο στη στοιχειώδη επιφάνεια dS (Σχ. 4).



Σχ. 4. Ηλεκτρική ροή $d\psi$ δια επιφάνειας dS και ψ δια κλειστής επιφάνειας S .

Έτσι η $d\psi$ μετράται από το πλήθος των γραμμών που διαπερνούν την dS . Για μεγάλη επιφάνεια S είναι:

$$\psi = \int_S d\psi = \int_S E \cdot \cos\theta \cdot dS = \text{Πλήθος δυναμικών γραμμών δια της } S.$$

Η \vec{E} αυξάνει αναλόγως του q . Άρα η ψ που διαπερνά μία κλειστή

επιφάνεια που περικλείει φορτίο q είναι ανάλογη του q .

$$\psi = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot q$$

Η σταθερά ϵ_0 λέγεται διηλεκτρική σταθερά του κενού.

Αυτή η σχέση εκφράζει το θεμελιώδη νόμο της ηλεκτρικής ροής ή το νόμο του Gauss.

1.4. Δυναμικό.

Σωμάτιο με φορτίο q σε σημείο Σ πεδίου, όπου η ένταση είναι \vec{E} , υφίσταται δύναμη: $\vec{F} = \vec{E} \cdot q$. Αν μετακινηθεί το σωμάτιο σε μήκος $d\vec{L}$, παράγεται από την \vec{F} έργο: $dW = (\vec{F} \cdot d\vec{L}) = q(\vec{E} \cdot d\vec{L})$.

Αν φύγει το σώμα εκτός του πεδίου, δηλ. μετακινηθεί από του σημείου Σ μέχρι του απείρου έχουμε έργο: $W_{\Sigma\infty} = \int_{\Sigma}^{\infty} dW$

Δυναμικό U_{Σ} του σημείου Σ καλείται το $U_{\Sigma} \equiv W_{\Sigma\infty}/q$.

Αν το πεδίο είναι χρονικά αμετάβλητο το έργο $W_{\Sigma\infty}$ είναι ανεξάρτητο από το σχήμα της διαδρομής από το Σ στο ∞ .

Η μετακίνηση από μία θέση 1 σε μία θέση 2 μπορεί να θεωρηθεί ότι γίνεται διαμέσου του απείρου (από την 1 στο ∞ και από το ∞ στη 2). Έτσι το αντίστοιχο έργο είναι:

$$W_{12} = W_{1\infty} + W_{\infty 2} = W_{1\infty} - W_{2\infty} = q \cdot U_1 - q \cdot U_2 = q(U_1 - U_2).$$

Τη διαφορά των δυναμικών ($U_1 - U_2$) ονομάζουμε και «ηλεκτρική τάση» ή απλά «τάση» και τη συμβολίζουμε με V .

Στην πράξη μας ενδιαφέρουν οι διαφορές των δυναμικών. Όταν εκφράζουμε απόλυτες τιμές δυναμικών αυτές αναφέρονται στο δυναμικό της γης, το οποίο λαμβάνουμε ίσο προς μηδέν.

Αν η διαδρομή του φορτίου είναι κλειστή και κύβλη, το συνολικό έργο είναι μηδενικό (το ηλεκτρικό πεδίο είναι «αστρόβιλο»). Δηλ. $\oint dU = 0$ ή το dU είναι «τέλειο διαφορικό».

1.5. Ισοδυναμικές επιφάνειες.

Όλα τα σημεία μιας ισοδυναμικής επιφάνειας έχουν το ίδιο δυναμικό. Δηλ. δεν παράγεται ούτε αναλύσεται έργο κατά τη

μεταφορά φορτίου από σημείο σε σημείο της ίδιας ισοδυναμικής επιφάνειας. Κατά συνέπεια η ισοδυναμική επιφάνεια είναι κάθετη στις δυναμικές γραμμές (διακοπτόμενες γραμμές στο Σχ. 3 και στο εξώφυλλο).

Το πεδίο επομένως μπορεί να απεικονισθεί στο χώρο με ισοδυναμικές επιφάνειες που κάθε μια χαρακτηρίζεται από μια τιμή δυναμικού. Σχεδιάζουμε επιφάνειες που τα δυναμικά τους διαφέρουν κατά ίση ποσότητα, όσο πυκνότερες οι επιφάνειες τόσο εντονότερο το πεδίο.

1.6. Ένταση πεδίου και τάση.

Είδαμε ότι: $dW = q \cdot dU$. Εξ άλλου αν η μετακίνηση dL είναι κατά μήκος μιας δυναμικής γραμμής, τότε $dW = F \cdot dL = E \cdot q \cdot dL$. Οπότε $q \cdot dU = E \cdot q \cdot dL$ ή $E = dU/dL$. Δηλ. η ένταση ισούται με τη μεταβολή της τάσεως ανά μονάδα μήκους δυναμικής γραμμής.

1.7. Πεδίο μέσα στους αγωγούς.

Αφού τα φορτία μένουν ακίνητα (στατικός ηλεκτρισμός) συμπεραίνουμε ότι:

1.7.1. Δεν υπάρχει πεδίο στο εσωτερικό των αγωγών. Αν υπήρχε πεδίο θα μετακινούσε τα ελεύθερα φορισμένα σωματάρια (ηλεκτρόνια στα μέταλλα και ιόντα στα υγρά) της όλης του αγωγού.

1.7.2. Δεν υπάρχουν φορτία μέσα στους αγωγούς. Αν υπήρχαν πλεονάζοντα θετικά ή αρνητικά φορτία θα δημιουργούσαν πεδίο μέσα στον αγωγό. Αν βάλουμε μέσα στον αγωγό φορτία, αυτά αλληλαπυθύνονται και βγαίνουν στην εξωτερική επιφάνεια του, είτε είναι συμπαγής ο αγωγός (σύρματα, σφαίρες κ.λ.) είτε είναι κοίλος (κλώβος Faraday).

1.7.3. Ο χώρος του αγωγού έχει σταθερό δυναμικό και η επιφάνεια του αγωγού είναι ισοδυναμική.

1.8. Φορτία και πεδία.

1.8.1. Σημειακό μοναχικό φορτίο και νόμος Coulomb.

Το πεδίο ενός μοναχικού φορτίου φαίνεται στο Σχήμα 2.

Ο νόμος της ηλεκτρικής ροής στο κενό: $\Psi = q/\epsilon_0$ εφαρμόζόμενος σε

μία σφαιρική επιφάνεια με κέντρο το φορτίο q και ακτίνα r δίνει: $4\pi r^2 \cdot E = q/\epsilon_0$ ή $E = (1/\epsilon_0) \cdot (q/4\pi r^2)$.

Αν φέρουμε στην επιφάνεια της σφαίρας άλλο φορτίο q' θα ασκηθεί σ' αυτό δύναμη $F = E \cdot q'$.

Δηλ. $F = (1/4\pi\epsilon_0) \cdot (q \cdot q' / r^2)$ (Νόμος του Coulomb)

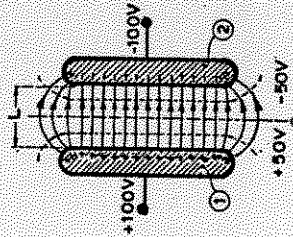
Έτσι ο νόμος του Coulomb βγήκε από το νόμο της ηλεκτρικής ροής.

1.8.2. Ομογενές πεδίο σε παράλληλες πλάκες (επίπεδος πυκνωτής).

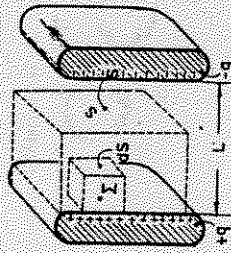
Στο χώρο μεταξύ δύο μεταλλικών παράλληλων πλακών απειρησίας, το πεδίο έχει σταθερή ένταση \vec{E} και λέγεται «ομογενές». Το ίδιο ισχύει πρακτικά αν οι διαστάσεις των πλακών είναι μεγάλες σε σχέση με τη μεταξύ τους απόσταση L (Σχ. 5). Δηλ. και οι δυναμικές γραμμές (συνεχείς) και οι ισοδυναμικές επιφάνειες (διακοπτόμενες) ισιπέχουν μεταξύ τους. Επομένως η $E = (dU/dL)$, στο ομογενές πεδίο δίνει: $E = (V/L)$, όπου V η τάση μεταξύ των πλακών.

Η ένταση \vec{E} σ' ένα σημείο Σ κοντά στην επίπεδη επιφάνεια της μιας μεταλλικής πλάκας μπορεί να εκφραστεί και σαν συνάρτηση της «επιφανειακής πυκνότητας φορτίου» $\sigma = (dq/dS)$ (φορτίο ανά μονάδα επιφάνειας). Λόγω συμμετρίας η \vec{E} είναι κάθετη στην μεγάλη επίπεδη επιφάνεια.

Φανταζόμαστε ένα μικρό κύβο (Σχ. 6) που η μια έδρα του (επιφάνεια dS) είναι παράλληλη προς την πλάκα (μετωπική έδρα) και η απέναντι έδρα του είναι μέσα στην πλάκα. Η ηλεκτρική ροή διαμέσου κάθε έδρας



Σχ. 5. Ομογενές πεδίο μεταξύ δύο παράλληλων πλακών.



Σχ. 6. Ένταση E στο Σ . Χωρτικότητα C πυκνωτή παράλληλων πλακών.

πλην της μεταγωγικής ισότητας με μηδέν. Άρα ο νόμος της ροής δίνει:

$$\Psi = E \cdot dS = \frac{1}{\epsilon_0} \cdot dq \quad \text{ή} \quad E = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{dq}{dS} \quad \text{ή} \quad E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$$

Αυτή είναι η E στο Σ. Η σχέση αυτή ισχύει και για οποιαδήποτε αγωγική επιφάνεια και δείχνει ότι η ένταση E είναι μεγάλη όπου είναι μεγάλη η συγκέντρωση σ του φορτίου. Αν S είναι η επιφάνεια που διαπερνούν οι μεταξύ των δύο πλακών δυναμικές γραμμές (διακοπτόμενη γραμμή στο Σχ. 6) τότε ο Νόμος της ηλεκτρικής ροής δίνει:

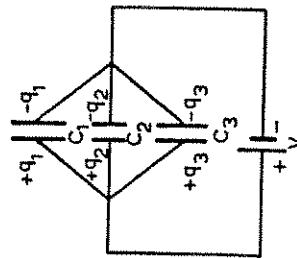
$$\Psi = E \cdot S = \frac{1}{\epsilon_0} q. \quad \text{Αλλά} \quad E = \frac{V}{L} \quad \text{οπότε} \quad \frac{V \cdot S}{L} = \frac{q}{\epsilon_0} \quad \text{ή} \quad q = \frac{\epsilon_0 S}{L} V$$

Το $(\epsilon_0 S/L) = C$ ονομάζεται χωρητικότητα του επιπέδου πυκνωτή οπότε:

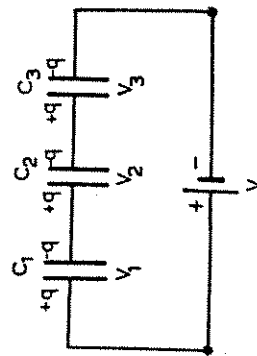
$$q = CV$$

Πυκνωτές που έχουν συνδεθεί παράλληλα (Σχ. 7) υπόκεινται όλοι στην ίδια διαφορά δυναμικού V. Το σύστημα αυτό θα παρουσιάζει χωρητικό-

$$\text{τητα:} \quad C_{\text{ολ}} = \frac{q_{\text{ολ}}}{V} = \frac{q_1 + q_2 + q_3}{V} = \frac{q_1}{V} + \frac{q_2}{V} + \frac{q_3}{V} = C_1 + C_2 + C_3$$



Σχ. 7(α): Τρεις πυκνωτές σε παράλληλη σύνδεση.



(β): Τρεις πυκνωτές σε σύνδεση «σειράς».

Εάν οι πυκνωτές έχουν συνδεθεί στη σειρά (Σχ. 8) τότε οι οπλισμοί των έχουν το ίδιο φορτίο q.

$$\text{Δηλ.} \quad V_1 = \frac{q}{C_1}, \quad V_2 = \frac{q}{C_2} \quad \text{και} \quad V_3 = \frac{q}{C_3}$$

Άρα:

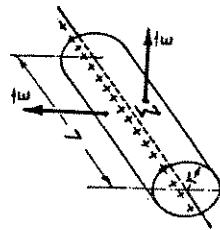
$$\frac{1}{C_{\text{ολ}}} = \frac{V_{\text{ολ}}}{q} = \frac{V_1 + V_2 + V_3}{q} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}$$

Η αποθηκευμένη ενέργεια σ' ένα πυκνωτή είναι:

$$W = \int_0^q dW = \int_0^q V \cdot dq = \int_0^q (q/C) \cdot dq = (1/C) \int_0^q q \cdot dq = (1/2) V \cdot q$$

1.8.3. Κυλινδρική συμμετρία.

Έστω ευθύ σύρμα άπειρου μήκους ή καλύτερα μεγάλου μήκους L, σε σχέση με την απόσταση r του σημείου Σ από το σύρμα. Το σύρμα φέρει λ φορτίο ανά μονάδα μήκους του. Λόγω συμμετρίας η \vec{E} κάθε σημείου του χώρου κατευθύνεται ακτινικά, δηλ. κάθετα προς το σύρμα. Ο ορθός κυκλικός κύλινδρος του σχήματος δ έχει άξονα το σύρμα, έχει μήκος L και έχει ακτίνα r, ίση με την απόσταση του Σ από το σύρμα. Τα σημεία των κυκλικών βάσεων έχουν την \vec{E} παράλληλη προς τα επίπεδα των βάσεων. Δηλ. η ροή Ψ δια των βάσεων είναι μηδενική. Η παράπλευρη επιφάνεια του κυλίνδρου έχει εμβαδόν: $S = 2\pi rL$. Άρα η ροή όλης της επιφάνειας του κυλίνδρου είναι:



Σχ. 8. Υπολογισμός της \vec{E} που παράγει φορτισμένη ευθεία.

$$\Psi = E \int dS = 2\pi LE$$

Ο νόμος της ροής $\Psi = \frac{q}{\epsilon_0}$ δίνει $2\pi LE = \frac{L \cdot \lambda}{\epsilon_0}$ ή $E = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 r}$

1.9. Διηλεκτρικά υλικά μέσα στα πεδία.

1.9.1. Διηλεκτρική σταθερά.

Αν ο χώρος των σπλισμών του επιπέδου πυκνωτή στο Σχήμα 5 πληρωθεί με μονωτικό υλικό, ελαττώνεται η τάση V . Αφού το φορτίο q έμεινε το ίδιο, πρέπει να αυξήθηκε η χωρητικότητα C διότι: $V = q/C$. Αν C_0 ήταν η χωρητικότητα του πυκνωτή στο κενό και C είναι η νέα χωρητικότητα (μετά την εισαγωγή του μονωτή) το $\epsilon = C/C_0$ ονομάζεται «διηλεκτρική σταθερά» του υλικού. Το υλικό λέγεται διηλεκτρικό γιατί διαπερνούν μέσα του οι ηλεκτρικές δυναμικές γραμμές. Δηλ. έχει μέσα του ηλεκτρικό πεδίο αλλά δεν έχει ελεύθερα ηλεκτρόνια για να μετακινηθούν υπό την επίδραση του πεδίου. Είναι μονωτής.

Πίνακας 1. Διηλεκτρική σταθερά (ϵ) διαφόρων υλικών.

Υλικό	Κενό	Αέρας	Παραφίνη	Λάστιχο	Νάυλον	Γυαλί	Νερό
ϵ	1,0000	1,0006	2,0 ÷ 2,5	2,8	3,5	4 ÷ 5	~80

Κατά τον ίδιο παράγοντα ϵ , που ελαττώθηκε η V , ελαττώθηκε και η ένταση E γιατί $E = V/L$. Άρα ελαττώθηκε και η ηλεκτρική ροή $\Psi = E \cdot S$. Έτσι η σχέση $\Psi = q/\epsilon_0$ (για το κενό) γίνεται: $\Psi = q/(\epsilon \cdot \epsilon_0)$, για υλικό διηλεκτρικής σταθεράς ϵ . Επειδή η δύναμη $\vec{F} = \vec{E} \cdot q$, όταν ο χώρος πληρωθεί με υλικό διηλεκτρικής σταθεράς ϵ η \vec{F} θα ελαττωθεί ϵ φορές.

Άρα αν έχουμε δύο σωμάτια με φορτία q και q' μέσα σε χώρο γεμάτο με διηλεκτρικό υλικό σταθεράς ϵ , η δύναμη που ασκούν μεταξύ τους είναι:

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \frac{q \cdot q'}{r^2}$$

Αυτός είναι ο νόμος του Coulomb μέσα σε διηλεκτρικό.

1.9.2. Πόλωση.

Η παραπάνω ελάττωση της E_0 (στο κενό) σε E (σε διηλεκτρικό) οφείλεται στην εμφάνιση πάνω στην επιφάνεια του διηλεκτρικού, φορτίων q' (Σχ. 9B), που εξουδετερώνουν μέρος των φορτίων q των σπλισμών. Τα q' λέγονται «επιφανειακά φορτία πόλωσης» του διηλεκτρικού και δεν μπορούν να φύγουν από την επιφάνεια του διηλεκτρικού. Τα φορτία q των σπλισμών λέγονται «εμφανή».

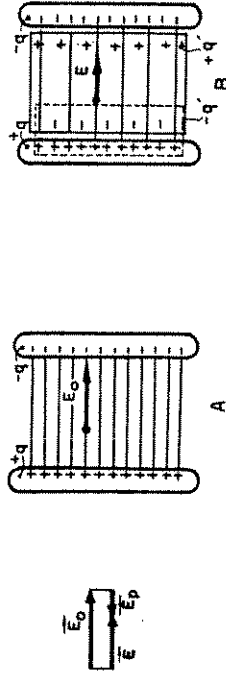
Όπως δείχνει και το Σχήμα 9 τα φορτία πόλωσης q' δημιουργούν ένα πεδίο έντασης \vec{E}_p που αντιστέκεται στην \vec{E}_0 . Έτσι η τελική ένταση μέσα στο διηλεκτρικό $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_p$ έχει μέτρο $E = E_0 - E_p$ (μικρότερο από την E_0).

Στο ίδιο συμπέρασμα καταλήγουμε αν εφαρμόσουμε το νόμο της ηλεκτρικής ροής στην κλειστή επιφάνεια (διακοπτόμενη γραμμή στο Σχήμα 9B) που δίνει:

$$E \cdot S = \frac{1}{\epsilon_0} (q - q') \quad \text{ή} \quad E = \frac{q - q'}{S \epsilon_0}$$

$$\text{Αλλά} \quad \frac{q - q'}{S \epsilon_0} = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = E_0 \quad \text{και} \quad \frac{q'}{S \epsilon_0} = \frac{\sigma'}{\epsilon_0} = E_p$$

$$\text{Άρα} \quad E = E_0 - E_p$$



Σχ. 9. Ηλεκτρικό πεδίο πριν (A) και μετά (B) την εισαγωγή διηλεκτρικού μέσα στον πυκνωτή.

Η εμφάνιση των q' οφείλεται στον προσανατολισμό που κάνει το ηλεκτρικό πεδίο σε μεγάλο αριθμό διπόλων που περιέχει το διηλεκτρικό (Σχ. 10Α).

Δίπολο καλείται σύστημα δυο ίσων και αντίθετων φορτίων $+q$ και $-q$, που βρίσκονται σε μικρή μεταξύ των απόσταση L . Ηλεκτρική ροπή P ενός διπόλου καλείται το διάνυσμα που έχει μέτρο $p = q \cdot L$ και κατευθυνση από το αρνητικό προς το θετικό φορτίο. Η μορφή του πεδίου γύρω από δίπολο φαίνεται στο Σχ. 3.

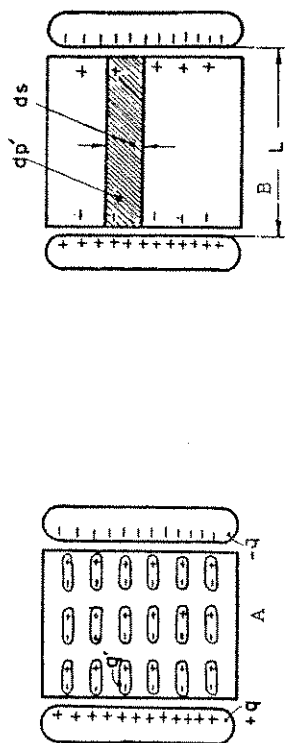
Αν ένα δίπολο βρεθεί μέσα σε πεδίο \vec{E} ασκείται σε κάθε φορτίο του δύναμη $F = E \cdot q$. Οι δύο αυτές δυνάμεις δημιουργούν μία μηχανική ροπή $M = F \cdot L \cdot \eta\mu\phi$ (όπου ϕ η γωνία μεταξύ της E και της p).

Δηλ. $M = E \cdot q \cdot L \cdot \eta\mu\phi$ ή $M = E \cdot p \cdot \eta\mu\phi$. Η μηχανική ροπή M τείνει να στρέψει το δίπολο και να το προσανατολίσει ώστε η \vec{E} και η \vec{p} να είναι παράλληλες.

Ωρισμένα μόρια («πολικά μόρια») έχουν ασύμμετρη κατανομή φορτίων. Γι' αυτό παρουσιάζουν ηλεκτρική ροπή και προσανατολίζονται (Σχ. 10Α.) όταν βρεθούν μέσα σε πεδίο (πόλωση προσανατολισμού).

Πόλωση ασθενή εμφανίζουν και «μη πολικά» μόρια, λόγω της παραμόρφωσης που παθαίνουν όταν βρεθούν μέσα σε πεδίο \vec{E} . Τότε οι θετικοί πυρήνες μετατοπίζονται προς τη μία πλευρά ενώ οι τροχιές των αρνητικών ηλεκτρονίων προς την αντίθετη.

Παρόμοια πόλωση παραμορφώσεως δημιουργείται και σε ιοντικούς κρυστάλλους (Na^+Cl^-) όταν βρεθούν μέσα σε πεδίο, λόγω έλξεως των ιόντων προς αντίθετες κατευθύνσεις.



Σχ. 10. Εμφάνιση επιφανειακών φορτίων (Α) και ηλεκτρική ροπή στοιχειώδους περιόδου (Β).

Πόλωση χωρίς επίδραση ηλεκτρικού πεδίου προκαλείται σε μερικούς κρυστάλλους (χαλαζίας) όταν πιεσθούν. Η πυκνότητα των εμφανιζόμενων επιφανειακών φορτίων είναι ανάλογη της πίεσεως. Το φαινόμενο («πιεζοηλεκτρισμός») εφαρμόζεται στη μέτρηση πιέσεων, στη λειτουργία μικροφώνων, και στην Ιατρική (κύρια στην εκπομπή και λήψη υπερήχων).

Ο σκιασμένος σωληνίσκος του διηλεκτρικού στο σχήμα 10B έχει ηλεκτρική ροπή $dp = dq \cdot L$, όπου L είναι η απόσταση μεταξύ των πλακών.

Πόλωση του υλικού καλείται το $P = dp/dV$ όπου dV είναι ο όγκος του σωληνίσκου. Επειδή $dV = L \cdot dS$ έχουμε:

$$P = \frac{dq \cdot L}{dS \cdot L} \text{ ή } P = \frac{dq'}{dS}$$

και λόγω ομοιόμορφης κατανομής των φορτίων είναι: $P = q'/S = \sigma'$. Δηλ. η πόλωση P ισούται με την πυκνότητα σ' κατανομής των επιφανειακών φορτίων πολώσεως.

Η πόλωση δημιουργείται συνήθως μετά την εισαγωγή του σώματος μέσα στο πεδίο και βρίσκεται πειραματικά ότι είναι $P = \text{σταθ.} \cdot E$.

1.9.3. Ηλεκτρική διέγερση.

Επειδή η $E = (1/\epsilon_0 S) \cdot (q - q')$ εξαρτάται και από τα δύσκολα μετρούμενα φορτία q' του διηλεκτρικού, εισάγεται νέο μέγεθος \vec{D} που καλείται ηλεκτρική διέγερση. Η \vec{D} έχει κατεύθυνση ίδια με την \vec{E} και μέτρο $D \equiv (q/S)$

Άρα η $\Psi = E \cdot S = q/(\epsilon \cdot \epsilon_0)$ δίνει: $\vec{D} = \epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot \vec{E}$

Οι σχέσεις $D \equiv q/S$ και $p = q'/S$ εισαγόμενες στην

$E = (1/\epsilon_0 \cdot S)(q - q')$ δίνουν $E = (D - p)/\epsilon_0$

Στο κενό $p = 0$ και $\epsilon = 1$ οπότε $\vec{D} = \epsilon_0 \cdot \vec{E}$.

Η $p = D - E \cdot \epsilon_0$ γίνεται $p = \epsilon \cdot \epsilon_0 E - E \cdot \epsilon_0 = \epsilon_0(\epsilon - 1)E$.

Το $\epsilon_0(\epsilon - 1) = \kappa$ καλείται «διηλεκτρική επιδεκτικότητα» του υλικού.

1.9.4. Διηλεκτρική αντοχή.

Αυτή μετρείται από τη μέγιστη τάση που αντέχει ανά μονάδα πάχους του το διηλεκτρικό χωρίς να τρυπηθεί από ηλεκτρικό σπινθήρα.

Τιμές διηλεκτρικής αντοχής μερικών μονωτικών υλικών δίνει ο Πίνακας 2.

Πίνακας 2. Διηλεκτρική αντοχή διάφορων υλικών.

Υλικό	Αέρας (ξηρός)	Πετρέλαιο	Γυαλί	Εβονίτης
Αντοχή (kV/cm)	30	65	300 ως 1600	300 ως 1000

1.10. Μεγέθη και μονάδες.

Διεθνώς χρησιμοποιείται το σύστημα S.I. (Système International). Αυτό έχει στη Μηχανική τα ίδια θεμελιώδη μεγέθη και μονάδες με το MKS (1m για το μήκος, 1kg για την μάζα και 1s για το χρόνο). Στον ηλεκτρισμό αναγκαστικά προστίθεται και τέταρτο θεμελιώδες μέγεθος και αντίστοιχη μονάδα.

Η ανάγκη αυτή φαίνεται κι από το νόμο του Coulomb. Για τα ίδια φορτία q και q' και την ίδια απόσταση r , η δύναμη F αλλάζει, αν αλλάξει το μέσον (κενό, αέρας, νερό, λαδί κ.λ.π.) μέσα στο οποίο γίνεται το πεδίο, γιατί αλλάζει το ϵ . Επομένως δεν πρέπει το φορτίο να εκφραστεί σαν παράγωγο μέγεθος (από τα τρία θεμελιώδη της Μηχανικής) δια του τύπου του Coulomb.

Στο σύστημα S.I. προτιμήθηκε, σαν θεμελιώδες μέγεθος, ο ρυθμός ροής του φορτίου μέσα σε αγωγό. Καλείται ένταση του ρεύματος και μετράται σε amperes. Το ampere ή A ορίζεται στο μαγνητισμό, όπως θα δούμε, μέσω της δύναμης που ασκείται ανά τρέχον μέτρο σύρματος μεταξύ δύο παράλληλων συρμάτων που διαφέρονται από το ίδιο ρεύμα.

Έτσι το φορτίο γίνεται παράγωγο μέγεθος και δίνεται: $q = i \cdot t$ (i ≡ ένταση ρεύματος και t ≡ χρόνος) και μετράται σε **Coulomb**.

Δηλ. 1 Coulomb = 1ampere·1second ή 1C = 1A·1s.

Η τάση ή διαφορά δυναμικού ορίζεται:

$$V = \frac{\text{Έργο}}{\text{Φορτίο}} \text{ και η μονάδα της 1volt} = \frac{1 \text{ Joule}}{1 \text{ Coulomb}} \text{ ή } 1V = \frac{1J}{1C}$$

Η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου σ' ένα σημείο είναι

$$E = \frac{\Delta \text{δύναμη}}{\text{Φορτίο}} = \frac{F}{q} \text{ ή } E = \frac{\text{Τάση}}{\text{Μήκος}} = \frac{dV}{dL}$$

(κατά τη κατεύθυνση της δυν. γραμμής που περνά από το σημείο).

Η μονάδα της εντάσεως είναι 1newton/coulomb = 1volt/meter.
 Η Ατομική Φυσική και οι εφαρμογές της στην Ιατρική, χρησιμοποιούν πολύ (εκτός Συστήματος S.I.) ως μονάδα έργου το 1 ηλεκτροβόλτ. Αυτή παράγεται από τον τύπο Έργο = Τάση × Φορτίο, αν βάλουμε στην «Τάση» το 1Volt και στο «Φορτίο» το στοιχειώδες ηλεκτρικό φορτίο e. Συμβολίζεται: 1 eV και τσούται με το έργο που παράγεται όταν μετακινηθεί φορτίο 1 e μεταξύ δύο σημείων που έχουν τάση 1 volt.

2. συνεχή ρεύματα.

2.1. Το ρεύμα και η έντασή του.

Ρεύμα καλείται η κίνηση σωματιών που φέρουν ηλεκτρικό φορτίο. Ένταση ρεύματος I διαμέσου ενός αγωγού λέγεται το πηλίκο του φορτίου Δq που πέρασε από μία διατομή του αγωγού σε χρόνο Δt δια του χρόνου Δt . Δηλ. $I = \Delta q / \Delta t$.

Στιγμιαία τιμή της εντάσεως είναι:

$$i = \lim \frac{\Delta q}{\Delta t} \quad \text{ή} \quad i = \frac{dq}{dt}$$

Εάν η ένταση μένει χρονικά σταθερή θα τη συμβολίζουμε με I . Τότε είναι $I = q/t$.

Φορά του ρεύματος ορίστηκε η φορά κινήσεως των θετικών φορτίων, πριν να γίνει γνωστό ότι στους στερεούς αγωγούς τα θετικά φορτία μένουν ακίνητα και κινούνται μόνο τα αρνητικά ηλεκτρόνια. Η συμβατική αυτή φορά παραμένει και σήμερα για να αποφευχθεί σύγχυση και επιδή δεν επηρεάζει τα αποτελέσματα.

Εαν η φορά δεν αλλάξει χρονικά, το ρεύμα λέγεται **συνεχές ρεύμα**. Συνήθως στο συνεχές ρεύμα μένει σταθερή χρονικά και η φορά και η τιμή της εντάσεως του (Direct Current ή D.C.).

2.2. Νόμος του Ohm.

Αν συνδέσουμε τους πόλους μιας μπαταρίας με ένα αγωγό, επιβάλ-

λομε μέσα στον αγωγό ηλεκτρικό πεδίο. Τα ελεύθερα ηλεκτρόνια του αγωγού υπό την επίδραση του πεδίου αυτού κινούνται προς το θετικό πόλο. Η ένταση I του ρεύματος είναι ανάλογη της τάσης V .

$$I = \frac{V}{R} \quad (\text{Νόμος του Ohm})$$

Το R καλείται αντίσταση του αγωγού και εξαρτάται από το μήκος (L), από την διατομή (S) και από το υλικό και την θερμοκρασία του αγωγού (ρ).

$$R = \rho \cdot \frac{L}{S}$$

Το ρ καλείται ειδική αντίσταση του υλικού.

Το $1/R = G$ λέγεται αγωγιμότητα και το $1/\rho = \sigma$ λέγεται ειδική αγωγιμότητα.

$$\text{Μονάδα αντιστάσεως: } 1 \text{ ohm ή } 1\Omega = \frac{1 \text{ volt}}{1 \text{ ampere}}$$

Από τις δύο τελευταίες σχέσεις συνάγεται:

$$\frac{I}{S} = \frac{V}{\rho \cdot L}$$

Το $I/S \equiv J$ (σε A/m^2) ονομάζεται πυκνότητα του ρεύματος. Επειδή $V/L = E$ προκύπτει: $J = E/\rho$.

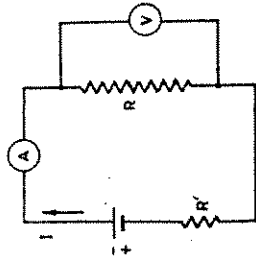
Αυτή είναι μια γενικότερη μορφή του νόμου του Ohm.

2.3. Δυναμικό κατά μήκος του αγωγού.

Το δυναμικό πέφτει βαθμιαία κατά μήκος του αγωγού από το θετικό προς τον αρνητικό πόλο. Η διαφορά δυναμικού V μεταξύ δύο σημείων A και B είναι $V_{AB} = I \cdot R$, όπου R η αντίσταση του τμήματος AB του αγωγού.

2.4. Μέτρηση τάσεως και εντάσεως.

Θέλουμε να μετρήσουμε την ένταση I που περνά από την αντίσταση R και την τάση V στα άκρα της R (Σχ. 11). Διακόπτουμε το κύκλωμα και συνδέουμε το αμπερόμετρο A (μετρά την ένταση) «σε σειρά» με την R , ώστε όλο το ρεύμα I να περνά από μέσα του. Για να μην αλλάξει (μειωθεί) το I η εσωτερική αντίσταση του αμπερομέτρου, που αναπόφευκτα προστίθεται στο κύκλωμα, πρέπει να είναι πολύ μικρή σε σχέση με την R .

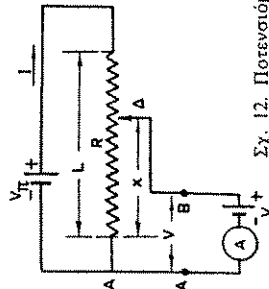


Σχ. 11. Σύνδεση αμπερομέτρου και βολτομέτρου σε απλό κύκλωμα πηγής-αντιτάσεως.

Το βολτόμετρο μετρά την τάση V και συνδέεται στα άκρα της R , παράλληλα προς αυτή. Αν η εσωτερική αντίσταση του βολτομέτρου είναι συγκρίσιμη με την R , σημαντικό ποσοστό της I θα περάσει μέσα από το βολτομετρο. Έτσι η τάση ($V' = I \cdot R$) που μετράμε θα είναι μικρότερη από την $V = I \cdot R$ που θέλαμε να μετρήσουμε. Πρέπει λοιπόν η εσωτερική αντίσταση του βολτομέτρου να είναι πολύ μεγάλη σε σχέση με την R ώστε όλη σχεδόν η I να περάσει από την R .

2.5. Ποτενσιόμετρο.

Μεταθέτοντας τον δρομέα Δ (Σχ. 1.2.) κατά μήκος της αντίστασης R , παίρνουμε στα άκρα A, B διάφορες τάσεις V από 0 έως την τάση



Σχ. 12. Ποτενσιόμετρο.

V_{π} της πηγής. Επειδή το σύρμα είναι ομοιογενές, από άποψη υλικού και διατομής, ο λόγος των τάσεων V/V_{π} ισούται με το λόγο x/L των αντίστοιχων μηκών.

$$V/V_{\pi} = IR_{\Delta}/IR = R_{\Delta\Delta}/R = x/L$$

2.6. Μια εφαρμογή του ποτενσιόμετρου.

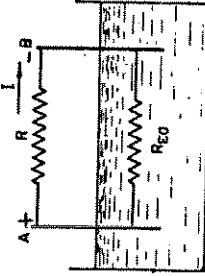
Μεταξύ A και B (Σχ. 12) συνδέουμε σε σειρά ένα αμπερόμετρο και μια πηγή τάσης $V < V_{\pi}$ και με το θετικό πόλο της στο B . Μετακινούμε τον δρομέα μέχρι να πετύχουμε μηδενική ένδειξη στο αμπερόμετρο A . Τότε $V/V_{\pi} = x/L$. Έτσι μπορούμε να μετρήσουμε την άγνωστη V γνωρίζοντας τα x, L και V_{π} .

2.7. Ηλεκτρεγερτική δύναμη (ΗΕΔ) πηγής.

Αυτή είναι η διαφορά δυναμικού E_{π} μεταξύ των πόλων A και B , της πηγής (Σχ. 13) όταν δεν περνά ρεύμα από την πηγή. Όταν περνά ρεύμα I , δημιουργείται πτώση τάσης μέσα στην πηγή γιατί η πηγή έχει εσωτερική αντίσταση $R_{\epsilon\sigma}$, που την συμβολίσαμε στο Σχ. 13 με ένα σύρμα. Έτσι η τάση $V_{AB} \equiv V_{\pi}$ γίνεται μικρότερη από την E_{π} . Δηλ. $E_{\pi} = V_{\pi} + I \cdot R_{\epsilon\sigma}$

Η E_{π} καλείται και τάση «εν κενώ» δηλαδή χωρίς φορτίο.

«Βραχυκύκλωμα» της πηγής σημαίνει σύνδεση του A με το B με χοντρό σύρμα, οπότε $R = 0$ και $V_{\pi} = R \cdot I = 0$. Δηλαδή είναι $E_{\pi} = I \cdot R_{\epsilon\sigma}$. Επομένως όλη η ΗΕΔ γίνεται πτώση τάσεως μέσα στην πηγή και η ένταση παίρνει τη μέγιστη δυνατή τιμή της.



Σχ. 13. Σχηματική παράσταση συσσωρευτή με την εσωτερική του αντίσταση $R_{\epsilon\sigma}$.

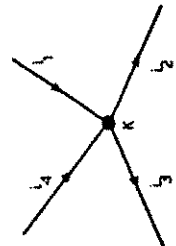
2.8. Κανόνες του Kirchhoff.

2.8.1. Πρώτος Κανόνας.

Οι εντάσεις σ' αγωγούς που συνδέονται σ' ένα κόμβο (Σχ. 14) έχουν αλγεβρικό άθροισμα μηδέν ($\Sigma i = 0$).

Αφού στον Κ δεν αποθηκεύονται ούτε εξαφανίζονται φορτία, πρέπει τα προσερχόμενα φορτία ανά μονάδα χρόνου, να είναι συνολικά ίσα με τα απερχόμενα ανά μονάδα χρόνου. Θεωρώντας θετικά τα προσερχόμενα ρεύματα έχουμε για τον κόμβο του Σχήματος 14.

$$i_1 - i_2 - i_3 + i_4 = 0$$



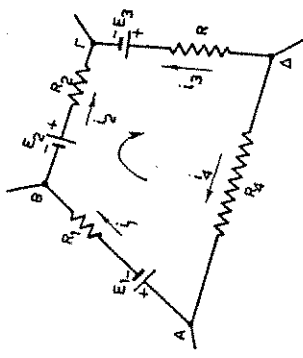
Σχ. 14. Αγωγοί συνδεδεμένοι σ' ένα κόμβο.

2.8.2. Δεύτερος Κανόνας.

Σε κάθε βρόχο (κλειστό περίγραμμα) το αλγεβρικό άθροισμα των ηλεκτρεγερτικών δυνάμεων ισούται με το αλγεβρικό άθροισμα των πτώσεων τάσεως.

$$\Sigma E = \Sigma(i \cdot R)$$

Θ' αποδείξουμε τον κανόνα αυτόν στο βρόχο του Σχήματος 15.



Σχ. 15. Κλειστό περίγραμμα ή βρόχος.

Θέτουμε μία αυθαίρετη φορά εντάσεως σε κάθε κλάδο του βρόχου και θυμόμαστε πως το ρεύμα σε κάθε αντίσταση ρέει από το υψηλότερο στο χαμηλότερο δυναμικό. Δηλ.

$$V_{AB} = E_1 + i_1 \cdot R_1, \quad V_{BG} = -E_2 + i_2 R_2, \quad V_{GD} = -E_3 - i_3 R_3 \quad \text{και} \quad V_{DA} = i_4 \cdot R_4$$

$$\text{Αλλά} \quad V_{AB} + V_{BG} + V_{GD} + V_{DA} = 0.$$

$$\text{Άρα:} \quad E_1 + i_1 \cdot R_1 - E_2 + i_2 R_2 - E_3 - i_3 R_3 + i_4 R_4 = 0$$

$$\text{ή} \quad -E_1 + E_2 + E_3 = i_1 R_1 + i_2 R_2 - i_3 R_3 + i_4 \cdot R_4$$

Πρακτικό συμπέρασμα.

Για την εφαρμογή του δεύτερου κανόνα ξεκινούμε από ένα σημείο και διατρέχουμε ολόκληρο το βρόχο (μέχρι να επιστρέψουμε στην αφετηρία). Όταν γράφουμε το πρώτο μέλος της εξίσωσης, θεωρούμε θετική κάθε ηλεκτρεγερτική δύναμη που τείνει («θα ήθελε») να προκαλέσει ρεύμα κατά τη φορά της κινήσεώς μας (ανεξάρτητα από την αυθαίρετη φορά ρεύματος που θέσαμε στον αντίστοιχο κλάδο). Στο δεύτερο μέλος $\Sigma(iR)$, θεωρούμε θετικές τις εντάσεις που έχουν την φορά της κινήσεώς μας.

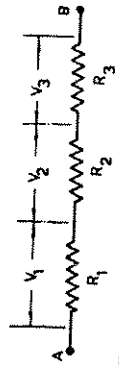
2.8.3. Τρόπος εφαρμογής.

Γνωρίζοντας την συνδεσμολογία του κυκλώματος και τις τιμές όλων των E και των R, εφαρμόζουμε τους ανωτέρω δύο κανόνες και λύοντας το σύστημα που προκύπτει, βρίσκουμε τις τιμές των εντάσεων σ' όλους του κλάδους. Αν μερικές εντάσεις προκύψουν αρνητικές, σημαίνει ότι η φορά του ρεύματος στους αντίστοιχους κλάδους είναι αντίθετη απ' ότι την δεχθήκαμε αρχικά.

2.9. Συνδεσμολογία αντιστάσεων.

Στη σύνδεση «σε σειρά» του Σχήματος 16 είναι:

$$R_{AB} = \frac{V_{AB}}{i} = \frac{V_1 + V_2 + V_3}{i} = R_1 + R_2 + R_3$$

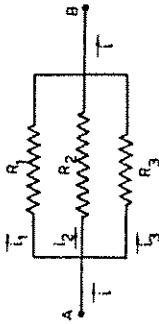


Σχ. 16. Σύνδεση αντιστάσεων «σε σειρά».

Στην «παράλληλη» σύνδεση του Σχήματος 17 είναι:

$$i = i_1 + i_2 + i_3$$

$$\frac{V_{AB}}{R_{AB}} = \frac{V_{AB}}{R_1} + \frac{V_{AB}}{R_2} + \frac{V_{AB}}{R_3}$$



Σχ. 17. Παράλληλη σύνδεση αντιστάσεων.

$$\Delta\eta\lambda. \quad \frac{1}{R_{AB}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}$$

$$G_{AB} = G_1 + G_2 + G_3$$

Επομένως στη σύνδεση «σε σειρά», η αντίσταση του συστήματος ισούται με το άθροισμα των αντιστάσεων, ενώ στην «παράλληλη» σύνδεση η αγωγιμότητα του συστήματος ισούται με το άθροισμα των αγωγιμοτήτων.

2.10. Τύποι αντιστάσεων.

Πρότυπες είναι οι αντιστάσεις που γνωρίζουμε την τιμή των με μεγάλη ακρίβεια.

Ρυθμιστικές είναι οι αντιστάσεις που τις μεταβάλλουμε κινώντας ευθύγραμμο (ποτενσιόμετρο) ή περιστροφικά ένα δρομέα.

Κύρια χαρακτηριστικά κάθε αντιστάσεως είναι η τιμή της σε Ohm και η μέγιστη επιτρεπόμενη μόνιμη φόρτισή της, είτε σε ampere είτε σε watt.

2.11. Ενέργεια και ισχύς του συνεχούς ρεύματος.

Όταν φορτίο q μεταφερθεί από ένα σημείο σε άλλο που έχουν διαφορά δυναμικού V παράγεται έργο: $W = q \cdot V$

$$\text{Επειδή } q = i \cdot t \text{ έχουμε } W = i \cdot t \cdot V$$

$$\text{Η παραγόμενη ισχύς: } P = \frac{W}{t} = i \cdot V$$

$$\text{Επειδή } V = i \cdot R \text{ έχουμε: } P = i^2 \cdot R$$

Το έργο W εκλύεται στο περιβάλλον ως θερμότητα $Q = i^2 \cdot R \cdot t$ (Νόμος Joule)

Μονάδα της ισχύος στο S.I. είναι το 1 watt (1W)

$$1 \text{ watt} = \frac{1 \text{ joule}}{1 \text{ s}}$$

Χρησιμοποιείται και το $1 \text{ kW} = 10^3 \text{ W}$ και το $1 \text{ MW} = 10^6 \text{ W}$

Η μονάδα ενεργείας: $1 \text{ joule} = 1 \text{ newton} \cdot 1 \text{ m} \equiv 1 \text{ N} \cdot 1 \text{ m}$ ή $1 \text{ joule} = 1 \text{ watt} \cdot 1 \text{ s}$

Η ΔΕΗ χρησιμοποιεί σαν μονάδα ενέργειας το $1 \text{ κιλοβατώριο (1kWh)}$ και είναι: $1 \text{ kWh} = 1000 \text{ W} \cdot 3600 \text{ s} = 3,6 \times 10^6 \text{ W} \cdot \text{s} = 3,6 \times 10^6 \text{ joule}$

Η θερμίδα είναι: $1 \text{ cal} = 4,186 \text{ joule}$

2.12. Μέγιστη ισχύς καταναλωτού.

Στο κύκλωμα του Σχ. 18 είναι:

$$i = \frac{E}{R + R_{εσ}}$$

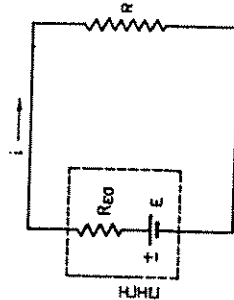
Η ισχύς που δίνει η πηγή ($P_K = E \cdot i$), θα γίνει μέγιστη αν το i γίνει μέγιστο, δηλ. αν $R = 0$ (αφού το $R_{εσ}$ είναι σταθερό). Τότε η ισχύς του καταναλωτού $P_K = i \cdot R = 0$ και όλη η ισχύς P_K σπαταλάται σε θερμότητα μέσα στην πηγή (στην $R_{εσ}$).

Πότε γίνεται μέγιστη η χρήσιμη ισχύς P_K ;

$$\text{Έχουμε } P_K = i^2 \cdot R = \frac{E^2 \cdot R}{(R + R_{εσ})^2}$$

Η P_K γίνεται μέγιστη όταν $\frac{dP_K}{dR} = 0$

$$\Delta\eta\lambda. \quad \frac{dP_K}{dR} = \frac{E^2}{(R + R_{εσ})^3} - \frac{2E^2 \cdot R}{(R + R_{εσ})^3} = 0$$



Σχ. 18. Η ισχύς στον καταναλωτή R είναι μέγιστη εάν $R = R_{εσ}$.

$$\eta I = \frac{2R}{R+R_{εσ}} \quad \eta R = R_{εσ}$$

Δηλ. η ισχύς στον καταναλωτή R είναι μεγίστη όταν $R = R_{εσ}$

2.13. Φόρτιση πυκνωτή.

Κλείνουμε τον διακόπτη Δ, (Σχ. 19) για να φορτισθεί ο πυκνωτής. Ο δεύτερος κανόνας του Kirchhoff δίνει:

$$E - U = iR$$

$$\text{Αλλά: } i = \frac{dq}{dt} = C \frac{dU}{dt}$$

$$\text{Άρα: } E - U = R \cdot C \frac{dU}{dt} \quad \eta \quad dt = RC \frac{dU}{E-U}$$

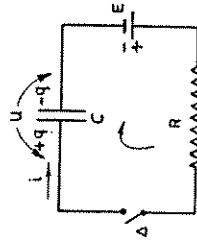
Ονομάζουμε: $V \equiv E - U$ οπότε $dV = -dU$ και η εξίσωση γίνεται:

$$dt = -RC \frac{dV}{V}$$

Αρχικά ($t = 0$) έχουμε $U = 0$ δηλ. $V = E$

$$\text{Ολοκληρώνοντας: } \int_0^t dt = -RC \int_E^{E-U} \frac{dV}{V} \quad \eta \quad t = -R \cdot C \cdot \ln \frac{E-U}{E}$$

$$\eta \quad \frac{E-U}{E} = \exp(-t/RC) \quad \text{και τελικά: } U = E[1 - \exp(-t/RC)]$$

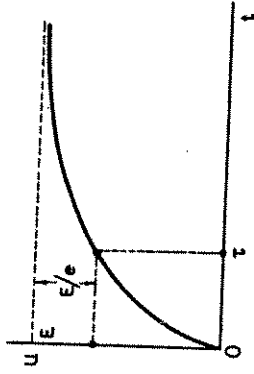


Σχ. 19. Πηγή αντίστασης και φορτιζόμενος πυκνωτής «εν σειρά».

Πράγματι για $t = 0$ είναι $U = 0$ και για $t = \infty$ είναι $U = E$. Η τελευταία εξίσωση, δηλ. η αύξηση της τάσεως U ως προς τον χρόνο t παρίσταται με την καμπύλη του Σχήματος 20. Μετά χρόνο $\tau = R \cdot C$ η τάση γίνεται:

$$U = E - \frac{E}{e} \approx 0,7E$$

Ο χρόνος $\tau = R \cdot C$ ονομάζεται σταθερά χρόνου του κυκλώματος και χαρακτηρίζει την ταχύτητα φορτίσεως του πυκνωτή.

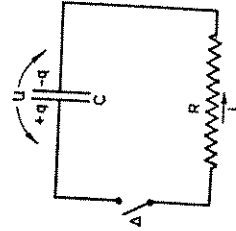


Σχ. 20. Μεταβολή της τάσεως του φορτιζόμενου πυκνωτή.

2.14. Εκφόρτιση πυκνωτή.

Στο Σχήμα 21 ο πυκνωτής είναι φορτισμένος. Έχει αρχική τάση U_0 όταν κλείνει ο διακόπτης Δ και αρχίζει η εκφόρτιση του.

$$\text{Τώρα } U = iR \quad \text{και } i = -\frac{dq}{dt} = -C \frac{dU}{dt}$$



Σχ. 21. Εκφορτιζόμενος πυκνωτής.

μεγέθη με γραμμική σχέση. Τέτοια στοιχεία είναι ο αντιστάτης ($v = R \cdot i$), ο πυκνωτής ($q = C \cdot v$) και η αυτεπαγωγή [$v = L(di/dt)$].

Το θεώρημα του Thevenin λέει:

Κάθε τμήμα γραμμικού κυκλώματος με δύο ακροδέκτες, που περιέχει μόνο αντιστάσεις και πραγματικές πηγές, μπορεί να αντικατασταθεί από μία «ιδανική πηγή» τάσεως (πηγή μηδενικής εσωτερικής αντιστάσεως) σε σειρά με μία αντίσταση R_{Th} . Η τάση V_{Th} της ιδανικής πηγής είναι ίση με την τάση στους ακροδέκτες του ανοικτού (χωρίς φορτίο) κυκλώματος. Η αντίσταση R_{Th} είναι η αντίσταση του κυκλώματος όταν όλες οι πηγές του, αντικατασταθούν από τις εσωτερικές τους αντιστάσεις.

Η ισχύς του θεωρήματος Thevenin είναι γενική.

Παράδειγμα

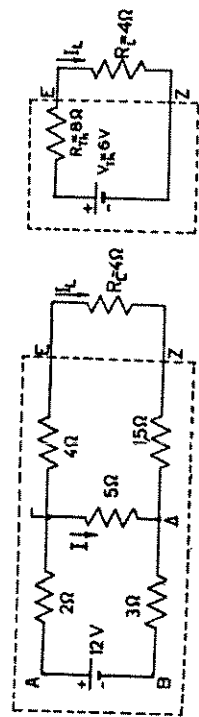
Υπολογίστε το ρεύμα που διαρρέει την αντίσταση R_L του κυκλώματος του Σχήματος 23 με τη βοήθεια του θεωρήματος Thevenin.

Η τάση V_{Th} της πηγής Thevenin είναι ίση με την τάση του κυκλώματος στα σημεία E και Z όταν δεν υπάρχει η αντίσταση R_L . Άρα η V_{Th} είναι ίση με την πτώση τάσης στην αντίσταση των 5Ω.

$$\Delta\eta\lambda. \quad V_{Th} = V_{EZ} = V_{ΓΔ} = \frac{12V}{(2+5+3)\Omega} \cdot 5\Omega = 6V$$

Η αντίσταση R_{Th} ισούται με την αντίσταση μεταξύ E και Z όταν βραχυκυκλωθεί η πηγή των 12V.

$$\Delta\eta\lambda. \quad R_{Th} = 4\Omega + 1,5\Omega + \frac{(2+3) \cdot 5}{(2+3)+5} \Omega = 8\Omega$$



Σχ. 23. Μετατροπή τμήματος κυκλώματος σε ισοδύναμο κατά Thevenin.

Το αρνητικό σημείο οφείλεται στην εκφόρτιση (η μεταβολή dq είναι μείωση του q). Έτσι η εξίσωση γίνεται:

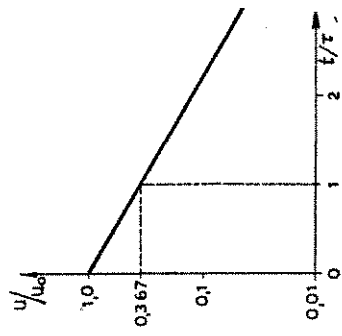
$$U = -RC \frac{dU}{dt} \quad \text{ή} \quad dt = -RC \frac{dU}{U}$$

Ολοκληρώνοντας: $\int_0^t dt = -RC \int_{U_0}^U \frac{dU}{U}$ έχουμε

$$t = -RC(\ln U - \ln U_0) \quad \text{ή} \quad \frac{t}{RC} = \ln \frac{U_0}{U} \quad \text{ή} \quad U = U_0 \cdot \exp(-t/RC)$$

Η σταθερά χρόνου $\tau = RC$ είναι τώρα ο χρόνος στον οποίο η τάση πέφτει στο $1/e = 1/2,72 = 0,367$ της αρχικής της τιμής.

Στο Σχήμα 22 οι κλίμακες είναι αδιάστατες (χωρίς φυσικές διαστάσεις) η δε κλίμακα του U/U_0 είναι και λογαριθμική. Έτσι η μεταβολή U/U_0 της σχετικής τάσης ως προς τον χρόνο t/τ , (μετρούμενο όχι σε sec αλλά σε μονάδες τ) είναι μία ευθεία που ισχύει για οποιοδήποτε τιμές των R και C του κυκλώματος του Σχήματος 21.



Σχ. 22. Μεταβολή της τάσεως του πυκνωτή κατά την εκφόρτισή του.

2.15. Θεώρημα Thevenin.

Ένα κύκλωμα καλείται γραμμικό όταν αποτελείται από γραμμικά στοιχεία. Δηλ. όταν περιέχει μόνο στοιχεία που συνδέουν ηλεκτρικά

Έτσι το κύκλωμα μετατρέπεται στο ισοδύναμό του, που φαίνεται στο δεξιό του Σχ. 23 και το ρεύμα I_L που διαρρέει την αντίσταση R_L είναι:

$$I_L = \frac{V_{Th}}{R_{Th} + R_L} = \frac{6V}{(8+4)\Omega} = 0,5A$$

3. μαγνητισμός.

3.1. Μαγνητικό πεδίο.

Αυτό υπάρχει σ' ένα χώρο εάν ασκείται δύναμη σε κινούμενα φορτισμένα σωμάτια που περνούν από το χώρο αυτό.

Το μαγνητικό πεδίο ασκεί δύναμη και στους μαγνήτες επειδή τα ρεύματα (κλειστές τροχιές των ατομικών ηλεκτρονίων) μέσα στο μαγνήτη είναι προσανατολισμένα. Έτσι οι δυνάμεις που ασκούνται σ' αυτά από το πεδίο δεν αλληλοεξουδετερώνονται, όπως συμβαίνει στους μη μαγνήτες.

3.2. Νόμος Laplace.

3.2.1. Δύναμη πάνω σε κινούμενο φορτισμένο σωμάτιο.

Η δύναμη \vec{F} , που ασκεί το μαγνητικό πεδίο πάνω σ' ένα σωμάτιο που φέρει φορτίο q και κινείται με ταχύτητα \vec{v} είναι:

$$\vec{F} = q \cdot [\vec{v} \times \vec{B}] \quad (\text{Νόμος Laplace για σωμάτιο})$$

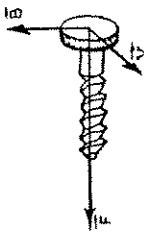
Δηλ. το μέτρο της δυνάμεως είναι: $F = q \cdot v \cdot B \cdot \eta\mu\phi$.

Όπου $\vec{B} \equiv$ ένταση του μαγνητικού πεδίου και $\phi \equiv$ γωνία που σχηματίζει η διεύθυνση του πεδίου \vec{B} με την \vec{v} .

Συνέπειες του νόμου Laplace είναι:

- (α) Η δύναμη \vec{F} είναι κάθετη στο επίπεδο που ορίζουν τα \vec{B} και \vec{v} .
- (β) Η \vec{F} γίνεται μέγιστη αν τα \vec{B} και \vec{v} είναι κάθετα ($\phi = 90^\circ$, $\eta\mu 90^\circ = 1$) και μηδενίζεται αν τα \vec{B} και \vec{v} είναι παράλληλα ($\phi = 0^\circ$, $\eta\mu 0^\circ = 0$).

Η κατεύθυνση (διεύθυνση και φορά) της \vec{F} είναι εκείνη κατά την οποία προωθείται ή οπισθοχωρεί ο δεξιόστροφος κοχλίας αν έχει στο επίπεδο της κεφαλής του τα \vec{v} και \vec{B} (Σχήμα 24) και περιστραφεί ώστε το \vec{v} να κινηθεί προς το \vec{B} κατά την συντομότερη γωνία στροφής.



Σχ. 24. Κανόνας του δεξιόστροφου κοχλίου.

3.2.2. Δύναμη πάνω σε ρευματοαγωγό.

Αυτή είναι η συνισταμένη των ανωτέρω δυνάμεων που ασκούνται στα φορτισμένα σωμάτια (ηλεκτρόνια) που κινούνται μέσα στον αγωγό.

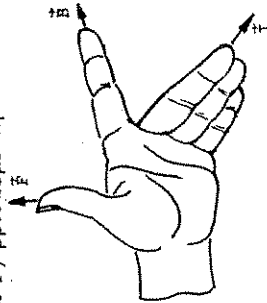
Αν θεωρήσουμε την ένταση του ρεύματος I σαν διάνυσμα που έχει τη φορά της κίνησης των θετικών φορτίων τότε η δύναμη που ασκείται σε αγωγό μήκους L είναι

$$\vec{F} = L \cdot [\vec{I} \times \vec{B}] \quad (\text{Νόμος Laplace για αγωγό})$$

Το μέτρο της $F = L \cdot I \cdot B \cdot \eta\mu\phi$. Όπου L το μήκος του αγωγού και ϕ η γωνία μεταξύ \vec{I} και \vec{B} .

Η φορά της \vec{F} μπορεί πάλι να βρεθεί με τον ανωτέρω κανόνα του κοχλίου αν η \vec{v} αντικατασταθεί με την ένταση \vec{I} , την οποία προκαλεί.

Ίσως βρίσκεται ευκολότερα με τον ακόλουθο πιο ευμνημόνευτο κανόνα. Δεν είναι δύσκολο να θυμόμαστε το FBI, ούτε το ενδιαφέρον του για την αριστερά. Χρησιμοποιούμε λοιπόν το αριστερό χέρι όπως δείχνει το Σχήμα 25. Γνωρίζοντας τις κατευθύνσεις των δύο από τα τρία μεγέθη (F , \vec{B} και \vec{I}) βρισκόμε την κατεύθυνση του τρίτου.



Σχ. 25. Κανόνας FBI με το αριστερό χέρι.

Ο ίδιος κανόνας (FBI) μπορεί να χρησιμοποιηθεί και για την εύρεση της δυνάμεως σε κινούμενο σωμάτιο αν η ένταση \vec{I} αντικατασταθεί από την ταχύτητα \vec{v} του σωμάτιου που δημιουργεί άλλοστε το ρεύμα.

Η δύναμη $\vec{F} = L[\vec{I} \times \vec{B}]$ σαν συνισταμένη των δυνάμεων πάνω στα κινούμενα στον αγωγό ηλεκτρόνια μπορεί να εξαχθεί από τον τύπο: $\vec{F} = q[\vec{v} \times \vec{B}]$ του Laplace.

Πρόκειται σ' ένα τμήμα αγωγού μήκους L , διατομής S και πυκνότητας ηλεκτρονίων n (αριθμός ελεύθερων ηλεκτρονίων ανά μονάδα όγκου), κινούνται $L \cdot S \cdot n$ ηλεκτρόνια με ταχύτητα \vec{v} και με φορτίο $-e$ το καθένα.

Η συνολική δύναμη \vec{F} επί του αγωγού θα ισούται με το άθροισμα των παραλλήλων δυνάμεων που ασκούνται στα ηλεκτρόνια.

$$\Delta\eta\lambda. \vec{F} = e \cdot L \cdot S \cdot n[\vec{v} \times \vec{B}]$$

$$\text{Αλλά το } e \cdot S \cdot n \cdot v = e \cdot S \cdot n \cdot dL/dt = dq/dt = I, \text{ οπότε } \vec{F} = L[\vec{I} \times \vec{B}]$$

3.3. Μαγνητική ροή Φ .

Όπως στο ηλεκτρικό πεδίο είχαμε την ένταση \vec{E} , τις δυναμικές γραμμές και την ηλεκτρική ροή $\Psi = \int_S \vec{E} \cdot d\vec{S}$, έτσι και στο μαγνητικό πεδίο ορίζονται οι αντίστοιχες έννοιες της έντασης \vec{B} των μαγνητικών γραμμών και της μαγνητικής ροής $\Phi = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S}$.

Σε αντίθεση προς τις δυναμικές γραμμές του ηλεκτροστατικού πεδίου, οι μαγνητικές γραμμές είναι κλειστές.

Επομένως σε μία κλειστή επιφάνεια, όσες γραμμές εισέρχονται τόσες εξέρχονται:

$$\Delta\eta\lambda. \oint (\vec{B} \cdot d\vec{S}) = 0 \quad (\text{Νόμος μαγνητικής ροής})$$

Δεν υπάρχουν «μαγνητικά φορτία» ή «μαγνητικοί πόλοι» ανάλογα προς τα υπάρχοντα ηλεκτρικά φορτία q .

3.4. Μονάδες εντάσεως B και ροής Φ .

$$\text{Στην σχέση: } \Phi = B \cdot S \text{ θέτομε } B = \frac{F}{q \cdot v} \text{ οπότε } \Phi = \frac{F}{q \cdot v} \cdot S$$

3.6. Νόμος των Biot-Savart.

Στην αρχή (3.1.) ορίσαμε ότι υπάρχει μαγνητικό πεδίο σ' ένα χώρο αν ασκείται δύναμη, πάνω σε κινούμενα φορτία (σε ρεύμα). Αντίστροφα τώρα, αν αγωγός διαρρέεται από ρεύμα I παράγει γύρω του μαγνητικό πεδίο. Αυτό επιβεβαιώνεται πειραματικά αν πλησιάσουμε μία πυξίδα. Αυτή δεν δείχνει πια τον Βορρά, αλλά διατάσσεται κάθετα προς τον ρευματοαγωγό.

Η ένταση \vec{B} του πεδίου, που παράγεται από αγωγό διαρρέομενο από ρεύμα I , βρίσκεται ως συνισταμένη των εντάσεων $d\vec{B}$, που παράγουν τα στοιχειώδη μήκη dL του αγωγού (Σχ. 27). Πειραματικά βρίσκεται ότι:

$$dB = \text{σταθ.} \frac{I \cdot dL \cdot \eta \mu \phi}{r^2}$$

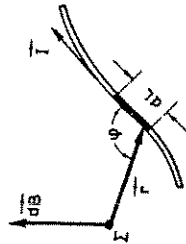
Η διεύθυνση του $d\vec{B}$ είναι κάθετος στο επίπεδο των r και dL και έχει την φορά της στροφής του κοχλία που προχωρεί κατά την κατεύθυνση της \vec{I} .

Η «σταθερά» εξαρτάται από το υλικό του χώρου και στην περίπτωση του κενού συμβολίζεται $\mu_0/4\pi$ οπότε:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \cdot dL}{4\pi \cdot r^3} [\vec{r} \times \vec{I}] \quad (\text{Νόμος Biot-Savart στο κενό})$$

Το μ_0 λέγεται **μαγνητική διαπερατότητα του κενού** και είναι:

$$\mu_0 = 12,57 \times 10^{-7} \frac{\text{weber}}{\text{A} \cdot \text{m}}$$



Σχ. 27. Η ένταση $d\vec{B}$ που προκαλεί το διαρρέομενο από ένταση \vec{I} στοιχείο dL του αγωγού.

Για $F = IN$, $q = ICb$, $v = lm/s$ και $S = lm^2$ έχουμε τη μονάδα της ροής: $1 \text{ weber} = 1V \cdot s$.

Τότε η μονάδα της έντασης ($B = \Phi/S$) είναι:

$$1 \text{ weber/m}^2 \equiv 1 \text{ tesla} \equiv 1T.$$

Επειδή η 1 tesla είναι πολύ μεγάλη μονάδα, χρησιμοποιείται η $1 \text{ gauss} = 10^{-4} \text{ tesla}$.

3.5. Πλαίσιο σε ομογενές πεδίο.

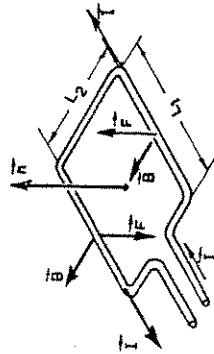
Το επίπεδο του πλαισίου (Σχ. 26) είναι παράλληλο προς την ένταση \vec{B} του ομογενούς πεδίου. Στις απέναντι πλευρές μήκους L_1 ασκούνται αντίθετες δυνάμεις $F = B \cdot I \cdot L_1$, ενώ στις πλευρές μήκους L_2 δεν ασκείται δύναμη γιατί τα \vec{B} και \vec{I} είναι παράλληλα: $[\vec{I} \times \vec{B}] = 0$.

Άρα στο πλαίσιο ασκείται μηχανική ροπή $M = F \cdot L_2 = B \cdot I \cdot L_1 \cdot L_2$. Το \vec{n} είναι ένα κάθετο στο επίπεδο του πλαισίου μοναδιαίο διάνυσμα, που σχηματίζει δεξιόστροφον σύστημα με το ρεύμα I . Αν ϕ είναι η γωνία του \vec{n} με τη \vec{B} τότε η μηχανική ροπή γίνεται:

$M = B \cdot I \cdot L_1 \cdot L_2 \cdot \eta \mu \phi$. Επειδή $L_1 \cdot L_2$ είναι το εμβαδόν S του πλαισίου έχουμε: $M = B \cdot I \cdot S \cdot \eta \mu \phi$. Ονομάζουμε το $\vec{m} = I \cdot S$ **μαγνητική ροπή** του πλαισίου και το θεωρούμε διάνυσμα (\vec{m}) κάθετο στο επίπεδο του πλαισίου και διευθυνόμενο όπως το \vec{n} στο Σχήμα 26. Σε αναλογία προς το ηλεκτρικό δίπολο, η ροπή $\vec{m} = \vec{n} \cdot I \cdot S$ χαρακτηρίζει το μαγνητικό δίπολο.

Τότε η $\vec{M} = [\vec{m} \times \vec{B}]$ τείνει να περιστρέψει το πλαίσιο ώστε η \vec{m} να πάρει την κατεύθυνση της \vec{B} .

Εάν το πεδίο \vec{B} είναι ανομοιογενές, εκτός της ροπής \vec{M} ασκείται και δύναμη που τείνει να μεταθέσει το πλαίσιο.



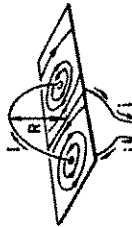
Σχ. 26. Πλαίσιο διαρρέομενο από ρεύμα I μέσα σε πεδίο εντάσεως \vec{B} .

3.7. Μορφές και εντάσεις πεδίων.

3.7.1. Κυκλικός αγωγός ακτίνας R.

Η ένταση του πεδίου στο κέντρο του κυκλικού ρευματογωγού βρίσκεται από τον ανωτέρω νόμο με ολοκλήρωση κατά μήκος όλου του κύκλου (Σχ. 28).

$$B = \int dB = \int_0^{2\pi R} \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I \cdot dL}{R^2} = \frac{\mu_0 \cdot I}{4\pi R^2} \int_0^{2\pi R} dL = \frac{\mu_0 \cdot I}{4\pi R^2} \cdot 2\pi R \quad \text{ή} \quad B = \frac{\mu_0 \cdot I}{2R}$$



Σχ. 28. Μαγνητικό πεδίο κυκλικού αγωγού.

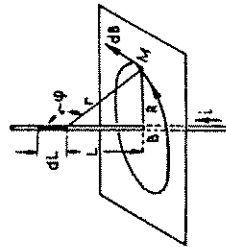
3.7.2. Ευθύγραμμος αγωγός απείρου μήκους.

Κάθε τμήμα του αγωγού (Σχ. 29) προσφέρει στο M ένα \vec{dB} που είναι κάθετο στο επίπεδο που ορίζει ο αγωγός και το M. Δηλ. όλα τα $d\vec{B}$ είναι παράλληλα και ομόρροπα. Άρα το $\vec{B} = \int d\vec{B}$ είναι κάθετο στο ίδιο επίπεδο. Δηλ. οι μαγνητικές γραμμές είναι κύκλοι με κέντρα στον αγωγό και επίπεδα κάθετα προς τον αγωγό.

$$\text{Αλλά } dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I \cdot dL}{r^2} \eta\mu\phi$$

και ολοκληρώνοντας κατά μήκος του αγωγού (για ϕ από π ως $\phi = 0$) βρίσκουμε:

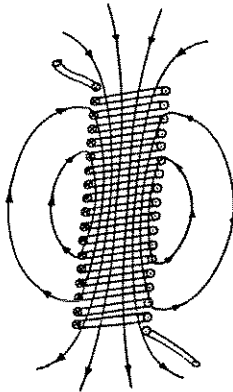
$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I}{R}$$



Σχ. 29. Μαγνητικό πεδίο ευθύγραμμου αγωγού.

3.7.3. Σωληνοειδές.

Τούτο σχηματίζεται (Σχ. 30) αν τυλίξουμε αγωγό σε κύλινδρο ώστε να ισαπέχουν οι σπείρες του. Το πεδίο είναι ισχυρό στο εσωτερικό και οι γραμμές βγαίνουν κυρίως από τις βάσεις του. Δηλ. το σωληνοειδές συμπεριφέρεται σαν μαγνήτης. Εάν το σωληνοειδές έχει μεγάλο μήκος και μικρή διάμετρο, πλησιάζει προς σωληνοειδές απείρου μήκους και αποδεικνύεται ότι στο εσωτερικό του, το πεδίο είναι ομογενές και ίσο προς $B = \mu_0 \cdot I \cdot n$ όπου $n = \text{αριθμός σπειρών ανά μονάδα μήκους σωληνοειδούς}$.

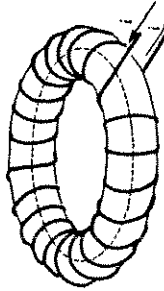


Σχ. 30. Σωληνοειδές.

3.7.4. Δακτυλοειδές πηνίο.

Το δακτυλοειδές πηνίο (Σχ. 31) είναι μαγνητικά σαν σωληνοειδές απείρου μήκους και η ένταση στο εσωτερικό του είναι πάλι:

$$B = \mu_0 \cdot I \cdot n$$



Σχ. 31. Δακτυλοειδές πηνίο.

3.8. Θεώρημα Ampere.

Από τον νόμο των Biot και Savart βγαίνει ότι το επικαμπύλιο ολοκλήρωμα $\oint (\vec{B} \cdot d\vec{L})$ κατά μήκος μια κλειστής καμπύλης, το οποίο ονομάζεται και **μαγνητική τάση**, ισούται προς $\mu_0 \cdot \Sigma I$, όπου ΣI το άθροισμα των εντάσεων που περνούν μέσα από την κλειστή καμπύλη.

$$\text{Δηλ. } \oint (\vec{B} \cdot d\vec{L}) = \mu_0 \cdot \Sigma I \quad (\text{Θεώρημα Ampere})$$

Αν εφαρμόσουμε το θεώρημα του Ampere στον αξονικό κύκλο (διακοπόμενη γραμμή) του πηνίου του Σχήματος 31 έχομε $B \cdot a = \mu_0 \cdot N \cdot I$ όπου N το σύνολο των σπειρών, και a το μήκος της περιφέρειας. Αν θέσομε $n = N/a =$ το πλήθος των σπειρών ανά μονάδα μήκους, βρισκομε τη σχέση $B = \mu_0 \cdot I \cdot n$ που αναφέρθηκε στην παράγραφο 3.7.4. Το γινόμενο $I \cdot n$ ονομάζομε **αμπεροστρόφες**.

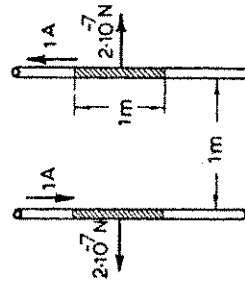
3.9. Συνδυασμός νόμων Laplace και Biot-Savart.

3.9.1. Δυνάμεις μεταξύ ρευματοφόρων αγωγών.

Ευθύγραμμος αγωγός που διερρέεται από ρεύμα, σχηματίζει γύρω του μαγνητικό πεδίο (νόμος Biot-Savart). Αν στο πεδίο αυτό εισαχθεί δεύτερος αγωγός, που είναι παράλληλος προς τον πρώτο και διαρέεται από ρεύμα της ίδιας φοράς (ομόροο ρεύμα), θα του ασκηθεί δύναμη (νόμος Laplace), που θα τον έλκει προς τον πρώτο αγωγό. Δηλ. οι δύο αγωγοί έλκονται μεταξύ τους. Αν τα δύο ρεύματα είναι της ίδιας διεύθυνσης αλλά αντίθετης φοράς (αντίρροα) τότε οι αγωγοί αλληλαπωθούνται.

3.9.2. Η μονάδα 1A.

Αν δυο ευθύγραμμοι και παράλληλοι αγωγοί διαρρέονται από ίσα και αντίρροα ρεύματα I και ασκούν μεταξύ των δύναμη $F = 2 \times 10^{-7} \text{ N}$ ανά 1m μήκους των, τότε η ένταση I είναι ένα ampere (1A). Η τιμή $F = 2 \times 10^{-7} \text{ N}$ διαλέχθηκε έτσι ώστε ο παραπάνω ορισμός να δίνει μονάδα έντασης ίση με μ' εκείνη που είχε οριστεί παλιότερα με άλλη βάση ($1A = 1Cb/1s$).



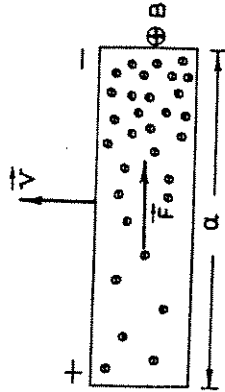
Σχ. 32. Διατάξη για τον ορισμό του 1 ampere.

3.10. Επαγωγή.

1.10.1. Νόμος επαγωγής.

Ευθύγραμμος μεταλλικός αγωγός κινείται με ταχύτητα \vec{v} κάθετα προς την ένταση \vec{B} του μαγνητικού πεδίου που τον περιβάλλει (Σχ. 33). Στα ελεύθερα ηλεκτρόνια του αγωγού θα ασκηθούν δυνάμεις που δίνονται από τον νόμο Laplace:

$$\vec{F} = -e \cdot [\vec{v} \times \vec{B}]$$



Σχ. 33. Κίνηση μεταλλικού αγωγού εντός μαγνητικού πεδίου.

Δηλαδή η κίνηση του αγωγού γεννά στο εσωτερικό του ηλεκτρικό πεδίο έντασης:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{-e} = [\vec{v} \times \vec{B}]$$

Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται «επαγωγή».

Αν το μήκος του αγωγού είναι a , τότε η επαγωγή θα αναπτύξει μεταξύ των άκρων του ηλεκτρογενετική δύναμη (HEΔ) ή τάση V_e που στην περίπτωση του Σχ. 33 θα είναι:

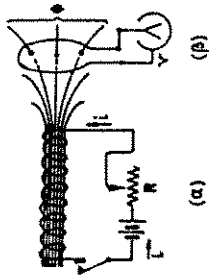
$$V_e = E \cdot a = v \cdot B \cdot a$$

Η σχέση αυτή που βγήκε από το νόμο του Laplace ονομάζεται: **νόμος επαγωγής**.

3.10.3. Αμοιβαία επαγωγή.

Αν στο Σχήμα 34 το ρεύμα i του πηνίου (α) μεταβληθεί με ρυθμό di/dt τότε θα προκληθεί ρυθμός $d\Phi/dt$ μεταβολής της ροής που περνά μέσα από το ηλεκτρικά ανεξάρτητο πηνίο (β) και γι' αυτό θα εμφανισθεί στα άκρα του επαγωγική τάση:

$$v = -M \frac{di}{dt} \quad (3)$$



Σχ. 34. Επαγωγή της τάσεως v στο (β) λόγω αλλαγής της εντάσεως i στο (α).

Το M είναι μια σταθερά που κλέεται συντελεστής αλληλεπαγωγής ή αμοιβαίας επαγωγής των δύο πηνίων και εξαρτάται από την γεωμετρία τους και από τις μαγνητικές ιδιότητες του περιβάλλοντος μέσου.

Όσο μεγαλύτερο είναι το M τόσο εντονότερη η σύζευξη μεταξύ των δύο πηνίων. Αυτή είναι και η αρχή της λειτουργίας του μετασχηματιστή.

3.10.4. Αυτεπαγωγή.

Αγωγός διαρρέομενος από ρεύμα i δημιουργεί γύρω του ανάλογο πεδίο B . Μεταβολή του i μεταβάλλει το B και επάγει τάση V_e στον ίδιο τον αγωγό.

Το φαινόμενο αυτό λέγεται «αυτεπαγωγή» και είναι πιο κατανοητό σε κυκλικό αγωγό.

Η ροή Φ που περνά μέσα από τον κύκλο είναι ανάλογη της έντασης i που τον διαρρέει. Δηλ. $\Phi = K \cdot i$. Άρα $d\Phi/dt = K(di/dt)$ και επάγεται στον αγωγό τάση

$$V_e = - \frac{d\Phi}{dt} = -K \frac{di}{dt}$$

Εφαρμόζοντας το νόμο επαγωγής σε πλαίσιο (βρόχο), που κινούμενο βγαίνει έξω από το μαγνητικό πεδίο, βρισκόμαστε ότι αναπτύσσεται στα ανοικτά άκρα του τάση ίση με το ρυθμό μεταβολής της ροής που περνά από μέσα του. Δηλ. $V_e = -(d\Phi/dt)$. Το ίδιο συμβαίνει αν η Φ μεταβάλλεται λόγω περιστροφής του πλαισίου.

Αν αντί πλαισίου έχουμε πηνίο με N σπείρες τότε:

$$V_e = -N \frac{d\Phi}{dt}$$

Αν το πηνίο είναι κλειστό και έχει κάποια αντίσταση R τότε θα προκληθεί ρεύμα $I_e = V_e/R$. Ρεύμα όμως μέσα στο μαγνητικό πεδίο προκαλεί δύναμη F (Laplace). Η διεύθυνση των V_e και I_e είναι τέτοια ώστε η δύναμη F να εναντιώνεται στην κίνηση της σπείρας. Αυτό άλλωστε απαιτεί η αρχή της διατήρησης της ενέργειας που επιβάλλει η θερμότητα Joule που θα παραχθεί στο πηνίο να ισούται με το μηχανικό έργο που δώσαμε για την μετακίνησή του.

Έτσι εξηγείται το αρνητικό πρόσημο στη $V_e = -N(d\Phi/dt)$ και συνάγεται ο «κανόνας του Lenz»: Τα επαγωγικά ρεύματα και οι επαγωγικές δυνάμεις εναντιώνονται στο αίτιο που τις προκαλέσει.

3.10.2. Ρεύματα Foucault.

Τα επαγωγικά ρεύματα που αναπτύσσονται μέσα σε σώματα σχετικά μεγάλων διαστάσεων ονομάζονται ρεύματα Foucault.

Αν ακίνητη μεταλλική πλάκα βρίσκεται μέσα σε ομογενές μαγνητικό πεδίο, που μεταβάλλεται η έντασή του \vec{B} , θα προκληθούν μέσα της ρεύματα Foucault. Το ίδιο συμβαίνει και στην κίνηση μεταλλικής πλάκας μέσα σε ανομοιογενές και χρονικά σταθερό πεδίο.

Τα ρεύματα αυτά και οι δυνάμεις Laplace που αναπτύσσονται σύμφωνα με τον κανόνα του Lenz εναντιώνονται στην κίνηση όπως κάνει και η τριβή. Γι' αυτό τα ρεύματα Foucault χρησιμοποιούνται για πέδηση σε πολλά όργανα μετρήσεων.

Για να αποφευχθούν οι απώλειες λόγω ρευμάτων Foucault (παραγωγής θερμότητας) οι σιδηροί πυρήνες των κινητήρων εναλλασσομένων ρεύματος και των μετασχηματιστών δεν κατασκευάζονται ολόσωμοι αλλά από σιδηρά φύλλα μονωμένα μεταξύ των.

Εάν ο κυκλικός αγωγός έχει N σπείρες έχουμε

$$V_e = -N \cdot K \cdot \frac{d\vec{i}}{dt} \quad \text{ή} \quad V_e = -L \frac{di}{dt}$$

Η σταθερά L λέγεται συντελεστής αυτεπαγωγής και εξαρτάται από την γεωμετρία του αγωγού και από τις μαγνητικές ιδιότητες του μέσου που τον περιβάλλει.

3.10.5. Μονάδα των L και M .

Η μονάδα των συντελεστών L και M λέγεται IHenry (IH).

Αν ρυθμός μεταβολής IA/sec στην ένταση που διαρρέει ένα αγωγό επάγει πάνω στον ίδιο αγωγό τάση IV τότε ο συντελεστής αυτεπαγωγής του είναι: $L = IH = IV \cdot sec/A = I\Omega \cdot sec$.

Ανάλογα αν ο ρυθμός IA/sec μεταβολής της έντασης, που διαρρέει ένα κύκλωμα, επάγει τάση IV σ' ένα άλλο κύκλωμα, τότε τα δύο κυκλώματα έχουν συντελεστή αλληλεπαγωγής $M = IH$.

3.10.6. Υπολογισμός του L στο δακτυλιοειδές πηνίο.

Το πηνίο του Σχήματος 31 έχει αξονικό κύκλο μήκους a και N κυκλικές σπείρες, διατομής S . Η ροή που περνά μέσα από κάθε σπείρα είναι $\Phi = B \cdot S$ και βρήκαμε (θεώρημα Ampere) ότι $B = \mu_0 i(N/a)$

Ο νόμος της επαγωγής $V_e = -N \frac{d\Phi}{dt}$ δίνει

$$V_e = -N \cdot S \frac{dB}{dt} \quad \text{ή} \quad V_e = -N \cdot S \cdot \mu_0 \cdot (N/a) \cdot (di/dt)$$

$$\text{ή} \quad V_e = -\mu_0 \frac{N^2 \cdot S}{a} \cdot \frac{di}{dt}$$

Συγκρίνοντας τη σχέση αυτή με την $V_e = -L \frac{di}{dt}$ έχουμε:

$$L = \mu_0 \frac{N^2 \cdot S}{a}$$

3.11. Συμπεριφορά πηνίου.

3.11.1. Αποκατάσταση ρεύματος στο πηνίο.

Πηνίο με αυτεπαγωγή L και ωμική αντίσταση R συνδέεται σε πηγή συνεχούς τάσεως V_0 . Ο διακόπτης Δ κλείνει απότομα. Αν η ένταση i άλλαζε απότομα ($dt = 0$) από $i = 0$ σε $i = I_0 = (V_0/R)$ τότε θα ήταν $(di/dt) = \infty$ και η τάση επαγωγής θα ήταν

$$V_L = -L \frac{di}{dt} = -\infty$$

Αυτό βέβαια είναι άτοπο.

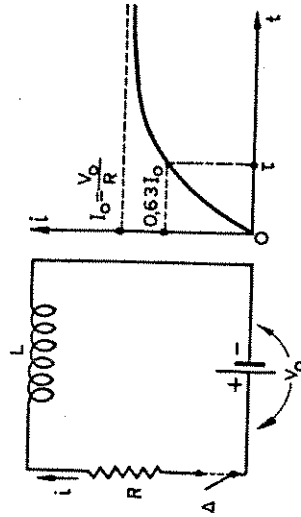
Η αυτεπαγωγή λοιπόν δεν επιτρέπει απότομες μεταβολές της έντασης, όπως η μάζα (στη Μηχανική) δεν επιτρέπει απότομες μεταβολές της ταχύτητας (αν $\vec{v} = dv/dt = \infty$ τότε $\vec{F} = m \cdot \vec{v} = \infty$).

Εφαρμόζοντας το 2ο κανόνα του Kirchhoff στο κύκλωμα του Σχήματος 35 έχουμε:

$$V_0 - L \frac{di}{dt} = iR \quad (5)$$

Η λύση αυτής της εξίσωσης δίνει:

$$i = \frac{V_0}{R} - \frac{V_0}{R} \cdot \exp(-R \cdot t/L)$$



Σχ. 35. Κύκλωμα με πηνίο και χρονική μεταβολή της έντασης i όταν κλείσει ο Δ .

Ονομαζόντας το $L/R \equiv \tau$ έχουμε:

$$i = \frac{V_0}{R} [1 - \exp(-t/\tau)]$$

Η τελευταία παριστάνεται γραφικά στο Σχήμα 35. Σε χρόνο τ από το κλείσιμο του Δ η ένταση i έχει αυξηθεί

$$\text{από μηδέν σε } i = \frac{V_0}{R} (1 - \frac{1}{e}) = 0.63 \frac{V_0}{R} = 0.63 I_0$$

Ο χρόνος αυτός $\tau \equiv L/R$ λέγεται «σταθερά χρόνου» και δείχνει πόσο γρήγορα η ένταση i προσεγγίζει την τελική τιμή της $I_0 = V_0/R$.

3.11.2. Διακοπή ρεύματος.

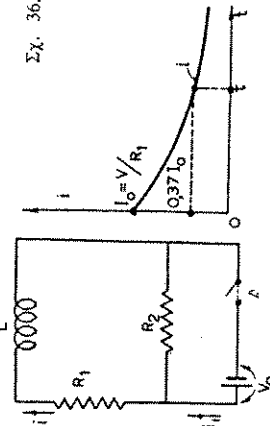
Μετά αρκετό χρόνο (όταν $i = I_0 = V_0/R$) ανοίγουμε τον διακόπτη Δ στο Σχήμα 35. Αν η ένταση άλλαζε απότομα ($dt = 0$) από I_0 σε μηδέν, θα ήταν πάλι $(di/dt) = -\infty$ και

$$V_L = -L \frac{di}{dt} = \infty$$

Δηλ. θα είχαμε μία τάση V_L τεράστια και ομόρροπη προς την V_0 γιατί η i ελαττώνεται ($di < 0$).

Γι' αυτό μεταξύ των επαφών του διακόπτη που ανοίγει θα εμφανισθεί πολύ υψηλή τάση και σπινθήρας που εμποδίζουν τον απότομο μηδενισμό της i .

Το φαινόμενο αυτό φαίνεται καλύτερα στο κύκλωμα του Σχήματος 36. Μετά το άνοιγμα του Δ (όταν $i_1 = 0$) οι L , R_1 , και R_2 διαρρέονται από το ίδιο ρεύμα i και είναι:



Σχ. 36. Κύκλωμα και χρονική μεταβολή της i μετά το άνοιγμα του Δ .

$$-L \frac{di}{dt} = i \cdot R \text{ όπου } R = R_1 + R_2. \text{ Δηλ. } \frac{di}{i} = -\frac{R}{L} dt \text{ ή } \int_{I_0}^i \frac{di}{i} = -\frac{R}{L} \int_0^t dt$$

$$\text{ή } \ln \frac{i}{I_0} = -\frac{R}{L} \cdot t \text{ ή } i = I_0 \cdot \exp(-R \cdot t/L) \text{ όπου } I_0 = (V_0/R_1)$$

Πάλι ο χρόνος $\tau \equiv L/R$ λέγεται σταθερά χρόνου. Μετά χρόνο $t = \tau$ η ένταση ελαττώνεται από I_0 σε $i \approx 0.37 \cdot I_0$

3.12. Ενέργεια μαγνητικού πεδίου.

Στα παραπάνω παραδείγματα φάνηκε μετά το άνοιγμα του διακόπτη ότι στο πηνίο είχε αποθηκευθεί ενέργεια. Έτσι στο Σχήμα 35 έγινε σπινθήρας στον Δ και στο Σχήμα 36 καταναλώθηκε στην $R = R_1 + R_2$ η ενέργεια που είχε το μαγνητικό πεδίο του πηνίου.

Η ενέργεια που αποθηκεύεται βαθμιαία στην L κατά την αύξηση της έντασης i από μηδέν μέχρι I_0 είναι:

$$W = -\int_0^{I_0} i \cdot v \cdot dt = \int_0^{I_0} i \cdot L \cdot (di/dt) \cdot dt = L \int_0^{I_0} i \cdot di \text{ ή } W = (1/2) \cdot L \cdot I_0^2$$

3.13. Η ύλη μέσα στο μαγνητικό πεδίο.

3.13.1. Μαγνητική διαπερατότητα.

Έστω πηνίο άπειρου μήκους που διαρρέεται από ρεύμα εντάσεως I . Στο εσωτερικό του υπάρχει ομογενές μαγνητικό πεδίο εντάσεως $B_0 = \mu_0 \cdot I \cdot n$, όπου n ο αριθμός σπειρών ανά μονάδα μήκους και μ_0 η μαγνητική διαπερατότητα του κενού. Αν εισαχθεί, μέσα στο πηνίο ένας πυρήνας από σίδηρο, η ένταση του μαγνητικού πεδίου αυξάνεται από B_0 σε B . Το πηλίκο $\mu = B/B_0$ ονομάζεται μαγνητική διαπερατότητα του σιδήρου.

Ο μ είναι καθαρός αριθμός και η τιμή του για διάφορα υλικά ποικίλει από $\mu < 1$ (διαμαγνητικά) μέχρι $\mu \gg 1$ (σιδηρομαγνητικά). Η αύξηση αυτή της έντασης B του μαγνητικού πεδίου οφείλεται στη δημιουργία ρευμάτων I' στο σιδηρό πυρήνα. Τα ρεύματα αυτά οφείλονται στην επίδραση του μαγνητικού πεδίου στις τροχιές των ηλεκτρονίων των ατόμων του πυρήνα και ονομάζονται επιφανειακά ρεύματα μαγνητισμού.

3.13.2. Μαγνήτιση.

Στο σιδερένιο πυρήνα το κάθε ηλεκτρόνιο με την τροχιά του αποτελεί ένα μαγνητικό δίπολο. Οι μαγνητικές ροπές όλων των διπόλων αυτών δίνουν τη συνισταμένη μαγνητική ροπή του σώματος.

Μαγνήτιση \vec{M} του υλικού λέγεται το πηλίκο της μαγνητικής ροπής $d\vec{m}$ ενός στοιχειώδους τμήματος του πυρήνα δια του όγκου του dV .

$$\vec{M} = \frac{d\vec{m}}{dV}$$

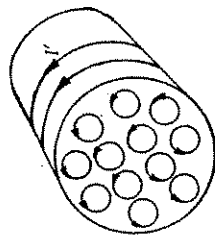
Τα διάφορα σώματα, εκτός από τους μόνιμους μαγνήτες, έχουν μηδενική μαγνήτιση όταν βρίσκονται έξω από το μαγνητικό πεδίο, γιατί οι μαγνητικές ροπές των διπόλων έχουν τυχαίες διευθύνσεις και αλληλοαναιρούνται ($d\vec{m} = 0$).

Όταν όμως εφαρμοσθεί μαγνητικό πεδίο, αναπτύσσεται ροπή στο δίπολο (όπως στο πλάισιο του Σχήματος 26). Το δίπολο στρέφεται ώστε το διάνυσμα της μαγνητικής ροπής να πάρει την κατεύθυνση της εντάσεως του πεδίου. Αυτό ισοδυναμεί με εμφάνιση επιφανειακών ρευμάτων μαγνήτισης I' όπως δείχνει και το Σχήμα 37.

3.13.3. Μαγνητική διέγερση.

Ένα άνυσμα χρήσιμο στην επίλυση προβλημάτων μέσα στην ύλη είναι η μαγνητική διέγερση \vec{H} που αντιστοιχεί στην ηλεκτρική διέγερση \vec{D} και είναι ανεξάρτητη της ύλης. Το μέτρο H είναι ίσο με το γινόμενο της έντασης I του ρεύματος που διαρρέει το πηνίο επί τον αριθμό n των σπειρών ανά μονάδα μήκους.

$$H = I \cdot n$$



Σχ. 37. Εξήγηση μαγνήτισης με τα επιφανειακά ρεύματα οφειλόμενα σε προσανατολισμό των ηλεκτρονικών τροχιών.

Η σχέση των αντιστάσεων \vec{H} και \vec{B} μέσα στην ύλη είναι:

$$\vec{H} = \frac{I}{\mu \cdot \mu_0} \vec{B}$$

Η μαγνητική διέγερση έχει διαστάσεις ρεύματος δια μήκους και μονάδα μέτρησης την αμπεροστροφή ανά μέτρο (IA στρ/μ).

Όταν ένα σώμα βρεθεί μέσα σε μαγνητικό πεδίο αποκτά μαγνήτιση \vec{M} που κατά κανόνα είναι ανάλογη της \vec{H} . Δηλαδή

$$\vec{M} = K \vec{H}$$

Ο συντελεστής K είναι καθαρός αριθμός και ονομάζεται μαγνητική επιδεκτικότητα του υλικού. Στο κενό είναι βέβαια $K = 0$. Ανάλογα με την τιμή του K τα υλικά διακρίνονται σε τρεις κατηγορίες. Διαμαγνητικά που έχουν $K < 0$

Παραμαγνητικά που έχουν $K > 0$

Σιδηρομαγνητικά που έχουν $K \gg 0$

Στα διαμαγνητικά υλικά ($K < 0$) η μαγνήτιση \vec{M} είναι αντίρροπη από το πεδίο.

3.14. Συγκριτική ανασκόπηση.

Στα προηγούμενα Κεφάλαια του «Ηλεκτρισμού» και του «Μαγνητισμού», αναφέρθηκαν πολλά φυσικά μεγέθη και πολλές σχέσεις που τα συνδέουν. Θωρήσαμε σκόπιμο να τα συγκεντρώσουμε, περιληπτικά και συγκριτικά σ' ένα μακρύ Πίνακα. Αυτός ο Πίνακας αποτελεί το Παράρτημα Α, στο οποίο έχουν διαταχθεί οριζόντια και συγκρίνονται α αντιστοιχία μεγέθη και σχέσεις του Ηλεκτρισμού με εκείνα του Μαγνητισμού, στο κενό και στην ύλη.

Ελπίζουμε ότι αυτή η συνοπτική συσχέτιση ηλεκτρισμού-μαγνητισμού θα οδηγήσει τον αναγνώστη σε μία γενικότερη θεώρηση και σε καλύτερη κατανόηση ή τουλάχιστο σε μείωση της σύγχυσης, που έρνει το μεγάλο αυτό πλήθος των μεγεθών και σχέσεων.

4. εναλλασσόμενα ρεύματα.

4.1. Εναλλασσόμενη τάση.

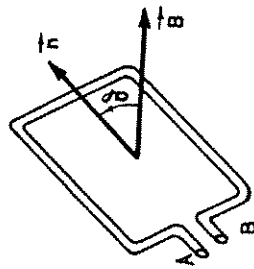
Ένας βρόχος επιφάνειας S βρίσκεται μέσα σε ομογενές μαγνητικό πεδίο εντάσεως \vec{B} (Σχ. 38). Η μαγνητική ροή που περνά μέσα από βρόχο είναι: $\Phi = B \cdot S \cdot \cos \theta$, όπου $\theta \equiv$ γωνία μεταξύ της \vec{B} και τ' καθέτου \vec{n} στην επιφάνεια του βρόχου.

Εάν ο βρόχος περιστρέφεται με γωνιακή ταχύτητα ω τότε $\theta = \omega t$. Άρα $\Phi = B \cdot S \cdot \cos \omega t$ ή $\Phi = \Phi_0 \cdot \cos \omega t$, όπου $\Phi_0 = BS$.

Κατά την περιστροφή του βρόχου μεταβάλλεται η Φ . Γι' αυτό μεταξύ των άκρων του, A και B , εμφανίζεται τάση επαγωγής που κάθε στιγμή t έχει τιμή

$$v = - \frac{d\Phi}{dt} = \Phi_0 \cdot \omega \cdot \sin \omega t \quad \text{ή} \quad v = V_0 \cdot \sin \omega t$$

όπου $V_0 \equiv \omega \cdot \Phi_0 \equiv$ πλάτος ή μέγιστη τιμή της τάσεως. Άρα η τάση είναι αρμονική συνάρτηση του χρόνου με «κυκλική συχνότητα»



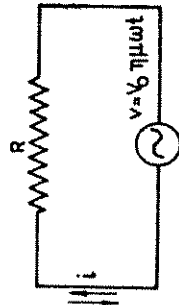
Σχ. 38. Βρόχος μέσα σε ομογενές μαγνητικό πεδίο.

4.2. Ρεύμα σε ωμική αντίσταση.

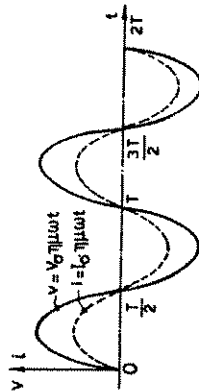
Αν η ανωτέρω τάση $v = V_0 \cdot \sin \omega t$ εφαρμοσθεί στα άκρα της ωμικής αντίστασης R , (Σχ. 39) η στιγμιαία τιμή της εντάσεως i είναι:

$$i = \frac{v}{R} = \frac{V_0 \cdot \sin \omega t}{R} = \frac{V_0}{R} \cdot \sin \omega t \quad \text{ή} \quad i = I_0 \cdot \sin \omega t$$

Άρα και η ένταση i , που προκαλείται από την τάση v , είναι επίσης αρμονική συνάρτηση του χρόνου και έχει την ίδια κυκλική συχνότητα ω και την ίδια φάση με την τάση. Ο λόγος των στιγμιαίων τιμών των $v/i = V_0/I_0 = R$ παραμένει χρονικά σταθερός, όπως δείχνει το Σχήμα 40.



Σχ. 39. Εναλλασσόμενη τάση στα άκρα ωμικής αντίστασης.



Σχ. 40. Χρονική μεταβολή της έντασης i , που δημιουργεί η τάση v , μέσα στην ωμική αντίσταση R , (κύκλωμα Σχήματος 39).

4.3. «Ενεργός» ή «ενδεικνομένη» τιμή.

Η ενεργός ένταση I εναλλασσόμενου ρεύματος ισούται με την ένταση του συνεχούς ρεύματος που παράγει την ίδια θερμότητα αν διαρρέει την ίδια αντίσταση R , επί τον ίδιο χρόνο. Δηλ. σε χρόνο μιας περιόδου T , πρέπει:

$$\int_0^T I^2 \cdot R \cdot dt = I^2 \cdot R \cdot T \quad \text{ή} \quad \int_0^T I_0^2 \cdot \sin^2 \omega t \cdot dt = I^2 \cdot T$$

$$\Theta \acute{\epsilon}\tau\omicron\nu\tau\omicron\varsigma \eta\mu^2\omega t = \frac{I \cdot \sigma\upsilon\nu 2\omega t}{2}, \text{ βρ}\acute{\iota}\sigma\kappa\omicron\mu\epsilon: I_0^2 \cdot \left[\frac{T}{2} - \frac{\eta\mu 2\omega T}{4\omega} \right] = I^2 \cdot T \quad (4)$$

$$\text{Αλλ}\acute{\alpha} T = \frac{2\pi}{\omega} \text{ οπότε } I_0^2 \cdot \frac{2\pi}{2\omega} = I^2 \cdot \frac{2\pi}{\omega} \text{ ή } I = \frac{I_0}{\sqrt{2}}$$

$$\text{Τότε η ενεργός τάση: } V = I \cdot R \text{ ή } V = \frac{I_0}{\sqrt{2}} \cdot R$$

$$\text{Αλλ}\acute{\alpha} I_0 \cdot R = V_0 \cdot \Delta\eta\lambda. V = \frac{V_0}{\sqrt{2}}$$

Αυτές οι ενεργός τιμές «ενδεικνύονται» και από τα βολτόμετρα και αμπερόμετρα γι' αυτό ονομάζονται και «ενδεικνύμενες» τιμές. Όταν λέμε: «η τάση του ρεύματος της ΔΕΗ (στα σπίτια) είναι 220 volt» εννοούμε: «η ενεργός ή ενδεικνύμενη τιμή της τάσεως μεταξύ ενός αγωγού φάσεως και του ουδέτερου αγωγού είναι 220 volt».

4.4. Εμπέδηση (Impedance).

Η ενεργός τιμή I της εντάσεως ενός γραμμικού εξαρτήματος (R ή C ή L) θα είναι ανάλογη της ενεργού τιμής V της εναλλασσομένης τάσεως που εφαρμόσαμε στα άκρα του. Ο λόγος $Z \equiv V/I$ ονομάζεται «εμπέδηση» ή «σύνθετη αντίσταση». Επειδή $V/I = V_0/I_0$ είναι και

$$Z = V_0/I_0 \quad (5)$$

Στο παράδειγμα του Σχήματος 39 είναι $V/I = R$. Άρα όταν έχουμε μόνο ωμική αντίσταση είναι: $Z = R$.

4.5. Ρεύμα σε πηνίο.

Στο Σχήμα 41 η τάση $v = V_0 \cdot \eta\mu\omega t$ εφαρμόζεται στα άκρα πηνίου αυτεπαγωγής L καθαρής (χωρίς ωμική αντίσταση).

Η τάση στα άκρα του πηνίου είναι:

$$v_L = -L \frac{di}{dt}$$

Κατά τον 2ο κανόνα του Kirchhoff σε κάθε στιγμή είναι:

$$v + v_L = 0 \text{ ή } V_0 \eta\mu\omega t - L \frac{di}{dt} = 0$$

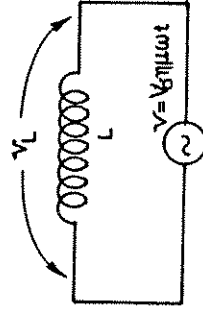
$$\text{ή } \frac{di}{dt} = \frac{V_0}{L} \cdot \eta\mu\omega t$$

$$\text{Ολοκληρώνοντας: } i = -\frac{V_0}{\omega \cdot L} \sigma\upsilon\nu\omega t \text{ ή } i = \frac{V_0}{\omega \cdot L} \eta\mu(\omega t - 90^\circ)$$

$$\text{ή } i = I_0 \cdot \eta\mu(\omega t - 90^\circ) \quad (6)$$

$$\text{όπου } I_0 \equiv \frac{V_0}{\omega L} \text{ άρα } Z = \frac{V_0}{I_0} = \omega \cdot L \quad (7)$$

Άρα η επαγωγική εμπέδηση (αντίθετα προς την ωμική) εξαρτάται και από την συχνότητα του ρεύματος. Για συνεχή τάση ($\omega = 0$) είναι $Z = 0$. Επειδή το πηνίο εμποδίζει το ρεύμα ανάλογα με την συχνότητα του λέγεται και «αποπνικτικό πηνίο» (Choke). Η ένταση i , υστερεί (εξίσωση 6), κατά 90° από την τάση v που την προκαλέσει.



Σχ. 41. Εναλλασσόμενη τάση επί αυτεπαγωγής.

4.6. Ρεύμα σε πυκνωτή.

Η τάση $v = V_0 \eta\mu\omega t$ εφαρμόζεται τώρα σε πυκνωτή (Σχ. 42).
Ο 2ος κανόνας του Kirchhoff δίνει:

$$v + v_c = 0 \quad \text{ή} \quad V_0 \cdot \eta\mu\omega t - q/C = 0 \quad \text{ή} \quad q = V_0 \cdot C \cdot \eta\mu\omega t$$

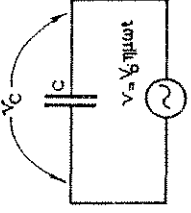
$$\text{και} \quad i = \frac{dq}{dt} = V_0 \cdot \omega \cdot C \cdot \sigma\upsilon\nu\omega t \quad \text{ή} \quad i = V_0 \cdot \omega \cdot C \cdot \eta\mu(\omega t + 90^\circ)$$

$$(8) \quad i = I_0 \cdot \eta\mu(\omega t + 90^\circ)$$

$$(9) \quad \Delta\eta\lambda. \quad I_0 = V_0 \cdot \omega \cdot C \quad \text{και} \quad Z = \frac{V_0}{I_0} = \frac{1}{\omega \cdot C}$$

Άρα και η χωρητική εμπέδηση εξαρτάται από τη συχνότητα, αλλά αντίστροφα απ' ότι η επαγωγική. Για συνεχή τάση ($\omega = 0$) είναι $Z = \infty$ και ελαττώνεται όσο αυξάνει η συχνότητα ω .

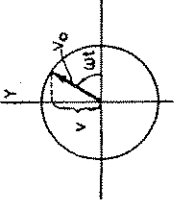
Η ένταση προηγείται της τάσεως κατά 90° (σχέση 8).



Σχ. 42. Εναλλασσόμενη τάση σε πυκνωτή.

4.7. Ανυσματική παράσταση.

Από την $v = V_0 \cdot \eta\mu\omega t$ φαίνεται ότι η στιγμιαία τιμή v της τάσεως ισούται (Σχ. 43) με την εκάστοτε προβολή στον άξονα Y ενός ανύσματος που έχει μέτρο ίσο με το πλάτος V_0 και περιστρέφεται με γωνιακή ταχύτητα ω .

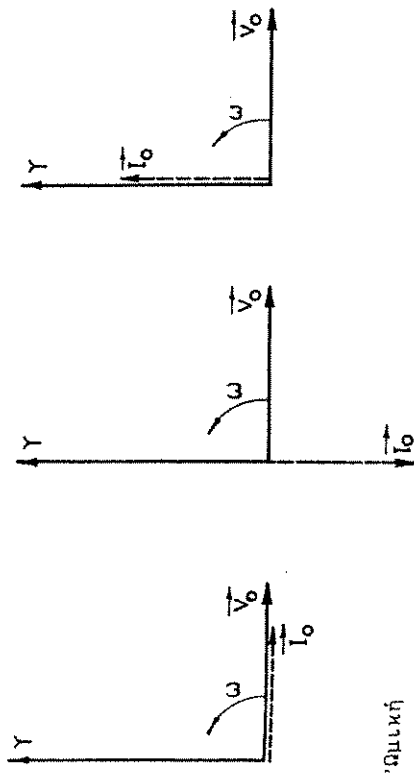


Σχ. 43. Ανυσματική παράσταση αρμονικής μεταβολής τάσεως.

Το ίδιο ισχύει όπως δείχνουν οι παραπάνω εξισώσεις και για όλες τις εντάσεις i που προκαλεί η τάση v στα τρία εξαρτήματα. Η ένταση i ισούται με την προβολή στον άξονα Y του ανύσματος I_0 το οποίο περιστρέφεται όπως και η τάση, (κατά την ίδια φορά και με την ίδια γωνιακή ταχύτητα ω). Το I_0 στην ωμική αντίσταση (Σχ. 39) έχει την κατεύθυνση του V_0 , ενώ στο πηνίο έπεται και στον πυκνωτή προηγείται του V_0 , όπως φαίνεται από τις αντίστοιχες σχέσεις 6 και 8.

Το Σχήμα 44 δείχνει κατά τη χρονική στιγμή $t = 0$ τη σχετική θέση του ανύσματος I_0 (διακοπτομένη γραμμή) όταν επιβληθεί τάση $v = V_0 \eta\mu\omega t$ στα τρία ανωτέρω είδη εξαρτημάτων.

Συνηθίζεται η σχεδίαση των πολικών διαγραμμάτων με την ένταση I_0 σε οριζόντια θέση, δηλ. όπως θα γίνει στο Σχήμα 44 το διάγραμμα του πηνίου αν στραφεί κατά $+90^\circ$ και του πυκντή αν στραφεί τα -90° .



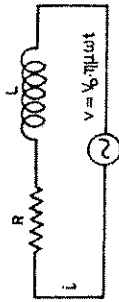
Ωμική αντίσταση Πηνίο Πυκνωτής

Σχ. 44. Στιγμιότυπο των θέσεων των V_0 και I_0 κατά τη στιγμή $t = 0$ στα κυκλώματα των Σχημάτων 39, 41 και 42 για $v = V_0 \eta\mu\omega t$.

4.8. Το κύκλωμα RL.

4.8.1. Πρόβλημα:

Στο κύκλωμα του Σχ. 45 επιβάλλεται η τάση $v = V_0 \cdot \eta \mu \omega t$. Να βρεθεί η ένταση i .



Σχ. 45. Πηνίο αυτεπαγωγής L και ωμικής αντίστασης R έχει συνδεθεί σε τάση $v = V_0 \cdot \eta \mu \omega t$

Γραφική λύση:

Έστω ότι κατά τη στιγμή που σχεδιάζουμε το πολικό διάγραμμα, το άγνωστο και περιστρεφόμενο άνωμα \vec{I}_0 της ζητούμενης εντάσεως κατευθύνεται οριζόντια (διακοπτομένη γραμμή στο Σχήμα 46).

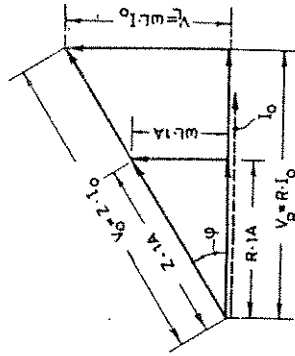
Αν το πλάτος της εντάσεως είναι $I_0 = I$ ampere, τότε:

(α) η πτώση τάσεως κατά μήκος της R θα δίδεται από το άνωμα \vec{V}_R που έχει μέτρο $V_R = R \cdot I A$ και κατεύθυνση ίδια με το \vec{I}_0
 (β) η πτώση τάσεως στην L θα είναι $V_L = \omega L \cdot I A$ και θα προηγείται της εντάσεως κατά 90° .

(γ) η τάση της πηγής $\vec{V}_0 = \vec{V}_R + \vec{V}_L$ θα δίνεται από την υποτείνουσα του μικρού τριγώνου (Σχ. 46), θα έχει

το πλάτος $V_0 = Z \cdot I A = I A \cdot \sqrt{R^2 + (\omega L)^2}$ και θα προηγείται της I_0 κατά

την γωνία: $\varphi = \text{τοξ } \epsilon \varphi \frac{\omega L}{R}$



Σχ. 46. Γραφική παύσταση για την εύρεση της εντάσεως που διαρρέει το κύκλωμα RL του Σχήματος 41.

Μετά την ανωτέρω κατασκευή του μικρού τριγώνου προεκτείνουμε την υποτείνουσά του ώστε να αποκτήσει μήκος ίσο προς το δοσμένο πλάτος V_0 της τάσεως v της πηγής και σχηματίζουμε το μεγάλο ορθογώνιο τρίγωνο, που είναι όμοιο προς το μικρό. Διαιρώντας την οριζόντια κάθετη πλευρά V_R δια R ή την κατακόρυφη κάθετη πλευρά V_L δια ωL ή την υποτείνουσα V δια $Z = \sqrt{R^2 + (\omega L)^2}$ βρίσκουμε το μέτρο I_0 της ζητούμενης εντάσεως i . Η διαφορά φάσεως φ μεταξύ της τάσεως v και της εντάσεως i δίδεται από τη γωνία φ (η τάση προηγείται της εντάσεως).

Συμπέρασμα: αν η τάση είναι $v = V_0 \cdot \eta \mu \omega t$, η ένταση i στο κύκλωμα του Σχήματος 45 είναι:

$$i = I_0 \cdot \eta \mu(\omega t - \varphi) \text{ όπου } I_0 = \frac{V_0}{\sqrt{R^2 + (\omega L)^2}} \text{ και } \varphi = \text{τοξ } \epsilon \varphi \frac{\omega L}{R}$$

4.8.2. Σχόλιο.

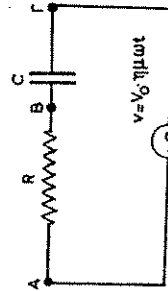
Έστω ότι η ανωτέρω πηγή δίνει τάση σταθερού πλάτους V_0 και μεταβλητής κυκλικής συχνότητας ω . Για $\omega = 0$ (συνεχές ρεύμα) η εμπέδιση ωL του πηνίου μηδενίζεται, η κατακόρυφη πλευρά του τριγώνου μηδενίζεται και το πλάτος του ρεύματος $I_0 = (V_0/Z) = (V_0/R)$, γίνεται μέγιστο. Δηλ. στο συνεχές σταθερό ρεύμα το πηνίο αποτελεί βραχυκύκλωμα.

Όσο αυξάνει η ω , αυξάνει η εμπέδιση ωL του πηνίου και ελαττώνεται το I_0 . Δηλ. το πηνίο εμποδίζει τα υψίσυχνα ρεύματα τόσο περισσότερο όσο υψηλότερη είναι η συχνότητά των.

4.9. Το κύκλωμα RC.

4.9.1. Πρόβλημα:

Στο κύκλωμα RC (Σχ. 47) η τάση της πηγής είναι: $v = V_0 \cdot \eta \mu \omega t$. Να βρεθεί η ένταση i .



Σχ. 47. Αντίσταση R και πυκνωτής C συνδέονται «σε σειρά» και τροφοδοτούνται από τάση $v = V_0 \cdot \eta \mu \omega t$.

Γραφική λύση:

Ακολουθούμε τον τρόπο που περιγράφηκε στο κύκλωμα RL. Σχηματίζουμε πάλι το μικρό τρίγωνο για πλάτος εντάσεως $I_0 = I_A$. Εδώ η τάση στα άκρα του πυκνωτή δίνεται από άνωμα μέτρου $I_A/\omega C$ που έπεται της εντάσεως κατά 90° . Η υποτεινούσα δίνει διανυσματικά την τάση ($Z \cdot I_A$) της πηγής αν η ένταση είναι I_A . (Σχ. 48).

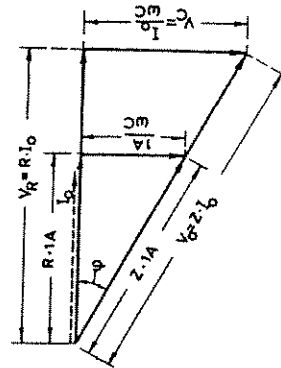
Προεκτεινουμε την υποτεινούσα μέχρι τη γωνιαστή τιμή V_0 και κατασκευάζουμε το μεγάλο τρίγωνο.
Αρα είναι: $i = I_0 \cdot \eta\mu(\omega t + \phi)$

όπου: $I_0 = V_0 / \sqrt{R^2 + 1/(\omega C)^2}$ και $\phi = \text{τοξ} \epsilon\phi(1/R\omega C)$

4.9.2. Σχόλιο.

Εστω πάλι ότι το πλάτος V_0 παραμένει σταθερό αλλά μεταβάλλεται η κυκλική συχνότητα ω της $v = V_0 \cdot \eta\mu \omega t$.

Εάν η τάση είναι συνεχής $v = V_0$, ο πυκνωτής αποτελεί διακοπή του κυκλώματος. Επομένως η ένταση (μετά το μεταβατικό στάδιο της φορτίσεως του πυκνωτή) είναι $i = 0$ και ολόκληρη η V_0 εμφανίζεται στα άκρα του πυκνωτή. Όσο αυξάνει η ω τόσο ελαττώνεται η εμπέδηση ($1/\omega C$) του πυκνωτή. Αρα η κατακόρυφη πλευρά ($V_C = I_0/\omega C$) στο Σχ. 48 μικραίνει ενώ η οριζόντια πλευρά ($V_R = I_0 \cdot R$) μεγαλώνει και πλησιάζει τη σταθερά υποτεινούσα V_0 . Για $\omega = \infty$ ο πυκνωτής αποτελεί βραχυκύκλωμα ($V_C = 0$) και σαν μόνη εμπέδηση μένει η ωμική αντίσταση ($Z = R$) στα άκρα της οποίας εμφανίζεται ολόκληρη η τάση της πηγής.

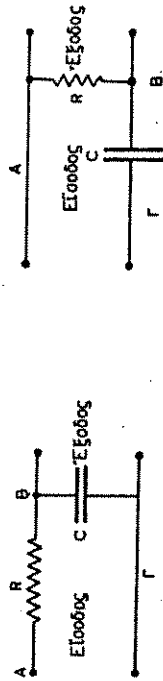


Σχ. 48. Γραφική παράσταση για εύρεση της εντάσεως, που διαρρέει το κύκλωμα RC του Σχήματος 47.

4.10. Φίλτρα RC.

Σύμφωνα με τα ανωτέρω εάν η τάση εισόδου v είναι άθροισμα συνεχούς τάσεως και εναλλασσομένων τάσεων διαφόρων συχνοτήτων, τότε μπορούμε να πάρουμε μεταξύ των άκρων B και Γ του πυκνωτή ολόκληρη τη συνεχή τάση συν ποσοστά των εναλλασσομένων τάσεων τα οποία είναι τόσο μικρότερα όσο μεγαλύτερες είναι οι συχνότητες των. Όταν το RC κύκλωμα χρησιμοποιείται γι' αυτό το σκοπό (σταμάτημα περισσώτερου των υψηλών συνιστωσών) ενεργεί σαν φίλτρο χαμηλής διελύσεως ή «βαθυπερατό» και σχεδιάζεται όπως στο Σχήμα 49.

Το αντίστροφο συμβαίνει στην τάση μεταξύ των άκρων A και B της ωμικής αντιστάσεως. Αυτή συγκεντρώνει ποσοστά μόνο των εναλλασσομένων συνιστωσών, τα οποία είναι τόσο μεγαλύτερα όσο μεγαλύτερη η συχνότητά των ω (ποσοστό = 1 όταν $\omega = \infty$). Δηλ. το ίδιο κύκλωμα μπορεί να χρησιμοποιηθεί και σαν φίλτρο που επιτρέπει να περνούν περισσότερο υψηλές συχνότητες. Τότε σχεδιάζεται όπως φαίνεται στο Σχ. 50, και λέγεται «υπεριπερατό» φίλτρο.



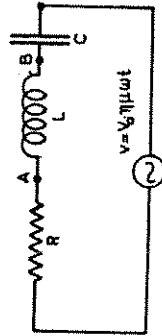
Σχ. 49. Φίλτρο που επιτρέπει να περνούν από μέσα του περισσότερο οι συνιστώσες τάσεως χαμηλής συχνότητας.

Σχ. 50. Φίλτρο που επιτρέπει να περνούν περισσότερο οι συνιστώσες υψηλής συχνότητας.

4.11. Το κύκλωμα RLC.

4.11.1. Πρόβλημα.

Στο κύκλωμα RLC του Σχήματος 51, εφαρμόζεται από την πηγή τάση $v = V_0 \cdot \eta\mu \omega t$. Να βρεθεί η ένταση i .



Σχ. 51. Αντίσταση, πηγή, πυκνωτής συνδέονται σε σειρά.

Γραφική λύση.

Εφαρμόζουμε τον ίδιο τρόπο (όπως στα 4.8. και 4.9.).

Για πλάτος εντάσεως $I_0 = 1A$, τα πλάτη των πτώσεων τάσεως στα άκρα των R, L και C ισούνται αριθμητικά με τις αντίστοιχες εμπεδήσεις R, ωL και $1/\omega C$.

Επομένως μπορούμε να κατασκευάσουμε το διάγραμμα απλούστερα όπως δείχνει το Σχήμα 52 παραλείποντας το 1A.

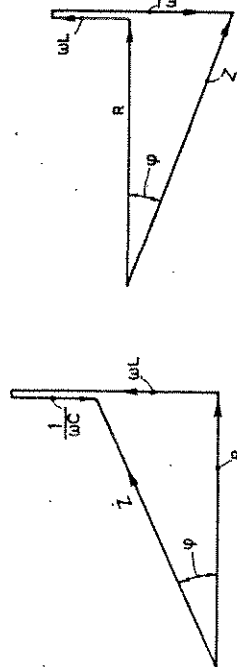
Στο πάνω διάγραμμα του σχήματος 52 η αυτεπαγωγική υπερτερή της χωρητικής εμπεδήσεως. Στο κάτω διάγραμμα υπερτερεί η χωρητική εμπεδήση.

Γνωρίζουμε ότι η V_0 έχει την κατεύθυνση της Z και η ένταση I_0 έχει την κατεύθυνση της R και μέτρο $I_0 = V_0/Z$.

Άρα συμπεραίνουμε ότι:

η ένταση είναι $i = I_0 \eta \mu(\omega t - \varphi)$ και ότι

$$I_0 = \frac{V_0}{\sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}} \text{ και } \varphi = \text{τοξ εφ} \frac{\omega L - 1/\omega C}{R}$$



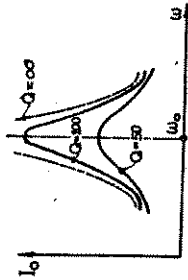
Σχ. 52. Παράσταση για εύρεση της εμπεδήσεως Z και της διαφορής φάσης φ .

4.11.2. Συντονισμός.

Έστω πάλι ότι στο κύκλωμα του Σχήματος 51 παραμένουν σταθερά τα V_0 , R, L και C και μεταβάλλεται η κυκλική συχνότητα ω .

Όταν $\omega = 0$ είναι: $1/\omega C = \infty$, άρα $I_0 = 0$. Αυξάνοντας το ω αυξάνει και η I_0 . Όταν γίνει: $\omega_0 L = 1/\omega_0 C$ δηλ. $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ η κατακόρυφος πλευρά του τριγώνου (Σχ. 52) μηδενίζεται και έχουμε $Z = R$ και $I_0 = V_0/R = \text{μέγιστο}$. Η συχνότητα αυτή ($\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$) ονομάζεται «ισοσυχνότητα του κυκλώματος». Σ' αυτή τη συχνότητα το πλάτος I_0 της έντασης γίνεται άπειρο ($I_0 = V_0/R$) αν είναι $R = 0$.

Συνεχίζοντας την αύξηση του ω η επαγωγική εμπεδήση (ωL) υπερτερεί της χωρητικής ($1/\omega C$), η γωνία $\varphi > 0$ και η I_0 μειούται. Η αύξηση του I_0 στην συχνότητα συντονισμού ω_0 εξαρτάται από το $Q = \omega_0 L/R = \sqrt{L/R^2 C}$ (Σχ. 53).



Σχ. 53. Μεταβολή του πλάτους I_0 με την ω για διάφορα Q.

4.12. Φίλτρα LC.

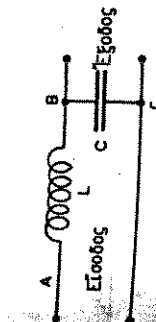
Έστω ότι στο κύκλωμα RLC του Σχήματος 51 γίνεται $R = 0$, και ότι η ν περιέχει μία συνεχή συνιστώσα και μία εναλλασσόμενη μεταβλητής ω .

Όσα αναφέραμε για τα RC φίλτρα στο 4.10. ισχύουν κι εδώ με προσθήκη δύο πλεονεκτημάτων:

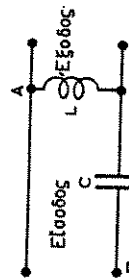
(α) Αποφεύγουμε την απώλεια ενέργειας ($W = P \cdot R \cdot t$) στην ωμική αντίσταση.

(β) Η εμπεδήση (ωL) αυξάνει με την συχνότητα ω , ενώ η R έμεινε σταθερά.

Έτσι το κύκλωμα μπορεί να χρησιμοποιηθεί είτε ως φίλτρο διόδου κυρίως των συνιστωσών χαμηλής συχνότητας (Σχ. 54) είτε ως φίλτρο διόδου κυρίως των συνιστωσών υψηλής συχνότητας (Σχ. 55).



Σχ. 54. Φίλτρο για δίοδο περισσότερο των συνιστωσών χαμηλών συχνοτήτων.



Σχ. 55. Φίλτρο για δίοδο κυρίως των συνιστωσών τάσεως υψηλών συχνοτήτων.

Επομένως αν εφαρμοσθεί στους ακροδέκτες της εισόδου το άθροισμα της συνεχούς και της εναλλασσομένης συνιστώσας τότε:

(α) στην έξοδο του Σχ. 54 θα εμφανισθεί ολόκληρη η συνεχής και ποσοστό της εναλλασσομένης, τόσο μικρότερο όσο μεγαλύτερη η συχνότητά της και (β) στην έξοδο του Σχήματος 55 δεν θα εμφανισθεί η συνεχής και το ποσοστό της εναλλασσομένης που θα εμφανισθεί θα είναι τόσο μεγαλύτερο όσο μεγαλύτερη η συχνότητά της.

4.13. Πηνίο και πυκνωτής σε παράλληλη σύνδεση (Κύκλωμα Thomson).

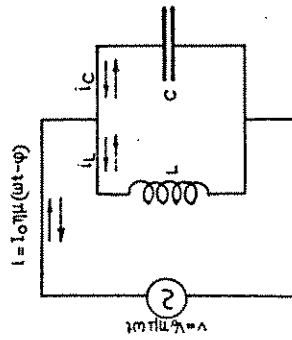
4.13.1. Ποιό το i στο κύκλωμα του Σχ. 56;

Η ίδια τάση επιβάλλεται στα άκρα και του πηνίου και του πυκνωτή. Η προκαλούμενη ένταση όμως στο πηνίο (I_L) θα έπεται της τάσεως κατά 90° ενώ στον πυκνωτή (I_C) θα προηγείται της τάσεως κατά 90° . Άρα οι I_L και I_C θα έχουν αντίθετες κατευθύνσεις και $I_0 = I_L - I_C$. Στο Σχήμα 56 τα βέλη με συνεχή γραμμή είναι για τη μία ημιπερίοδο και τα βέλη με διακοπτόμενη για την άλλη.

Στο πολικό διάγραμμα του Σχήματος 57 δεχθήκαμε $I_L > I_C$.

Τα πλάτη των εντάσεων είναι:

$$I_L = \frac{V_0}{\omega L}, I_C = V_0 \cdot \omega C \text{ και } I_0 = I_L - I_C = \frac{V_0}{\omega L} - V_0 \cdot \omega C = V_0 \left(\frac{1}{\omega L} - \omega C \right)$$



Σχ. 56. Εναλλασσόμενη τάση σε παράλληλη σύνδεση πηνίου και πυκνωτή (κύκλωμα Thomson).

Σχ. 57. Πολικό διάγραμμα του κυκλώματος του Σχήματος 56.

Δηλ. $Z = \frac{1}{(1/\omega L) - \omega C}$. Άρα η ένταση i δια της πηγής είναι:

$i = I_0 \cdot \eta \mu(\omega t - \varphi)$ όπου $I_0 = V_0/Z$ και όπου $\varphi = 90^\circ$ αν $\omega L < (1/\omega C)$ και $\varphi = -90^\circ$ αν $\omega L > (1/\omega C)$.

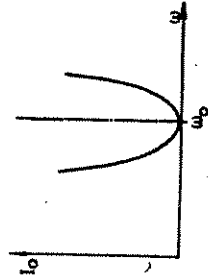
4.13.2. Συντονισμός.

Για $\omega = 0$ (συνεχές ρεύμα) είναι $\omega L = 0$, δηλ. ο κλάδος του πηνίου βραχυκυκλώνει την πηγή ($I_0 = \infty$). Αυξανόμενη της ω ελαττώνεται το

I_0 και όταν $\omega_0 C = \frac{1}{\omega_0 L}$ ή $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ τότε $Z = \infty$ και $I_0 = 0$.

Επομένως για $\omega = \omega_0$ (συχνότητα συντονισμού) κυκλοφορεί ρεύμα εις το κύκλωμα (ο πυκνωτής και το πηνίο είναι σαν να παίζουν τένις με μπάλα την ενέργειά των) ενώ η πηγή δεν διαρρέεται από ρεύμα. Το Σχήμα 58 δείχνει την μεταβολή της I_0 με την ω .

Στο πραγματικό κύκλωμα υπάρχει και ωμική αντίσταση. Γι' αυτό η I_0 δεν μηδενίζεται εντελώς στη συχνότητα ω_0 συντονισμού (απλώς ελαχιστοποιείται).



Σχ. 58. Μεταβολή της εντάσεως I_0 με τη συχνότητα ω στο κύκλωμα του Σχ. 56.

4.14. Ισχύς.

Αν ο καταναλωτής είναι καθαρή ωμική αντίσταση, η τάση $v = V_0 \cdot \eta \mu \omega t$ και η προκαλούμενη ένταση $i = I_0 \cdot \eta \mu \omega t$ δεν έχουν διαφορά φάσεως. Άρα η στιγμιαία τιμή της ισχύος $p = v \cdot i = V_0 \cdot I_0 \cdot \eta \mu^2 \omega t = R \cdot I_0^2 \cdot \eta \mu^2 \omega t$ είναι πάντοτε ≥ 0 .

Επειδή $2 \cdot \eta\mu^2\omega t = 1 - \sigma\upsilon\nu 2\omega t$ είναι $p = \frac{R \cdot I_0^2}{2} (1 - \sigma\upsilon\nu 2\omega t)$

Δηλ. η p μεταβάλλεται με διπλάσια συχνότητα (2ω).

Αν ο καταναλωτής, εκτός από την αντίσταση, έχει και αυτεπαγωγή ή χωρητικότητα, τότε η τάση $v = V_0 \cdot \eta\mu\omega t$, που του επιβάλλεται, προκαλεί ένταση $i = I_0 \cdot \eta\mu(\omega t - \varphi)$ και η στιγμιαία ισχύς:

$$P = V_0 \cdot I_0 \cdot \eta\mu\omega t \cdot \eta\mu(\omega t - \varphi) \text{ μπορεί να πάρει και αρνητικές τιμές.}$$

Αν π.χ. ο καταναλωτής είναι μόνο ένας πυκνωτής (4.6.) τότε $\varphi = -90^\circ$ και $p = V_0 \cdot I_0 \cdot \eta\mu\omega t \cdot \eta\mu(\omega t + 90^\circ) = (1/2) V_0 \cdot I_0 \cdot \eta\mu 2\omega t$. Δηλ. η p μεταβάλλεται ημιτονοειδώς με συχνότητα 2ω και η μέση τιμή της P είναι μηδέν. Η πηγή και ο πυκνωτής ανταλλάσσουν το ίδιο ποσό ενεργείας ($C V_0^2/2$) με συχνότητα 2ω .

Στο ίδιο συμπέρασμα καταλήγουμε αν ο καταναλωτής είναι πηνίο χωρίς ωμική αντίσταση, οπότε $\varphi = +90^\circ$.

Πρακτική σημασία έχει η πραγματικά καταναλισκόμενη ισχύς, δηλ. η μέση ισχύς $P = W/T$, όπου $W \equiv$ παραγόμενο υπό του ρεύματος έργο στο χρόνο T μιας περιόδου.

Άρα η μέση ισχύς είναι: $P = \frac{1}{T} \int_0^T p \cdot dt$

Η ανατέρω σχέση: $p = V_0 \cdot I_0 \cdot \eta\mu\omega t \cdot \eta\mu(\omega t - \varphi)$ μετασχηματίζεται τριγωνομετρικά στην σχέση:

$$P = \frac{V_0 \cdot I_0}{2} [\sigma\upsilon\nu\varphi - \sigma\upsilon\nu(2\omega t - \varphi)]$$

Κατά την ολοκλήρωση ο δεύτερος όρος: $\sigma\upsilon\nu(2\omega t - \varphi)$ θα δώσει μέση τιμή μηδέν.

Άρα: $P = \frac{V_0 \cdot I_0}{2} \cdot \sigma\upsilon\nu\varphi$ και επειδή οι ενεργοί τιμές V και I είναι:

$$V = \frac{V_0}{\sqrt{2}} \text{ και } I = \frac{I_0}{\sqrt{2}}$$

έχομε: $P = V \cdot I \cdot \sigma\upsilon\nu\varphi$

Το γινόμενο $V \cdot I$ ονομάζεται φαινόμενη ισχύς και μετράται σε voltampere (VA), ενώ η πραγματική μέση ισχύς ($P = V \cdot I \cdot \sigma\upsilon\nu\varphi$) μετράται σε Watt (W).

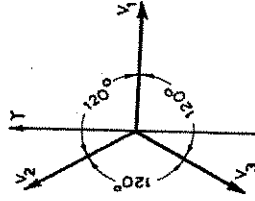
4.15. Τριφασικά ρεύματα.

4.15.1. Παραγωγή και καταπόλωση.

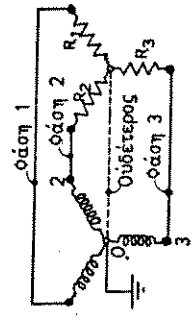
Το τριφασικό ρεύμα (Σχ. 59) αποτελείται από τρία μονοφασικά του ίδιου πλάτους ($V_1 = V_2 = V_3 = V_0$) και της ίδιας συχνότητας ω , που έχουν όμως ανά δύο διαφορά φάσεως 120° . Δηλ. οι στιγμιαίες τιμές είναι: $v_1 = V_0 \cdot \eta\mu\omega t$, $v_2 = V_0 \cdot \eta\mu(\omega t + 120^\circ)$ και $v_3 = V_0 \cdot \eta\mu(\omega t + 240^\circ)$. Άρα $v_1 + v_2 + v_3 = 0$

Αν στη διάταξη του Σχήματος 38, αντί ενός, έχουμε τρία πλαίσια τα οποία σχηματίζουν ανά δύο γωνία 60° και περιστρέφονται με την ίδια γωνιακή ταχύτητα ω , τότε το καθένα παράγει μία από τις τάσεις του Σχήματος 59. Δηλ. το όλο σύστημα παράγει τριφασική τάση.

Αν στα τρία πλαίσια συνδεθούν τρεις ίδιοι (ταυτοί) καταναλωτές, τα αντίστοιχα τρία ρεύματα θα έχουν το ίδιο πλάτος και την ίδια διαφορά φάσεως από την αντίστοιχη τάση. Επομένως το άθροισμα των στιγμιαίων τιμών των εντάσεων αυτών είναι μηδέν ($i_1 + i_2 + i_3 = 0$). Άρα αντί ξέξι αγωγούς (δύο στους ακροδέκτες· κάθε πλαίσιο) μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε μόνο τρεις. Αυτό δείχνει το Σχήμα 60 στην περίπτωση τριών ίσων ωμικών καταναλωτών, R_1 , R_2 και R_3 .



Σχ. 59. Πολικό διάγραμμα τριφασικής τάσεως κατά τη στιγμή $t = 0$.



Σχ. 60. Σύνδεση τριφασικής γεννήτριας προς τρεις ωμικούς καταναλωτές.

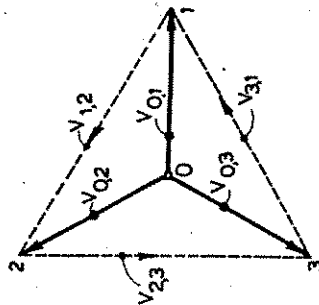
Επειδή στα δίκτυα διανομής οι τρεις καταναλωτές δεν είναι ακριβώς ίδιοι μεταξύ των, η φόρτιση των τριών φάσεων είναι λίγο ασύμμετρη ($i_1+i_2+i_3 = i_0 \neq 0$) και γι' αυτό χρειάζεται ο τέταρτος αγωγός (διακοπτόμενη γραμμή στο Σχήμα 60). Αυτός ονομάζεται ουδέτερος είναι γειωμένος στο κόμβο Ο της γεννήτριας και φέρει αυτή τη μικρή ένταση i_0 .

4.15.2. Πολική και φασική τάση.

Η τάση μεταξύ των φάσεων 1 και 2 είναι $\vec{V}_{1,2} = \vec{V}_{1,0} + \vec{V}_{0,2}$. Το ίδιο ισχύει: $\vec{V}_{2,3} = \vec{V}_{2,0} + \vec{V}_{0,3}$ και $\vec{V}_{3,1} = \vec{V}_{3,0} + \vec{V}_{0,1}$. Άρα το διάγραμμα του Σχήματος 59 μπορεί να συμπληρωθεί (Σχ. 61) με τα ανύσματα $\vec{V}_{1,2}$, $\vec{V}_{2,3}$ και $\vec{V}_{3,1}$ που δίνουν τα πλάτη των τριών «πολικών τάσεων» (μεταξύ των φάσεων) σε αντιστατική σχέση προς τα πλάτη των τριών «φασικών» τάσεων $\vec{V}_{0,1}$, $\vec{V}_{0,2}$ και $\vec{V}_{0,3}$ (μεταξύ κάθε φάσεως και του ουδετέρου). Από το Σχήμα 61 προκύπτει ότι $V_{1,2} = V_{2,3} = V_{3,1} = V_{0,1} \cdot \sqrt{3}$.

Δηλ. στα σπίτια όπου η ενεργός φασική τάση: $\epsilon V_{0,1} = 220$ V, η ενεργός πολική: $\epsilon V_{1,2} = \sqrt{3} \cdot 220$ V = 380 Volt.

Η συνολικά καταναλισκόμενη ισχύς από τρεις ταυτούς καταναλωτές σε σύνδεση κατ' αστέρα (Σχ. 60) είναι: $P = 3 \cdot \epsilon V_{0,1} \cdot \epsilon i_{0,1}$ ·συνφ. Επειδή $\epsilon V_{1,2} = \epsilon V_{0,1} \sqrt{3}$, γίνεται: $P = \sqrt{3} \cdot \epsilon V_{1,2} \cdot \epsilon i_{0,1}$ ·συνφ.



Σχ. 61. Σχέση μεταξύ των «πολικών» τάσεων $V_{1,2}$, $V_{2,3}$ και $V_{3,1}$ (μεταξύ των τριών φάσεων ανά δύο) και των «φασικών» τάσεων $V_{0,1}$, $V_{0,2}$ και $V_{0,3}$ (μεταξύ κάθε φάσεως και του ουδετέρου).

4.16. Μετασχηματιστής.

Το ρόλο της ηλεκτρογεννήτριας του Σχήματος 60 παίζει συνήθως το «δευτερεύον» του τριφασικού μετασχηματιστή της ΔΕΗ.

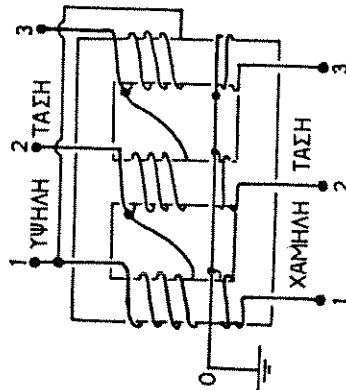
Στο Σχήμα 62 φαίνεται η συνδεσμολογία. Τα τρία τυλίγματα του πρωτεύοντος έχουν συνδεθεί κατά τρίγωνο (το τέρμα του καθενός με την αρχή του επομένου). Τα τρία δευτερεύοντα τυλίγματα έχουν συνδεθεί κατ' αστέρα.

Έστω ότι (α) κάθε πρωτεύον πηνίον έχει N_π και κάθε δευτερεύον έχει N_δ σπείρες και (β) ο μετασχηματιστής είναι τέλειος (δεν έχει θερμικές απώλειες). Η τάση τότε μεταβάλλεται από το πρωτεύον πV στο δευτερεύον δV ανάλογα με το πλήθος N_π και N_δ των αντιστοιχών σπειρών.

$$\frac{\pi V_{1,2}}{\delta V_{0,1}} = \frac{\pi V_{2,3}}{\delta V_{0,2}} = \frac{\pi V_{3,1}}{\delta V_{0,3}} = \frac{N_\pi}{N_\delta}$$

Οι αντίστοιχες εντάσεις μεταβάλλονται αντίστροφα προς το πλήθος των σπειρών.

$$\frac{\pi I_1}{\delta I_1} = \frac{\pi I_2}{\delta I_2} = \frac{\pi I_3}{\delta I_3} = \frac{N_\delta}{N_\pi}$$



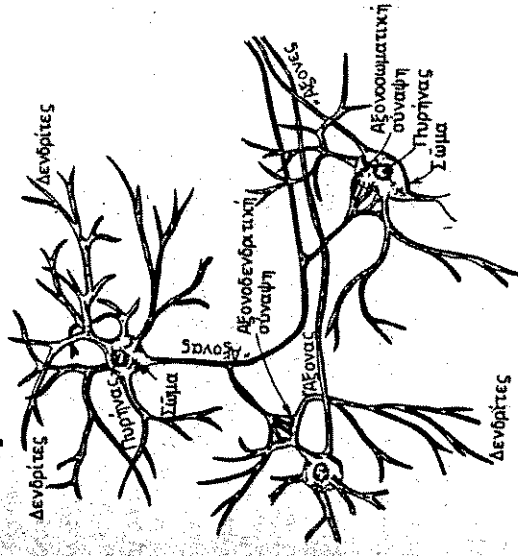
Σχ. 62. Σύνδεση «τρίγωνο-αστέρα» μετασχηματιστή.

ΚΕΦ. Π

Παραγωγή διαδότηση και μετρηση βιοδυναμικών

1. ηλεκτρικές ιδιοτητες των νευρων
2. ηλεκτροκαρδιογραφια
3. ηλεκτρομιογραφια
4. ηλεκτροεγκεφαλογραφια
5. προκλητα δυναμικα

1. ηλεκτρικές ιδιότητες των νευρών



1.1. Γενικά.

Πηγή σχεδόν κάθε ηλεκτρικού δυναμικού μέσα στο σώμα μας είναι κάποια ημιδιαβατή μεμβράνη. Αποτελέσμα της δομής, των ηλεκτρικών ιδιοτήτων και της βιοχημικής λειτουργίας της μεμβράνης είναι η εμφάνιση μεταξύ των δύο επιφανειών της, μιας διαφοράς δυναμικού της τάξης του 0,1 V («δυναμικό ηρεμίας»). Οι τοπικές μεταβολές αυτών των δυναμικών και η διάδοση των μεταβολών αυτών κατά μήκος των μεμβρανών που περιβάλλουν τα νευρικά και τα μυϊκά κύτταρα, δημιουργούν ηλεκτρικά σήματα, που η καταγραφή τους δίνει τα: ΗΚΓ, ΗΜΓ και ΗΕΓ.

Η Ανατομία και η Φυσιολογία του νευρικού συστήματος είναι αντικείμενο των αντίστοιχων μαθημάτων. Σε τούτη την εισαγωγή θα περιγραφεί η βασική οργάνωση του νευρικού συστήματος και θα εισαχθεί η σχετική ορολογία για να εκτεθεί αργότερα η Φυσική της λειτουργίας των νευρών και της δημιουργίας του ΗΚΓ του ΗΜΓ και του ΗΕΓ.

Το νευρικό σύστημα διαιρείται στο «κεντρικό νευρικό σύστημα» και στο «αυτόνομο νευρικό σύστημα».

Το «κεντρικό» περιλαμβάνει τον εγκέφαλο, το νωτιαίο μυελό και τα περιφερικά νεύρα. Από αυτά τα νεύρα, άλλα μεταφέρουν αισθητικές πληροφορίες (π.χ. ζέση, ψύχος, αφή, πόνο) προς τον εγκέφαλο ή το νωτιαίο μυελό και άλλα μεταφέρουν πληροφορίες-εγκολές από τον εγκέφαλο ή τον νωτιαίο μυελό προς τους γραμμωτούς μυς.

Το «αυτόνομο νευρικό σύστημα» ελέγχει τους λείους μυς και τους αδένες και η λειτουργία του είναι σχετικά ακούσια.

Η βασική μονάδα του νευρικού συστήματος είναι ο «νευρώνας». Αυτός είναι το νευρικό κύτταρο που παίρνει σήματα από κάποιο αποδέκτη ή από άλλο νευρικό κύτταρο, μέσω μιας «σύναψης» και τα μεταφέρει για να τα μεταδώσει μέσω άλλης σύναψης σε άλλο νευρικό ή μυϊκό κύτταρο. Η κατασκευή του νευρώνα θα περιγραφεί αμέσως παρακάτω.

Λειτουργικά το νευρικό σύστημα μοιάζει περισσότερο με ψηφιακό, παρά με αναλογικό υπολογιστή. Τα σήματα που ταξιδεύουν κατά μήκος των νευρών είναι ηλεκτρικοί παλμοί των οποίων η συχνότητα αλλάζει ενώ το ύψος (ή πλάτος) παραμένει σταθερό. Δηλ. τα σήματα κωδικοποιούνται και διαδίδονται κατά μήκος των νευρών με «διαμόρφωση συχνότητας» (frequency modulation ή F.M.). Για παράδειγμα, μια μηχανική πίεση στο δέρμα μεταλλάσσεται από τον αισθητικό υποδοχέα που τη δέχεται σε σήμα που μεταδίδεται δια των νευρών στον εγκέφαλο. Όσο υψηλότερη η πίεση τόσο υψηλότερη η συχνότητα της σειράς των ισούψων παλμών (πυκνότεροι παλμοί) που τρέχουν κατά μήκος του νευρού.

Φαίνεται παράξενο να ελέγχονται οι μυς με τον ψηφιακό αυτό τρόπο, αφού μπορούμε να ακούμε πίεση ή κίνηση που μεταβάλλεται συνεχώς (σχι κατά βήματα). Θα περιμέναμε απότομη και ορισμένου βαθμού συστολή του μυός για ορισμένη συχνότητα που τούτετσι ο εγκέφαλος. Η συστολή όμως είναι συνεχής διότι ο μυς αποτελείται

από πολλές «κινητικές μονάδες», και κάθε κινητική μονάδα παίρνει εγκολές από περισσότερα από ένα νευρικά κύτταρα. Όταν απαιτείται μικρή δύναμη, η συχνότητα του σήματος είναι μικρή και προκαλεί ακανόνιστη, ετεροχρονική και χαμηλού ρυθμού συστολή σε λίγες κινητικές μονάδες.

Όσο αυξάνει η συχνότητα του σήματος πυροδοτούνται πιο συχνά (χρονική άθροιση) και πιο πολλές (χωρική άθροιση) κινητικές μονάδες του ίδιου μυός. Το ολοκληρωμένο αποτέλεσμα της συνεχούς αύξησης των μικρών και απότομων συστολών, όλο και περισσότερων μονάδων, είναι η συνεχής αύξηση της συστολής του μυός.

Πληροφορίες (πίεση, φως, θερμοκρασία, οσμή, ήχος), μεταλλάσσονται σε αντίστοιχα ηλεκτρικά σήματα στα αισθητήρια μέρη του σώματός μας (μεταλλάκτες ή γεννήτριες δυναμικού). Αν το σήμα είναι ασθενές, σβύνει σε μικρή απόσταση από τη θέση που γεννήθηκε και λέγεται «τοπικό ή υποβαθμισμένο». Αν είναι υψηλότερο «σκανδαλίζει» ή «διεγείρει» το νευρικό κύτταρο στη θέση που αρχικά εφαρμόζεται. Το κύτταρο αποκρίνεται με τοπική έκλυση ηλεκτρικής ενέργειας, που έχει αποθηκεύσει και δημιουργεί ορισμένο ηλεκτρικό παλμό. Ο παλμός ταξιδεύοντας κατά μήκος της νευρικής ίνας (νευράξονας) εξασθενεί αλλά και επανενισχύεται, σε ενδιάμεσους σταθμούς (καμβοί ή περισφύξεις Ranvier).

Αυτοί οι παλμοί και η αργή διάδοσή τους κατά μήκος του νευράξονα είναι πολύ διαφορετικοί από τους τηλεφωνικούς παλμούς και τη διάδοσή τους με ταχύτητα σχεδόν ίση με εκείνη του φωτός κατά μήκος του χάλκινου σύρματος. Σε αντίθεση με το χάλκινο σύρμα, που αποτελείται από άτομα ενός στοιχείου και οφείλει την αγωγιμότητά του στα ελεύθερα ηλεκτρόνια του, ο νευράξονας είναι περίπλοκη κατασκευή και λειτουργεί με βιοχημικές διεργασίες.

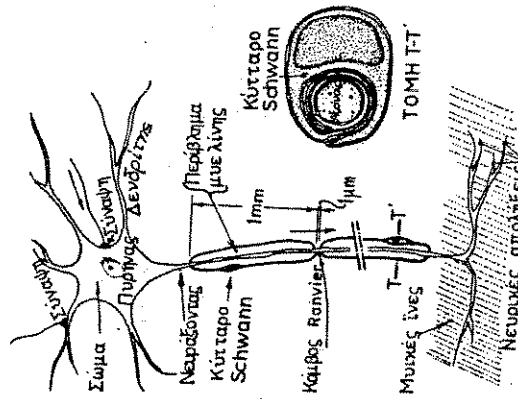
Σε σύγκριση με το μονωμένο χάλκινο σύρμα, ο νευράξονας παρουσιάζει μεγάλη αντίσταση στην κατά μήκος διάδο του ρεύματος και κακή ηλεκτρική μόνωση προς το περιβάλλον του, γι' αυτό και χρειάζεται επανενίσχυση του σήματος σε μικρές αποστάσεις (ανά ~ 1 mm).

Θα προσπαθήσουμε να εξηγήσουμε τη δημιουργία δύο ηλεκτρικών τάσεων που εμφανίζονται στα νεύρα. Η πρώτη τάση ή διαφορά δυναμικού ή απλά «δυναμικό» υπάρχει μεταξύ του εσωτερικού του νευράξονα (χαμηλότερο δυναμικό) και του περιβάλλοντος υγρού (δυναμικό αναφοράς ή δυναμικό μηδέν). Όταν το νεύρο δεν είναι

οιγερμένο, το δυναμικό αυτό είναι σταθερό σ' όλο το μήκος του νευράξονα και λέγεται «δυναμικό ηρεμίας» (resting potential). Το δεύτερο δυναμικό εμφανίζεται στο σημείο εφαρμογής του σήματος εάν το σήμα έχει αρκετό ύψος. Ο δυναμικός αυτός παλμός λέγεται «δυναμικό δράσεως» (action potential) έχει ορισμένο ύψος και ταξιδεύει κατά μήκος του νευράξονα, μεταφέροντας την πληροφορία, είτε προς το κέντρο είτε προς την περιφέρεια.

1.2. Η κατασκευή του νευρώνα.

Το νευρικό κύτταρο ή ο «νευρώνας» (Σχ. 63) περιβάλλεται από μία μεμβράνη που περιορίζει μερικά τη ροή των υλικών. Είναι ιδιόμορφο (σε σχέση με τα άλλα) κύτταρο. Πιλόκαμοι ή «δενδρίτες» και ένας μακρύς «νευράξονας» ξεκινούν από το κεντρικό σώμα του κυττάρου που περιέχει και τον πυρήνα του. Οι νευράξονες έχουν διάμετρο από 1 μm μέχρι 20μm, αλλά τα μήκη τους μπορεί να φθάνουν το 1m, (από



Σχ. 63. Κινητικό νευρώνας. Στην τομή ΤΤ' η μεμβράνη του κυττάρου Schwann, περιβάλλοντας πολλές φορές τον νευράξονα, δημιουργεί τη μυελίνη.

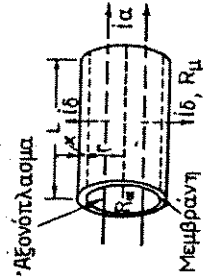
τη σπονδυλική στήλη μέχρι το άκρο του ποδιού). Ο ένας νευρώνας επικοινωνεί με τον άλλο μέσω ακροδεκτών που λέγονται «συνάψεις».

Περίπου το 1/3 των νευραξόνων εξελγμένων ζώων περιβάλλονται από κύτταρα Schwann, που σχηματίζουν πολλαπλό στρώμα «μυελίνης». Αυτό το στρώμα, περιβάλλοντας τη μεμβράνη, αυξάνει την ηλεκτρική αντίσταση στη διαρροή ρεύματος προς τα έξω και ελαττώνει την ηλεκτρική χωρητικότητα. Έτσι επιτρέπει στο νευρικό παλμό να ταξιδεύει μακρύτερα και ταχύτερα και ελαττώνει την μεταβολική ενέργεια που απαιτείται για τις επανενισχύσεις του παλμού. Το μυελινικό περίβλημα διακόπτεται σε αποστάσεις περίπου 1 mm. Το διάκενο μεταξύ δύο διαδοχικών σφληγίσκων μυελίνης είναι μόνο 1 μm και λέγεται κόμβος Ranvier. Στους κόμβους αυτούς, που ο νευράξονας είναι σε στενότερη επαφή με το εξωκυττάριο υγρό, συμβαίνει η ενίσχυση του σήματος ή δυναμικού δράσεως. Αντίθετα στους αμύελους μόνους τα σήματα θα εξασθενούσαν σε μικρές αποστάσεις αν δεν ενισχούνταν καθ' όλο το μήκος των νευραξόνων.

1.3. Γεωμετρικές και ηλεκτρικές παράμετρος αμύελου νευράξονα.

1.3.1. Αντίσταση και χωρητικότητα.

Πολλές ηλεκτρικές ιδιότητες του νευράξονα κατανοούνται ίσως ευκολότερα με τη βοήθεια ενός μοντέλου που τον εξομοιάζει (Σχ. 64) με ηλεκτρικό καλώδιο μεγάλης κατά μήκος αντίστασης και κακής εγκάρσιας μόνωσης από το περιβάλλον του. Θεωρούμε δηλ. ότι ο νευράξονας αποτελείται από σωληνοειδή μεμβράνη γεμάτη αγώγιο υγρό, το «αξονόπλασμα» ειδικής αντίστασης ρ_a . Το ρεύμα i_a ρέει κατά μήκος του υγρού (Σχ. 64) ενώ το i_b διαρρέει προς τα έξω διαμέσου της μεμβράνης που έχει πάχος x και ειδική αντίσταση $\rho_m \cdot x$.



Σχ. 64. Εξομοίωση τμήματος νευράξονα προς ηλεκτρικό καλώδιο.

Ο Πίνακας 3 δίνει χαρακτηριστικές τιμές του ρ_a και του $R_m = \rho_m \cdot x$ καθώς και της χωρητικότητας ανά μονάδα επιφάνειας μεμβράνης C_m και της ακτίνας r του μυελωμένου και του αμύελου νευράξονα.

Η γνωστή σχέση $R_a = \rho_a \cdot (L/S)$ δίνει για τμήμα νευράξονα μήκους 1 cm κατά μήκος αντίσταση

$$R_a = \frac{2 \cdot \Omega \cdot \text{m} \cdot 0,01 \text{ m}}{\pi(5 \times 10^{-6} \text{ m})^2} = 25 \times 10^7 \Omega$$

Η τέρατσια αυτή αντίσταση ισούται προς εκείνη του λεπτότερου χάλκινου σύρματος (διαμέτρου $0,08 \text{ mm}$) μήκους 70.000 χιλιομέτρων! Δηλ. η Φύση κατασκεύασε ένα καλό σύστημα επικοινωνιών χρησιμοποιώντας ειδικό υγρό που οι μηχανικοί θα θεωρούσαν εξαιρετικά μονωτικό.

Λόγω της λεπτότητας της μεμβράνης ($x \ll r$) μπορούμε να υπολογίσουμε τη χωρητικότητα κομματιού νευράξονα μήκους L , από τη σχέση: $C = 2\pi \cdot r \cdot L \cdot C_m$, χωρίς να λάβουμε υπόψη τη μεταβολή του r κατά x .

Από τον Πίνακα 3 για $C_m = 5 \cdot 10^{-5} \text{ F} \cdot \text{m}^{-2}$ βρίσκουμε ότι ο αμύελος άξονας μήκους $L = 1 \text{ cm}$ και ακτίνας $r = 5 \mu\text{m}$ έχει $C = 3,1 \times 10^{-9} \text{ F}$, ενώ ο αντίστοιχος μυελωμένος έχει χωρητικότητα 200 φορές μικρότερη γιατί έχει πάχος τοιχώματος 200 φορές μεγαλύτερο.

Πίνακας 3. Χαρακτηριστικές τιμές παραμέτρων νευράξονα. (Από το βιβλίο Physics των J.W. Kane και Sternheim)

Μέγεθος	Μυελωμένος νευράξονας	Αμύελος νευράξονας
Ειδική αντίσταση αξονοπλάσματος ρ_a	$2 \Omega \cdot \text{m}$	$2 \Omega \cdot \text{m}$
Ειδική αντίσταση επί πάχους μεμβράνης: $R_m = \rho_m \cdot x$	$40 \Omega \cdot \text{m}^2$	$0,2 \Omega \cdot \text{m}^2$
Χωρητικότητα ανά μονάδα επιφάνειας της μεμβράνης C_m	$5 \times 10^{-5} \text{ F} \cdot \text{m}^{-2}$	$10^{-2} \text{ F} \cdot \text{m}^{-2}$
Ακτίνα νευράξονα r	$5 \mu\text{m} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ m}$	$5 \mu\text{m}$

Η αντίσταση της μεμβράνης σε ρεύμα διαρροής είναι:

$$R_m = \rho_m \frac{x}{2\pi \cdot L} \quad \text{ή} \quad R_m = \frac{R_m \cdot L}{2\pi \cdot L}$$

Ο Πίνακας 3 για αμύελο άξονα μήκους $L = 1 \text{ cm}$, δίνει αντίσταση διαρροής $R_m = 6,4 \times 10^6 \Omega$, που είναι περίπου 400 φορές μικρότερη από την κατά μήκος αντίσταση $R_a = 25 \cdot 10^7 \Omega$ του αντίστοιχου αξονοπλάσματος. Άρα το περισσότερο από το ρεύμα που εισέρχεται στο νευράξονα διαρρέει εγκάρσια προς τα έξω σε μήκος πολύ μικρότερο του 1 cm .

Μπορούμε να υπολογίσουμε το μήκος λ για το οποίο η κατά μήκος αντίσταση R_a γίνεται ίση με την αντίσταση διαρροής R_m .

$$\text{Δηλαδή} \quad \frac{\rho_a \cdot \lambda}{\pi \cdot r^2} = \frac{R_m}{2\pi \cdot r \cdot \lambda} \quad \text{ή} \quad \lambda = \sqrt{\frac{R_m \cdot r}{2\rho_a}}$$

Η απόσταση λ δείχνει πόσο μακριά ταξιδεύει το ρεύμα κατά μήκος του νευράξονα πριν να διαρρέσει το περισσότερο προς τα έξω και λέγεται «παραμέτρος χώρου».

Βάζοντας τις τιμές του Πίνακα 3 έχομε $\lambda = 0,5 \text{ mm}$ για αμύελο και $\lambda = 7 \text{ mm}$ για μυελωμένο άξονα.

Άρα ένας ηλεκτρικός παλμός ταξιδεύει πολύ μακρύτερα χωρίς ενίσχυση σ' ένα μυελωμένο παρά σ' ένα αμύελο νευράξονα.

Ο Πίνακας 4, που προέρχεται από άλλη πηγή, δίνει για ένα αμύελο νευράξονα πληρέστερα στοιχεία από τον Πίνακα 3. Παρατηρούμε ότι οι δύο αυτοί Πίνακες συμφωνούν απόλυτα ως προς την ακτίνα ($r = 5 \mu\text{m}$) και τη χωρητικότητα ανά m^2 μεμβράνης ($C_m = 10^{-2} \text{ F} \cdot \text{m}^{-2}$) του αμύελου νευράξονα, ενώ ως προς τα δύο άλλα μεγέθη του Πίνακα 3 δίνουν τιμές της ίδιας τάξης μεγέθους.

Από τις τιμές των ειδικών αντιστάσεων μεμβράνης και αξονοπλάσματος του Πίνακα 2 βγαίνει $\rho_m/\rho_a = 1,6 \times 10^7/0,5 = 33 \times 10^6$. Δηλ. το υλικό του αξονοπλάσματος ενώ είναι κακός αγωγός συγκρινόμενος προς το χαλκό ($\rho_{\text{Cu}} = 1,69 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$) είναι 33 εκατομμύρια φορές πιο αγωγίμο από το υλικό της μεμβράνης. Μπορούμε λοιπόν να δεχθούμε ότι το αξονόπλάσμα και το εξωκυττάριο υγρό αποτελούν δύο σχετικά καλούς αγωγούς χωρισμένους, όπως στον κυλινδρικό πυκνωτή (1.8.3)

..... 7. τιμές γεωμετρικών και ηλεκτρικών παραμέτρων ενός αιώ-
λου νευράξονα (κατά Kotz και Hodgkin).

Σύμβολο και σχέση.	Περιγραφή παραμέτρου	Τιμή
r	Ακτίνα νευράξονα	$5 \cdot 10^{-6} \text{ m}$
x	Πάχος μεμβράνης	$6 \cdot 10^{-9} \text{ m}$
ρ_a	Ειδική αντίσταση αξονοπλάσματος	$0.5 \ \Omega \text{ m}$
$R_a = (\rho_a / \pi \cdot r^2)$	Αντίσταση ανά μονάδα μήκους αξονοπλάσματος	$6.4 \cdot 10^8 \ \Omega \text{ m}^{-1}$
ε	Διηλεκτρική σταθερά μεμβράνης	7
ρ_m	Ειδική αντίσταση μεμβράνης	$\sim 1.6 \cdot 10^7 \ \Omega \text{ m}$
$C_m = (\varepsilon \cdot \varepsilon_0 / x)$	Χωρητικότητα ανά μονάδα επιφάνειας μεμβράνης	10^{-9} F m^{-2}
$2\pi \cdot C_m$	Χωρητικότητα ανά μονάδα μήκους νευράξονα	$3 \cdot 10^{-7} \text{ F m}^{-1}$
$G_m = (1/R_m) = (1/\rho_m \cdot x)$	Αγωγιμότητα διαρροής ανά μονάδα επιφάνειας μεμβράνης	$10 \ \Omega^{-1} \text{ m}^{-2}$
V_η	Δυναμικό ηρεμίας	-70 mV
$E = (V_\eta / x)$	Ένταση ηλεκτρικού πεδίου μέσα στη μεμβράνη	$12 \cdot 10^6 \text{ V m}^{-1}$
$\sigma = (Q/S) = \varepsilon \cdot \varepsilon_0$	Φορτίο ανά μονάδα επιφάνειας μεμβράνης	$7 \cdot 10^{-4} \text{ Cm}^{-2}$
$n = (\sigma/e)$	Πλήθος ιόντων (φορτίου $1e$) ανά μονάδα επιφάνειας μεμβράνης	$4.4 \cdot 10^{15}$ (ιόντα/ m^2)

από μια λεπτότατη ($x = 6 \cdot 10^{-3} \ \mu\text{m}$) μονωτική μεμβράνη. Άρα σε κατάσταση ηρεμίας μέσα στον όγκο του αξονοπλάσματος και του εξωκυττάριου υγρού δεν υπάρχει ούτε περίσσεια φορτίων (τα θετικά ισούνται με τα αρνητικά) ούτε ηλεκτρικό πεδίο.

1.1.2. Πεδίο και επιφανειακές πυκνότητες στη μεμβράνη.

Όταν ηρεμεί το κύτταρο όλο το αξονοπλάσμα βρίσκεται στο ίδιο δυναμικό ηρεμίας (U_σ) που είναι χαμηλότερο από το δυναμικό του εξωκυττάριου υγρού (U_ξ). Δηλ. ηλεκτρ. πεδίο υπάρχει μόνο μέσα στη μεμβράνη με ένταση \vec{E} κάθετη στις επιφάνειές της και κατευθύνεται προς τα έξω του νευράξονα. Επειδή δεχόμαστε σαν δυναμικό αναφοράς ή δυναμικό μηδέν εκείνο του εξωκυττάριου υγρού, ($U_\xi = 0$) το $U_\sigma = V_\eta$ έχει αρνητική τιμή και κυμαίνεται από -70mV μέχρι -90 mV.

Παίρνοντας τις τιμές $V_\eta = -70\text{mV}$ και $x = 6 \cdot 10^{-9} \text{ m}$ από τον Πίνακα 4, βρίσκουμε ότι, η πεδιακή ένταση έχει την πολύ υψηλή τιμή:

$$E = \frac{70 \cdot 10^{-3} \text{ V}}{6 \cdot 10^{-9} \text{ m}} = 11,7 \text{ MVm}^{-1} = 117 \text{ kVcm}^{-1}$$

Επειδή φρέθηκε περασματικά ότι η διηλεκτρική σταθερά του υλικού της μεμβράνης είναι $\varepsilon = 7$ (Πίνακας 4) η χωρητικότητα ανά μονάδα επιφάνειας ($S = 1\text{m}^2$) μεμβράνης είναι:

$$C_m = \frac{C}{S} = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0}{x} = \frac{7 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}}{6 \cdot 10^{-9}} = 0,01 \text{ F m}^{-2}$$

και η πυκνότητα του φορτίου πάνω στην επιφάνεια της είναι:

$$\sigma = \frac{Q}{S} = \frac{C \cdot V_\eta}{S} = C_m \cdot V_\eta = 0,01 \cdot 70 \cdot 10^{-3} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ Cm}^{-2}$$

Αν κάθε ιόν είναι απλά ιοντισμένο, δηλ. έχει φορτίο ίσο με το του ηλεκτρονίου ($e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$) τότε η παραπάνω επιφανειακή πυκνότητα φορτίου αντιστοιχεί προς:

$$n = \frac{\sigma}{e} = \frac{7 \cdot 10^{-4}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 4,4 \cdot 10^{15} \text{ ιόντα ανά m}^2 \text{ επιφάνειας μεμβράνης.}$$

Επειδή κάθε άτομο η ιόν, σ' επαφή με την μεμβράνη καταλαμβάνει επιφάνεια μεμβράνης περίπου, 10^{-20} m^2 θα υπάρχουν περίπου 10^{20} άτομα ή ιόντα εφαιπτόμενα σε κάθε m^2 μεμβράνης. Απ' αυτά όσα είναι ιόντα (θετικά και αρνητικά) αλληλοεξουδετερώνονται από ηλεκτρική άποψη, εκτός από τα παραπάνω $n = 4.4 \cdot 10^{15}$ αρνητικά ιόντα ανά m^2 , που «περισσεύουν» στην εσωτερική επιφάνεια και άλλα τόσα θετικά ιόντα που «περισσεύουν» στην εξωτερική επιφάνεια της μεμβράνης. Αυτές οι δύο «περίσσειες» ιόντων δημιουργούν το ηλεκτρικό πεδίο μέσα στη μεμβράνη και την διαφορά δυναμικού V_H μεταξύ των δύο πλευρών της. Αυτές όμως οι «περίσσειες» αποτελούν μικρό ποσοστό του συνόλου των σωματιών (ατόμων, μορίων, ιόντων) που συνολικά εφαιπτόνται στη μεμβράνη. Πράγματι μόνο ένα ιόν σε $10^{20}/4.4 \cdot 10^{15} \approx 20.000$ τέτοια σωματία «περισσεύει».

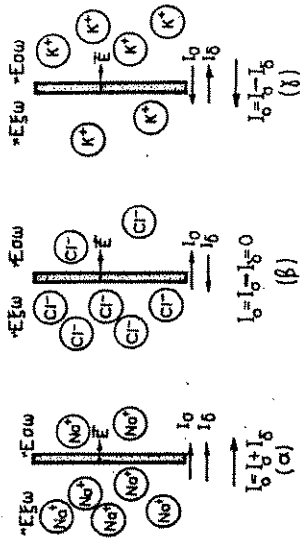
1.4. Συγκεντρώσεις ιόντων και δυναμικό ηρεμίας.

Το Σχ. 65 δείχνει τις συγκεντρώσεις διαφόρων ιόντων έξω από τον νευράξονα (C_x) και μέσα σ' αυτόν (C_o). Από τα ιόντα που μπορούν να περάσουν διαμέσου της μεμβράνης, τα Na^+ και Cl^- είναι πολυαριθμότερα έξω, ενώ τα K^+ έχουν μεγαλύτερη συγκέντρωση μέσα στο νευράξονα.

ΕΞΩ		ΕΣΩ	
Δυναμικό: $U_x = 0$ (από ορισμό)		$U_o = V_H = -90 \text{ mV}$	
Συγκεντρώσεις σε mole/m^2			
Na^+	145	$C_x^+ = 149$	$C_o^+ = 167$
K^+	4 155 4
Cl^-	120	$C_x^- = 149$	$C_o^- = 167$
(Λοιπά)	29 163 163

Σχ. 65. Συγκεντρώσεις ιόντων και δυναμικά, μέσα και έξω από νευράξονα (θηλαστικού) σε κατάσταση ηρεμίας.

Το Σχήμα 66 δείχνει τις συγκεντρώσεις και στατιστικές κινήσεις κάθε είδους ιόντων χωριστά. Ας εξετάσουμε πρώτα τα Na^+ (Σχ. 66α). Ακόμα και αφορτίστα αν ήταν τα άτομα του Na θα διαχέονταν λόγω της θερμικής των κίνησης από την περιοχή υψηλής συγκέντρωσης (έξω) διαμέσου της μεμβράνης προς την περιοχή χαμηλής συγκέντρωσης (έσω). Δηλ. δημιουργείται προς τα έσω ένα ρεύμα I_o (λόγω συγκεντρώσεων) σε ιόντα / (m^2) . Εξάλλου το δυναμικό ηρεμίας $V_H = -90 \text{ mV}$ δημιουργεί το ηλεκτρικό πεδίο \vec{E} . Αυτό έλκει με δύναμη $\vec{F} = \vec{E} \cdot q$ κάθε Na^+ απ' έξω προς τα μέσα και προκαλεί ένα, ομόρροο προς το I_o , ρεύμα I_s (λόγω δυναμικού). Άρα το ολικό «παθητικό» ρεύμα των Na^+ κατευθύνεται προς τα μέσα και είναι: $I_o = I_o + I_s$. Αυτό το διάμεσο της μεμβράνης ρεύμα I_o το ονομάζουμε «παθητικό» γιατί προκαλείται από τη διαφορά συγκεντρώσεων και τη διαφορά δυναμικού και μετατρέπει μηχανική και ηλεκτρική ενέργεια σε θερμότητα. Είναι όπως το «παθητικό» ρεύμα που διαρρέει μια ωμική αντίσταση κατά την κατεύθυνση του πεδίου και μετατρέπει ηλεκτρική ενέργεια σε θερμότητα. Αντίθετα το ρεύμα μέσα σε μία πηγή (π.χ. μια μπαταρία) που παράγει την παραπάνω ηλεκτρική ενέργεια, λέγεται «ενεργό ή ενεργητικό» γιατί ρέει αντίθετα προς το πεδίο με δαπάνη ενέργειας (χημικής στην μπαταρία).



Σχ. 66. Παθητικά ρεύματα ιόντων I_o και I_s που οφείλονται στις συγκεντρώσεις και στα δυναμικά.

(α) Αιφότερα τα I_o και I_s άρα και το $I_o = I_o + I_s$ των Na^+ ρέουν προς τα έσω.

(β) Τα I_o και I_s των Cl^- είναι ίσα και αντίθετα. Άρα το καθαρό ρεύμα (net current) είναι $I_o = I_o - I_s = 0$.

(γ) Το I_o του K^+ ρέει προς τα έξω και έχει λίγο ψηλότερη τιμή από το I_s που κατευθύνεται προς τα έσω. Άρα το καθαρό ρεύμα των K^+ είναι $I_o = I_o - I_s$ προς τα έξω.

Επειδή κάθε άτομο η ιόν, σ' επαφή με την μεμβράνη καταλαμβάνει επιφάνεια μεμβράνης περίπου, 10^{-20} m^2 θα υπάρχουν περίπου 10^{20} άτομα ή ιόντα εφεπτόμενα σε κάθε m^2 μεμβράνης. Απ' αυτά όσα είναι ιόντα (θετικά και αρνητικά) αλληλοεξουδετερώνονται από ηλεκτρική άπωση, εκτός από τα παραπάνω $n = 4,4 \cdot 10^{15}$ αρνητικά ιόντα ανά m^2 που «περισσεύουν» στην εσωτερική επιφάνεια και άλλα τόσα θετικά ιόντα που «περισσεύουν» στην εξωτερική επιφάνεια της μεμβράνης. Αυτές οι δύο «περισσειές» ιόντων δημιουργούν το ηλεκτρικό πεδίο μέσα στη μεμβράνη και την διαφορά δυναμικού V_{η} μεταξύ των δύο πλευρών της. Αυτές όμως οι «περισσειές» αποτελούν μικρό ποσοστό του συνόλου των σωματίων (ατόμων, μορίων, ιόντων) που συνολικά εφεπτόνται στη μεμβράνη. Πράγματι μόνο ένα ιόν σε $10^{20}/4,4 \cdot 10^{16} \approx 20.000$ τέτοια σωματρία «περισσεύει».

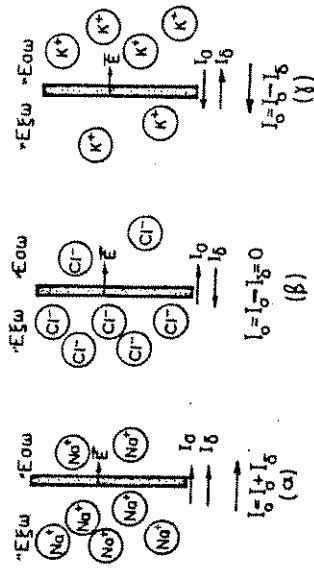
1.4. Συγκεντρώσεις ιόντων και δυναμικό ηρεμίας.

Το Σχ. 65 δείχνει τις συγκεντρώσεις διαφόρων ιόντων έξω από τον νευράξονα (C_{ξ}) και μέσα σ' αυτόν (C_{σ}). Από τα ιόντα που μπορούν να περάσουν διαμέσου της μεμβράνης, τα Na^+ και Cl^- είναι πολυαριθμότερα έξω, ενώ τα K^+ έχουν μεγαλύτερη συγκέντρωση μέσα στο νευράξονα.

ΕΞΩ		ΜΕΜΒΡΑΝΗ		ΕΣΩ		
Δυναμικό: $U_{\xi} = 0$ (από ορισμό)				$U_{\sigma} = V_{\eta} = -90 \text{ mV}$		
Συγκεντρώσεις σε mole/ m^2						
Na^+	145	MEMBRANE	}	$C_{\xi}^{\sigma} = 149$	} $C_{\sigma}^{\xi} = 167$	
K^+	4			12		155
Cl^-	120			4		163
(Λοιπά)	29					

Σχ. 65. Συγκεντρώσεις ιόντων και δυναμικά, μέσα και έξω από νευράξονα (θηλαστικού) σε κατάσταση ηρεμίας.

Το Σχήμα 66 δείχνει τις συγκεντρώσεις και στατιστικές κινήσεις κάθε είδους ιόντων χωριστά. Ας εξετάσουμε πρώτα τα Na^+ (Σχ. 66α). Ακόμα και αφόρτιστα αν ήταν τα άτομα του Na θα διαζέονταν λόγω της θερμικής των κίνησης από την περιοχή υψηλής συγκέντρωσης (έξω) διαμέσου της μεμβράνης προς την περιοχή χαμηλής συγκέντρωσης (έσω). Δηλ. δημιουργείται προς τα έσω ένα ρεύμα I_{σ} (λόγω συγκεντρώσεων) σε ιόντα / $(\text{m}^2 \cdot \text{s})$. Εξάλλου το δυναμικό ηρεμίας $V_{\eta} = -90 \text{ mV}$ δημιουργεί το ηλεκτρικό πεδίο \vec{E} . Αυτό έλκει με δύναμη $\vec{F} = \vec{E} \cdot q$ κάθε Na^+ απ' έξω προς τα μέσα και προκαλεί ένα, ομόρροο προς το I_{σ} , ρεύμα I_{ξ} (λόγω δυναμικού). Άρα το ολικό «παθητικό» ρεύμα των Na^+ κατευθύνεται προς τα μέσα και είναι: $I_0 = I_{\sigma} + I_{\xi}$. Αυτό το διάμεσο της μεμβράνης ρεύμα I_0 το ονομάζουμε «παθητικό» γιατί προκαλείται από τη διαφορά συγκεντρώσεων και τη διαφορά δυναμικού και μετατρέπει μηχανική και ηλεκτρική ενέργεια σε θερμότητα. Είναι όπως το «παθητικό» ρεύμα που διαρρέει μια ωμική αντίσταση κατά την κατεύθυνση του πεδίου και μετατρέπει ηλεκτρική ενέργεια σε θερμότητα. Αντίθετα το ρεύμα μέσα σε μία πηγή (π.χ. μια μπαταρία) που παράγει την παραπάνω ηλεκτρική ενέργεια, λέγεται «ενεργό ή ενεργητικό» γιατί ρέει αντίθετα προς το πεδίο με δαπάνη ενέργειας (χημικής στην μπαταρία).



Σχ. 66. Παθητικά ρεύματα ιόντων I_{σ} και I_{ξ} που οφείλονται στις συγκεντρώσεις και στα δυναμικά.

(α) Αμφότερα τα I_{σ} και I_{ξ} άρα και το $I_0 = I_{\sigma} + I_{\xi}$ των Na^+ ρέουν προς τα έσω.

(β) Τα I_{σ} και I_{ξ} των Cl^- είναι ίσα και αντίθετα. Άρα το καθαρό ρεύμα (net current) είναι $I_0 = I_{\sigma} - I_{\xi} = 0$.

(γ) Το I_{σ} του K^+ ρέει προς τα έξω και έχει λίγο ψηλότερη τιμή από το I_{ξ} που κατευθύνεται προς τα έσω. Άρα το καθαρό ρεύμα των K^+ είναι $I_0 = I_{\sigma} - I_{\xi}$ προς τα έξω.

Επειδή είναι: $V_{\eta} = -90\text{mV} = \text{σταθερόμετά κάποιο χρόνο θα έπρεπε το } I_0 \text{ να μειώσει την } C_{\xi} \text{ του } Na^{+} \text{ και τελικά να την κάμει τόσο μικρότερη από την } C_{\sigma} \text{ του } Na^{+} \text{ ώστε το ανάστροφο πια (προς τα έξω) } I_{\sigma} \text{ να εξισορροπεί το } I_{\delta} \text{ και να γίνει } I_0 = 0. \text{ Αφού οι } C_{\xi} \text{ και } C_{\sigma} \text{ του } Na^{+} \text{ μένουν χρονικά αμετάβλητες, πρέπει κάποια «αντλία» να μεταφέρει τα } Na^{+} \text{ από μέσα προς τα έξω, αντίθετα και προς το ηλεκτρικό πεδίο και προς τη διάχυση. Το ρεύμα της «ενεργητικής» αυτής μεταφοράς των } Na^{+}, \text{ που προσφέρει η αντλία, πρέπει να είναι ίσο και αντίθετο προς το } I_0 \text{ (σταθερές } C_{\xi} \text{ και } C_{\sigma}).$

Το Σχήμα 66β δείχνει τις ροές των Cl^{-} . Το I_{σ} των Cl^{-} κατευθύνεται προς τα έσω (μεγαλύτερη συγκέντρωση έξω) ενώ το I_{δ} των Cl^{-} πηγαινει προς τα έξω, γιατί το φορτίο τους είναι αρνητικό. Τα δύο αυτά αντίθετα ρεύματα ιόντων έχουν την ίδια τιμή, δηλ. αλληλοεξουδετερώνονται ($I_0 = 0$). Άρα για τη διατήρηση C_{ξ} και C_{σ} των Cl^{-} δεν απαιτείται «αντλία».

Τα K^{+} (αντίθετα προς τα Cl^{-}) έχουν I_0 προς τα έξω και I_{δ} προς τα έσω. Στον ήρεμο νευράξονα ($V_{\eta} = -90\text{mV}$) το I_{σ} είναι μεγαλύτερο από το I_{δ} . Άρα το «καθαρό» ρεύμα $I_0 = I_{\sigma} - I_{\delta}$ κατευθύνεται προς τα έξω. Όπως στα Na^{+} έτσι και στα K^{+} για να διατηρούνται οι C_{ξ} και C_{σ} σταθερές πρέπει πάλι κάποια «αντλία» να εκτελεί την αντίθετη «ενεργητική μεταφορά» των K^{+} (προς τα έσω) και μάλιστα με ρεύμα της ίδιας τιμής (I_0). Τη δραστηριότητα αυτής της «αντλίας νατρίου-καλίου» θα περιγράψουμε περισσότερο αργότερα.

1.5. Εξίσωση Nernst.

Για να βρούμε αν ισορροπούν ή όχι οι δοσμένες C_{ξ} και C_{σ} κάποιου ιόντος που χωρίζονται από μια διαβατή μεμβράνη υπολογίζουμε ένα θεωρητικό «δυναμικό ισορροπίας» V_1 το οποίο αν εφαρμοστεί μεταξύ των δύο πλευρών της μεμβράνης θα γίνει $I_0 = 0$. Δηλ. για το δυναμικό ισορροπίας (V_1) τα I_{σ} και I_{δ} είναι ίσα και αντίθετα. Αν το δυναμικό που πραγματικά υπάρχει (όπως το $V_{\eta} = -90\text{mV}$ του νευράξονα) είναι διαφορετικό από το V_1 , τότε δεν υπάρχει παθητική ισορροπία ($I_0 \neq 0$). Τότε για να διατηρηθεί η ισορροπία των C_{ξ} και C_{σ} χρειάζεται και «αντλία» (ενεργητικό ρεύμα ίσο και αντίθετο προς το I_0).

Εξετάζουμε την κίνηση των ιόντων μέσα στο διάλυμα σαν να ήταν μόρια ιδανικού αερίου. Τα θετικά ιόντα που βρίσκονται στην πλευρά του ψηλότερου δυναμικού έχουν ηλεκτρική δυναμική ενέργεια ψηλότερη κατά $q \cdot V_1$ από εκείνα της άλλης πλευράς. Παθητική ισορροπία ($I_0 = 0$ και $C_{\xi}, C_{\sigma} = \text{σταθερά}$) έχουμε αν η ενέργεια $q \cdot V_1$ που δίνει σ' ένα ιόν το ηλεκτρικό πεδίο όταν περνά τη μεμβράνη, είναι ίση προς το έργο που καταναλώνει το ίδιο ιόν κατά το πέρασμά του αυτό από την χαμηλή στην υψηλή συγκέντρωση ιόντων (χαμηλή σε υψηλή μερική πίεση για τα αέρια). Το έργο αυτό σύμφωνα με το μοντέλο του ιδανικού αερίου είναι: $k \cdot T \cdot \ln(C_{\xi}/C_{\sigma})$.

Όπου k είναι η σταθερά του Boltzman και T είναι η απόλυτη θερμοκρασία (σε βαθμούς Kelvin). Έτσι καταλήγουμε στην εξίσωση Nernst: $q \cdot V_1 = k \cdot T \cdot \ln(C_{\xi}/C_{\sigma})$

Για τις $C_{\xi} = 145$ και $C_{\sigma} = 12$ του Na^{+} (Σχ. 65), για $T = 310\text{K}$ (δηλ. 37°C) για $q = e = 1,60 \cdot 10^{-19}\text{C}$ και για $k = 1,38 \cdot 10^{-23}\text{JK}^{-1}$, από την

$$V_1 = \frac{k \cdot T}{q} \ln \frac{C_{\xi}}{C_{\sigma}} \text{ έχουμε } V_1 = +66 \text{ mV}$$

Άρα θα είχαμε παθητική ισορροπία των Na^{+} αν το δυναμικό του νευράξονα ήταν $+66\text{mV}$. Τότε το ηλεκτρικό πεδίο E θα κατευθυνόταν προς τα έξω και θα αποθύσε τα Na^{+} προς τα έξω. Έτσι το ρεύμα διάχυσης I_{σ} (προς τα έσω) θα ήταν ίσο και αντίθετο προς το ρεύμα δυναμικού I_{δ} (προς τα έξω). Επειδή όμως για τα Na^{+} είναι $V_1 \neq V_{\eta}$ απαιτείται η παρέμβαση της «αντλίας» με ενεργό ρεύμα Na^{+} προς τα έξω ίσο σε μέτρο προς το $I_0 = I_{\sigma} - I_{\delta}$, ώστε να διατηρηθούν οι $C_{\xi} = 145$ και $C_{\sigma} = 12 \text{ mole/m}^3$.

Επαναλαμβάνοντας τα ίδια για τα Cl^{-} βρίσκουμε $V_1 = -90\text{mV}$. Δηλ. για τα Cl^{-} είναι $V_1 = V_{\eta}$. Άρα $I_0 = 0$ και δεν χρειάζεται αντλία για τη διατήρηση των $C_{\xi} = 120$ και $C_{\sigma} = 4 \text{ mole/m}^3$.

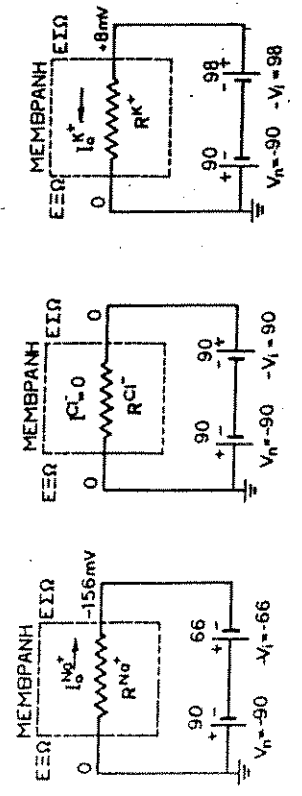
Για τα K^{+} βρίσκουμε ότι απαιτείται $V_1 = -98\text{mV}$. Δηλ. το εσωτερικό του νευράξονα δεν είναι αρκετά αρνητικό για να έχουμε $I_0 = 0$. Ένα παθητικό ρεύμα K^{+} ανάλογο προς τη διαφορά $V_{\eta} - V_1 = -90 - (-98) = 8\text{mV}$ θα ρέει προς τα έξω. Για τη διατήρηση λοιπόν των $C_{\xi} = 4$ και $C_{\sigma} = 166$ των K^{+} απαιτείται αντλία που θα προκαλέσει ενεργό ρεύμα K^{+} ίσο προς I_0 προς τα έσω.

021

Η σκέψη ότι στην ισορροπία το ρεύμα I_0 που προκαλείται από τη διαφορά συγκεντρώσεων; είναι ίσο και αντίθετο προς το ρεύμα I_8 που προκαλείται από τη διαφορά δυναμικού V_1 , μας οδήγησε στη σκέψη ότι ίσως θα ευκολύνουμε την κατανόηση αν θεωρήσουμε και το I_0 σαν ένα ρεύμα που προκαλείται από μία διαφορά δυναμικού $-V_1$. Έτσι επινοήσαμε το ηλεκτρικό μοντέλο του Σχήματος 67.

Αν R^{Na} είναι η αντίσταση ενός m^2 μεμβράνης (στην διέλευση των Na^+) και η θετική φορά τάσεων και ρευμάτων είναι από τα έξω προς τα έξω της μεμβράνης, τότε το ρεύμα των Na^+ λόγω δυναμικού είναι: $I_0 = V_1/R^{Na}$ και το ρεύμα των Na^+ λόγω συγκεντρώσεων είναι: $I_8 = -V_1/R^{Na}$. Άρα (Σχ. 67α) το ολικό ρεύμα των Na^+ είναι $I_0^{Na} = I_8 + I_0 = (V_1 - V_1)/R^{Na} = -156mV/R^{Na}$. Το αρνητικό πρόσημο, που βγήκε, σημαίνει ότι το I_0^{Na} κατευθύνεται προς τα έξω.

Με τον ίδιο τρόπο προκύπτει για τα Cl^- ότι $I_0^{Cl} = I_8 + I_0 = (V_1 - V_1)/R^{Cl} = (-90mV + 90mV)/R^{Cl} = 0$



Σχ. 67. Το ορθογώνιο με διακοπτόμενη γραμμή συμβολίζει τεμάχιο μεμβράνης που έχει επιφάνεια $1m^2$ και αντιστάσεις R^{Na} , R^{Cl} και R^K σε παθητικά ρεύματα Na^+ , Cl^- και K^+ αντίστοιχα. Για τη δημιουργία ηλεκτρικού μοντέλου θέσαμε σε σειρά με την $V_1 = -90mV$ την εκάστοτε $-V_1$, που θα προκαλούσε ρεύμα ίσο με κείνο που προκαλούν πραγματικά οι συγκεντρώσεις.

- (α) Το παθητικό ρεύμα I_0^{Na} είναι ίσο με κείνο που θα προκαλούσε δυναμικό $V_1^{Na} = V_1 - V_1^{Na} = -90 - 66 = -156mV$ αν εφαρμόζονταν στα άκρα της αντίστασης R^{Na} .
- (β) Το I_0^{Cl} είναι ίσο με το προκαλούμενο από το $V_0^{Cl} = V_1 - V_1 = -90 - 90 = 0$, δηλ. $I_0^{Cl} = 0$.
- (γ) Το I_0^K είναι ίσο με το προκαλούμενο από το $V_0^K = V_1 - V_1^K = -90 + 98 = +8mV$ στην R^K .

Επίσης για τα K^+ (Σχ. 67γ) συνάγεται:

$$I_0^K = (V_1 - V_1)/R^K = +8mV/R^K$$

I_0^K κατευθύνεται προς τα έξω.

Για να διατηρηθεί η κατάσταση ηρεμίας (διατήρηση των συγκεντρώσεων του Σχήματος 65) πρέπει να υπάρξει κάποια αντλία νατρίου -καλίου που θα δώσει ρεύματα $-I_0^{Na}$ και $-I_0^K$.

1.6. Η αντλία νατρίου - καλίου.

Οι παραπάνω παθητικές ροές (I_0) των Na^+ προς τα έξω και των K^+ προς τα έξω, που οφείλονται στη διάχυση και στο ηλεκτρικό πεδίο, μετατρέπουν δυναμική ενέργεια σε θερμότητα και αυξάνουν την εντροπία του συστήματος.

Κάποιοι άλλος μηχανισμός, που δεν έχει διαλευκανθεί εντελώς, πρέπει να επιστρέφει (διαμέσου της μεμβράνης) τα Na^+ έξω και τα K^+ μέσα, αντίθετα προς το συνιστάμενο αποτέλεσμα της διάχυσης και του πεδίου. Έτσι διατηρούνται οι μη ισορροπημένες (σε σχέση προς το δυναμικό $V_1 = -90mV$) συγκεντρώσεις των Na^+ και K^+ . Αυτή η διαδικασία εκτελείται από την «αντλία νατρίου-καλίου». Η αντλία αυτή θα δίνει σε κάθε m^2 μεμβράνης τουλάχιστο ισχύ:

$$P = I_0^{Na} \cdot 156mV + I_0^K \cdot 8mV$$

Η ενέργεια $W = P \cdot t$ παρέχεται από την αποθηκευμένη ενέργεια του οργάνισμου (μεταβολική ενέργεια).

Στην κατάσταση ηρεμίας η μεμβράνη του νευρώδους είναι περίπου 100 φορές πιο διαπερατή στα K^+ παρά στα Na^+ . Παρά τη σχέση αυτή των αντιστάσεων διαβάσεως οι παθητικές ροές (I_0) των Na^+ και των K^+ έχουν λόγο $\approx 3:2$ γιατί το δυναμικό ηρεμίας ($V_1 = -90mV$) είναι πολύ πλησιέστερα στο δυναμικό ισορροπίας ($V_1 = -98mV$) των K^+ παρά σ' εκείνο ($V_1 = +66mV$) των Na^+ . Πιστεύεται δηλ. ότι η «αντλία» μεταφέρει δύο K^+ μέσα, για κάθε τρία Na^+ που βγάζει έξω από το κύτταρο.

Ο ρόλος της αντλίας $Na-K$ ίσως γίνει πιο κατανοητός αν θεωρήσουμε ότι αρχικά τα δυναμικά είναι $156mV$ ($U_1 = U_2 = 0$) και οι συγκεντρώ-

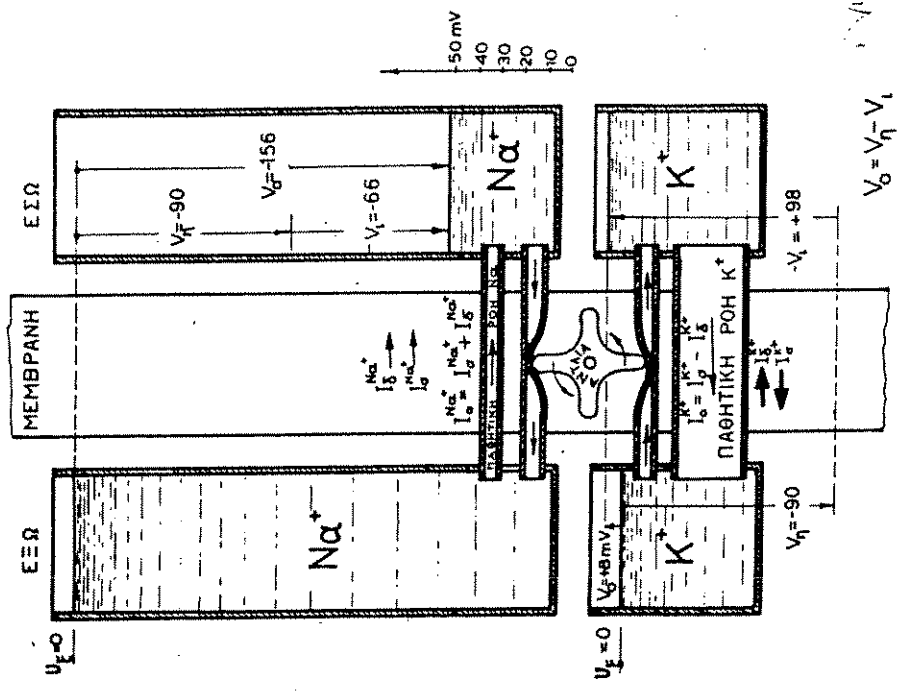
σεις των Na^+ , K^+ και Cl^- είναι επίσης ίσες και στις δύο πλευρές της μεμβράνης. Η αντλία σε μικρό χρόνο λειτουργίας θα μεταφέρει μερικά K^+ μέσα και 50% περισσότερα Na^+ , έξω. Αφού η διαβατότητα της μεμβράνης είναι μεγάλη για τα K^+ , περισσότερα K^+ θα διαχυθούν προς τα έξω παρά Na^+ προς τα μέσα. Έτσι το έξω θα γινόταν θετικότερο από το μέσα ακόμα και αν η αντλία μετέφερε ίσα πλήθη Na^+ και K^+ . Η θετικότητα του έξω ελαττώνεται έλκοντας Cl^- από τα μέσα προς τα έξω, αλλά δεν μηδενίζεται. Η ηλεκτρική ουδετερότητα του όλου προκαλεί μικρή περίσσεια αρνητικών ιόντων μέσα, ίση προς την περίσσεια των θετικών έξω.

Η άντληση των Na^+ και K^+ συνεχίζει να αυξάνει τις C_x των Na^+ και των Cl^- και την C_o των K^+ . Η ισορροπία (σταθεροποίηση των C_x και C_o) έρχεται όταν οι παθητικές ροές (I_o) γίνουν ίσες και αντίθετες προς τις ενεργητικές ροές της αντλίας. Τότε έχουμε $V = V_{\eta} = -90 \text{ mV}$.

Το Σχήμα 68 δείχνει σχηματικά τις διάφορες ροές των K^+ και Na^+ . Οι παθητικές ροές ρέουν, όπως το νερό, από υψηλότερη σε χαμηλότερη στάθμη. Έτσι οι παθητικές εντάσεις I_o (λόγω δυναμικού) ρέουν από υψηλότερο σε χαμηλότερο δυναμικό (από 0 προς -90 mV), ενώ οι παθητικές ροές I_o (λόγω συγκεντρώσεων) ρέουν από υψηλότερη προς χαμηλότερη συγκέντρωση. Οι I_o είναι ίσες με τις ροές που θα δημιουργούσε το ηλεκτρικό πεδίο αν το δυναμικό ήταν $-V_i$. Γι' αυτό στο Σχήμα 68 οι I_o έχουν αντικατασταθεί με ίσες ροές προκαλούμενες από τα αντίστοιχα ισοδύναμα δυναμικά $-V_i$.

Οι ενεργητικές ροές ρέουν από χαμηλότερη σε υψηλότερη στάθμη και όπως η ανοδική ροή του νερού, απαιτούν παροχή ενέργειας ίσης προς την αύξηση της δυναμικής ενέργειας. Αυτή την ενέργεια παρέχει ο μεταβολισμός, που περιστρέφει στο Σχ. 68 τη συμβολική αντλία $\text{Na}^+ - \text{K}^+$.

Τα διαφορετικά πλάτη των καναλιών ροής υποδηλώνουν τις διαφορετικές τιμές των αντίστοιχων αντιστάσεων διαβάσεως της μεμβράνης.

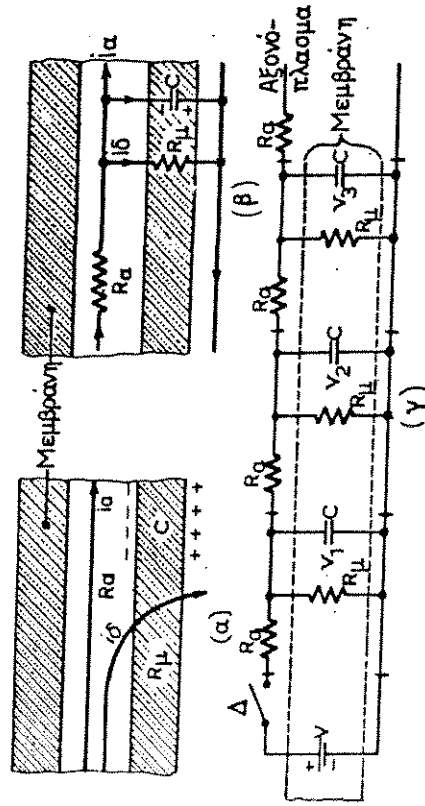


Σχ. 68. Σχηματική ανάλυση των παθητικών και ενεργητικών ροών K^+ και Na^+ διαμέσου της μεμβράνης. Οι παθητικές ροές ρέουν προς χαμηλότερη και οι ενεργητικές προς υψηλότερη στάθμη. Η κάθε ροή λόγω συγκεντρώσεων (I_o) ισούται με τη ροή που θα προκαλούσε το δυναμικό, αν ήταν ίσο προς $-V_i$. Έτσι στο Σχήμα η I_o δίνεται σαν ροή λόγω δυναμικού $-V_i$.

68 (1) 0
68 (2) 0
68 (3) 0

1.7. Απόκριση σε ασθενή σήματα.

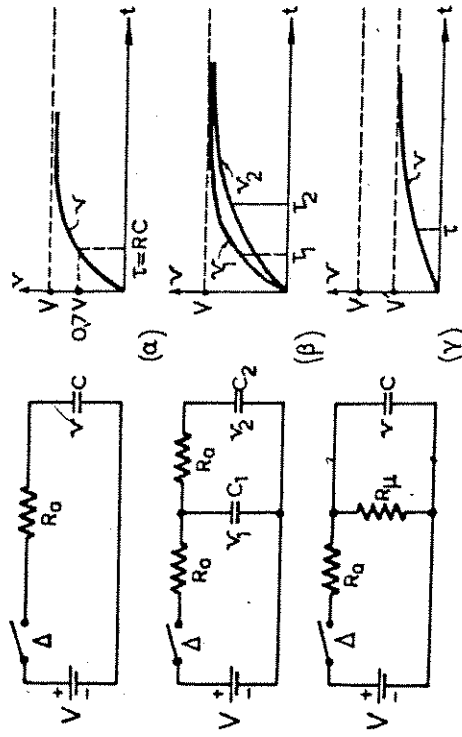
Εάν εφαρμοσθεί ένα ασθενές ηλεκτρικό σήμα σε μία θέση του νευράξονα και αυξησει τοπικά το δυναμικό του από -90mV σε μια τιμή (π.χ. -60mV), που βρίσκεται κάτω από κάποια κρίσιμη τιμή, δεν αλλάζουν οι ιδιότητες του νευράξονα. Τότε κάθε κομμάτι του νευράξονα (Σχ. 69α) μπορεί να θεωρηθεί ότι αποτελείται από μία κατά μήκος αντίσταση R_a (αξονόπλασμα), από μία εγκάρσια αντίσταση R_μ και μία εγκάρσια χωρητικότητα C της μεμβράνης (Σχ. 69β). Το εξωκυττάριο υγρό παρουσιάζει μικρή σχετική αντίσταση και μπορεί να θεωρηθεί σαν τέλειος αγωγός. Το Σχ. 69γ δείχνει τη σύνδεση μιας σειράς τριών διαδοχικών ομοίων στοιχείων-μοντέλων, προς ηλεκτρική πηγή (σήμα).



Σχ. 69. (α) Μικρό τμήμα νευράξονα (β) Ισοδύναμο του τμήματος κύκλωμα. (γ) Ισοδύναμο κύκλωμα για μακρό τμήμα νευράξονα και πηγή που δίνει το ερέθισμα.

Στον «Ηλεκτρισμό» (2.13) μελετήσαμε τη φόρτιση του πυκνωτή μετά το κλείσιμο του διακόπτη Δ σε κύκλωμα όπως αυτό του Σχ. 70α. Είδαμε ότι η χρονική μεταβολή της τάσης του πυκνωτή δίνεται από την $v = V(1 - e^{-t/\tau})$, όπου $\tau = R \cdot C$ είναι η σταθερά χρόνου του κυκλώματος και παριστάνεται από καμπύλη σαν αυτή του Σχήματος 70α. Προσθέτοντας και δεύτερο στοιχείο $R-C$ όπως στο Σχ. 70β, παίρνουμε για τις τάσεις v_1 και v_2 των δύο πυκνωτών τις αντίστοιχες καμπύλες. Αυτές δείχνουν ότι όσο μακρύτερα από το ερέθισμα βρίσκεται το εξεταζόμενο σημείο τόσο περισσότερο αργεί ν' ανέβει η τάση. Αν τώρα προσθέσουμε και την αντίσταση διαρροής R_μ (Σχ. 70γ) η τελική τάση του πυκνωτή μειώνεται τόσο περισσότερο όσο μικρότερη είναι η R_μ .

Αρα κλείνοντας το διακόπτη στο κύκλωμα εξομοιώσεως του νευράξονα (Σχ. 69γ) η τάση v των πυκνωτών ανεβαίνει τόσο αργότερα και είναι τόσο μικρότερη από το «ερέθισμα» V , όσο απομακρυνόμαστε από τη θέση του ερεθίσματος.

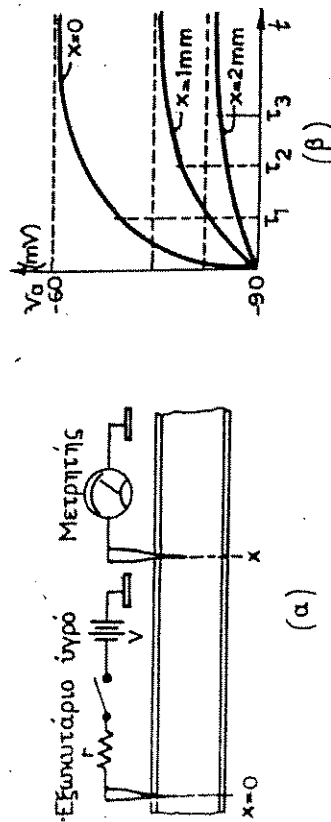


Σχ. 70. Κυκλώματα και χρονικές μεταβολές της τάσης των αρχικά αφορτιστών πυκνωτών.

(α) Απλό κύκλωμα RC . (β) Η τάση v_2 ανεβαίνει βραδύτερα από την v_1 , αλλά τελικά φθάνουν και οι δύο την τάση V της πηγής. (γ) Η προσθήκη αντίστασης διαρροής R_μ παράλληλα προς τον πυκνωτή C μειώνει την τελική τιμή της τάσης v του πυκνωτή.

Όμοια είναι η συμπεριφορά ενός αμύελου νευράξονα σε ασθενή ερέθισματα. Το Σχήμα 71α δείχνει μια διάταξη επιβολής σημάτων στη θέση $x = 0$ και μέτρησης της απόκρισης σε διάφορες αποστάσεις x (Σχ. 71β). Άρα το ασθενές σήμα σβύνει σε απόσταση λίγων mm.

Το μοντέλο (Σχ. 69γ) του νευράξονα εκτός από την παραπάνω ποιοτική ανάλυση, μας δίνει και ποσοτικά τη μεταβολή της τάσης v με την απόσταση x . Δηλ. $v = V \cdot e^{-x/\lambda}$, όπου λ είναι η «παράμετρος χώρου». Για $\lambda = 0.05$ cm (αμύελος άξονας) η τάση γίνεται $v = V \cdot e^{-1} = 0.37V$ σε απόσταση $x = \lambda = 0.05$ cm και $v = V \cdot e^{-2} = 0.135V$ σε $x = 0.1$ cm. Αυτή η εξάρτηση του v από την x συμφωνεί με το πείραμα.



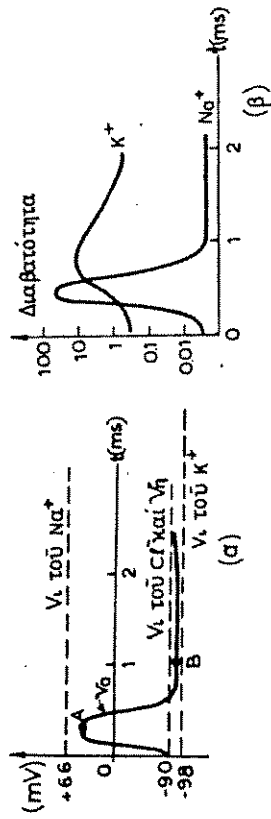
Σχ. 71. (α) Διάταξη για μεταβολή του δυναμικού του νευράξονα στη θέση $x = 0$ και παρατήρηση της χρονικής μεταβολής που προκαλεί στο δυναμικό άλλης θέσης x . (β) Δυναμικό ως προς το χρόνο στις θέσεις $x = 0$, $x = 1$ και $x = 2$ mm.

1.8. Το δυναμικό δράσης. (The action potential).

Στα παραπάνω ασθενή σήματα η μεταβολή του δυναμικού του νευράξονα ήταν ανάλογο προς το ύψος του ερεθίσματος. Εάν όμως το ερέθισμα (π.χ. αυτό που επιβάλλει η μπαταρία του Σχ. 71) ανεβάσει το δυναμικό μιας θέσης $x = 0$ του νευράξονα σε $V_a = -50$ mV τότε ο νευράξονας «διεγείρεται» ή «πυροδοτείται». Μετά κάποιο χρόνο, το

δυναμικό που μετράμε σε κάποια θέση $x \neq 0$ ανεβαίνει (Σχ. 72α) σε θετικές τιμές (σημείο A) και σε μερικούς άξονες φθάνει +50 mV. Στη συνέχεια το δυναμικό (στη θέση x) πέφτει σε τιμή κατώτερη και από το «δυναμικό ηρεμίας» V_h και σιγά-σιγά επανέρχεται στο $V_h = -90$ mV. Αυτός ο δυναμικός παλμός λέγεται «δυναμικό δράσης» (action potential).

Για τον ίδιο νευράξονα το σχήμα και το ύψος της κυματομορφής (Σχ. 72α) του δυναμικού δράσης είναι ανεξάρτητο και από το ύψος του αρχικού «ισχυρού» (πάνω από την κρίσιμη στάθμη πυροδότησης) ερεθίσματος και από την απόσταση x (εκτός πολύ κοντά στη $x = 0$). Άρα το δυναμικό δράσης ταξιδεύει κατά μήκος του νευράξονα και έχει ύψος σταθερό (όχι ανάλογο του ύψους του ερεθίσματος). Είναι δηλ. μία απόκριση τύπου: «όλο ή τίποτα», που μοιάζει με τη διαδικασία απόκριση ενός κοινού ηλεκτρικού διακόπτη στο ερέθισμα (πίεση) του χεριού μας. Ο διακόπτης ή κλείνει εντελώς ή μένει ανοικτός αντίστοιχα με το αν το μηχανικό μας ερέθισμα πέρασε ή δεν πέρασε την κρίσιμη στάθμη «πυροδότησης» ή «διέγερσης» του διακόπτη.



Σχ. 72. (α) Χρονική μεταβολή του δυναμικού δράσης σε ένα σημείο. (β) Αντίστοιχες χρονικές μεταβολές διαβατότητας σε Na^+ και K^+ .

1.9. Διάδοση παλμού στον αμύελο νευράξονα. Μοντέλο Hodgkin - Huxley.

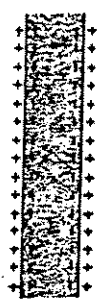
Το δυναμικό δράσης δημιουργείται από τις τεράστιες τοπικές αλλαγές στην διαβατότητα της μεμβράνης στα Na^+ και K^+ που

προκαλεί το αρχικό «ισχυρό» ερέθισμα (Σχ. 72β). Αρχικά αυξάνει η διαβατικότητα σε Na^+ πάνω από 1000! φορές. Έτσι εισβάλλουν στο κύτταρο Na^+ και αναστρέφουν τοπικά το δυναμικό του. Αυτό μετά 0.3 ms έχει αλλάξει από -90 mV σε $+50 \text{ mV}$ τείνοντας προς το δυναμικό ισορροπίας $V_1 = +66 \text{ mV}$ του Na^+ . Στο μεταξύ όμως έχει αρχίσει να αυξάνει και η διαβατικότητα σε K^+ . Αυτή ανεβαίνει λιγότερο (30 φορές) και βραδύτερα φθάνοντας στο μέγιστό της όταν η διαβατικότητα σε Na^+ έχει πέσει σχεδόν στην κανονική τιμή της (Σχ. 72β). Έτσι K^+ βγαίνουν έξω και το v_m πέφτει πάλι σε αρνητικές τιμές και μάλιστα χαμηλότερες από το $V_n = -90 \text{ mV}$, τείνοντας προς το $V_1 = -98 \text{ mV}$ των K^+ . Αυτός ο παλμός διάρκειας περίπου 1 ms παράγεται με δαπάνη δυναμικής ενέργειας που είχε αποθηκεύσει τοπικά η μεμβράνη-πυκνωτής και οφείλεται στην αλλαγή της διαβατικότητας σε Na^+ και K^+ , την οποία αλλαγή «προδότησε» το αρχικό «ισχυρό» ερέθισμα. Η σχετικά βραδυκίνητη αντλία $\text{Na}-\text{K}$ επαναφέρει την τοπική τάξη στις C_x και C_m των Na^+ και K^+ σε χρόνο περίπου 50ms μετά το πέρασμα του παλμού.

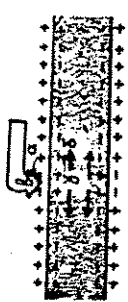
Το Σχ. 73α δείχνει ένα κομμάτι αμύελο νευράξονα σε ηρεμία με τις περιπτώσεις των θετικών και αρνητικών ιόντων να σχηματίζουν αντίστοιχα την εξωτερική και την εσωτερική στρώση φορτίου της μεμβράνης. Στο Σχ. 73β ένα «ισχυρό» τοπικό ερέθισμα (βέλος) προκαλέσει τη διέγερση δηλ. το «δυναμικό δράσης». Αυτό σημαίνει στιγμιαία αναστροφή πολικότητας λόγω εισροής των Na^+ . Η κίνηση του δυναμικού δράσης προς τις δύο φορές μπορεί να εξηγηθεί ως διεγερμένης θέσης και των γειτονικών θέσεων και η μεγάλη αγωγιμότητα του εξωκυττάριου υγρού προκαλεί κίνηση του Na^+ από την θέση α στην β. Το ίδιο προκαλεί και η διαβατικότητα της μεμβράνης από την θέση β στη γ. Στο μεταξύ ένα άλλο θετικό ιόν πήγε λόγω διαφοράς δυναμικού από την γ στη δ. Έτσι το δυναμικό στη δ πέρασε τη στάθμη πυροδότησης και το τελικό αποτέλεσμα είναι η διάδοση της «εκπόλωσης» ή του δυναμικού δράσης κατά μία θέση προς τα δεξιά. Τα ίδια συμβαίνουν και προς τα αριστερά. Στο Σχ. 73γ φαίνεται ένα μεταγενέστερο στιγμιότυπο ($t \approx 0.5 \text{ ms}$) όταν ο παλμός έχει διαδοθεί σε απόσταση x και προς τις δύο κατευθύνσεις. Στο στιγμιότυπο $t = 2 \text{ ms}$, του Σχ. 73δ το μέτωπο της εκπόλωσης έχει βγει πια εκτός Σχήματος. Το σταμάτημα της έντονης ροής Na^+ προς τα μέσα (επιαναφορά της διαβατικότητας σε Na^+ στην κανονική τιμή) και η

έντονη ροή K^+ προς τα έξω (προσωρινή αύξηση της διαβατικότητας σε K^+) έφεραν επαναπόλωση στην αρχική θέση. Το κύμα επαναπόλωσης της μεμβράνης προχωρώντας και προς τις δύο κατευθύνσεις έχει ήδη διαδοθεί σε απόσταση x'.

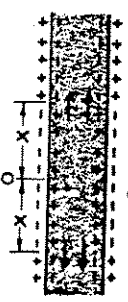
Άρα το σήμα κατά τη διάδοσή του μένει σταθερό, δεν εξασθενεί, γιατί ενισχύεται σε κάθε θέση με τη διεργασία: πυροδότηση-εκπόλωση-επιαναπόλωση, που δαπανά δυναμική ενέργεια αποθηκευμένη στη μεμβράνη (μετατροπή σε θερμότητα). Αυτή την ενέργεια επαναπαύεται κείνη η αντλία Na^+-K^+ κάθε θέσης βγάζοντας έξω τόσα Na^+ και βάζοντας μέσα τόσα K^+ όσα άλλαξαν πλευρά κατά το πέρασμα του παλμού. Την ενέργεια αυτή παρέχει στην αντλία ο μεταβολισμός.



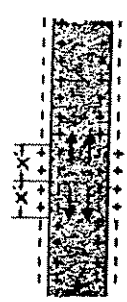
(α) Ηρεμία. Μεμβράνη νευράξονα πολωμένη. Χρόνος $t = 0$.
 $V_a = V_n = -90 \text{ mV}$ σε όλες τις θέσεις.



(β) Το ερέθισμα (βέλος). Τοπική πυροδότηση εκπόλωσης και πρόκληση δυναμικού δράσης. Χρόνος $t = 0,3 \text{ ms}$.



(γ) Η διάδοση της εκπόλωσης και του δυναμικού δράσης προς τις δύο κατευθύνσεις. Κύμα εισροής Na^+ . Χρόνος $t = 0,5 \text{ ms}$.



(δ) Η επαναπόλωση της μεμβράνης άρχισε και διαδίδεται. Χρόνος $t = 2 \text{ ms}$.

Σχ. 73. Διαδοχικά στιγμιότυπα δημιουργίας και διάδοσης του δυναμικού δράσης σ' ένα αμύελο νευράξονα.

1.10. Υδραυλικό μοντέλο διάδοσης παλμού.

Επινοήσαμε και παρουσιάζουμε το παρακάτω μοντέλο με την ελπίδα ότι θα διευκολύνουμε την κατανόηση των παραπάνω (τουλάχιστο από ενεργειακή άποψη).

Ένα φράγμα νερού έχει μια σειρά από κατακόρυφα συρόμενες σιδερένιες θύρες. Κάθε θύρα συνδέεται με τα χέρια δύο κουταλιών-μοχλών. Το ένα κουτάλι κατευθύνεται προς τη δεξιά και το άλλο προς την αριστερή γειτονική θύρα. Στο Σχ. 74 για απλούστευση σχεδιάστηκε μόνο η μια σειρά των κουταλιών και θα περιγραφεί η διάδοση του παλμού μόνο προς τα δεξιά. Ο αναγνώστης όμως θα φανταστεί τη διάδοση του παλμού και προς τα αριστερά διαμέσου μιας δεύτερης σειράς κουταλιών. Τα δεύτερα αυτά κουτάλια είναι συμμετρικά των πρώτων ως προς τα κατακόρυφα επίπεδα που περνούν από τον κοινό για κάθε ζευγάρι κουταλιών άξονα περιστροφής. Ο αναγνώστης θα δεχθεί και ότι, όταν μία θύρα ανοιγοκλείσει δεν μπορεί να ξανανοιξει για κάποιο χρόνο μεγαλύτερο από τον παλμό.

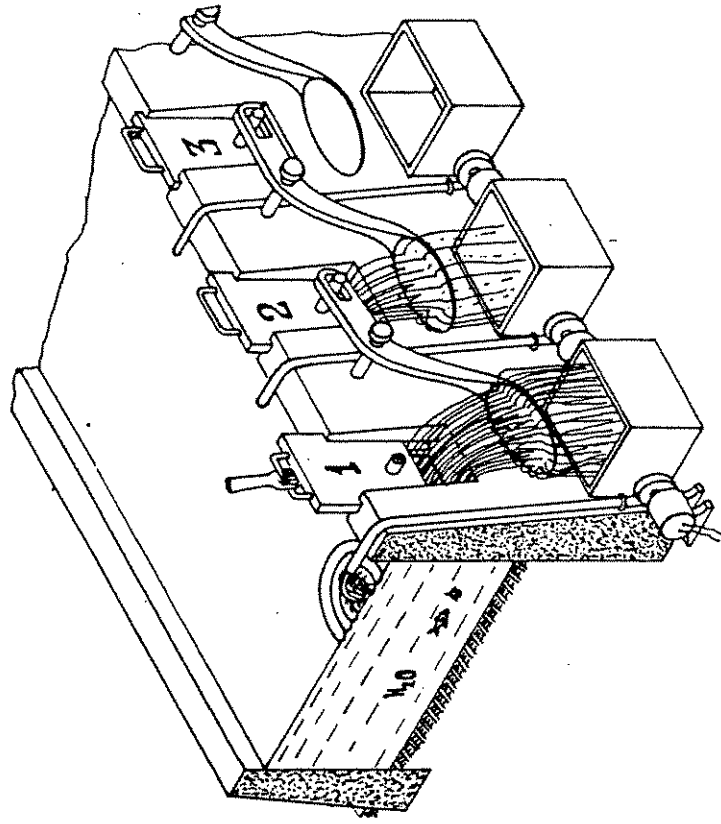
Ανασύρομε (ερεθίζομε) για λίγο την θύρα 1 και την αφήνομε, οπότε την ξανακλείνει το βάρος της. Ο παλμός του νερού που βγήκε πέφτει και προσκρούει στη κοιλότητα του κουταλιού που συνδέεται με τη θύρα 2. Έτσι το κουτάλι-μοχλός περιστρέφεται από τον πρώτο παλμό και ανασύρει κατά ίσο χρόνο την θύρα 2 που ελευθερώνει δεύτερο ίσο παλμό, πάλι με δαπάνη της δυναμικής (αποθηκευμένης) ενέργειας του νερού της δεξαμενής κ.ο.κ. Ο παλμός διαδίδεται αμείωτος από θύρα σε θύρα κατά μήκος του φράγματος. Το νερό που βγαίνει από την κάθε θύρα πέφτει σ' ένα δοχείο. Μία αντλία με δαπάνη ενέργειας (π.χ. ηλεκτρικής αν την κινεί ηλεκτροκινητήρας) ξαναανεβάζει σιγά-σιγά το νερό στην υψηλότερη στάθμη της δεξαμενής.

Είναι προφανείς οι αντιστοιχίες:

- (α) Φράγμα — μεμβράνη
- (β) Δυναμική ενέργεια νερού — δυναμική ενέργεια Na^+ και K^+ .
- (γ) Θύρες διάβασης νερού — πόροι διάβασης Na^+ και K^+ .
- (δ) Εξωτερική δύναμη ανέλκυσης, μεγαλύτερη από βάρος Β θύρας — εξωτερικό ερέθισμα μεγαλύτερο από κρίσιμη στάθμη «πυροδότησης» νευράξονα.
- (ε) Διάδοση «νεροπαλμού» κατά μήκος φράγματος — διάδοση «νευροπαλμού» (δυναμικού δράσης) κατά μήκος μεμβράνης.

(στ) Ενίσχυση του διαδιδόμενου νεροπαλμού σε κάθε θύρα του φράγματος με δαπάνη δυναμικής ενέργειας του αποθηκευμένου νερού — ενίσχυση του διαδιδόμενου δυναμικού δράσης σε κάθε θέση μεμβράνης με δαπάνη δυναμικής ενέργειας των αποθηκευμένων Na^+ και K^+ .

(ζ) Επαναφορά στην υψηλή στάθμη του νερού που γύθηκε με ενέργεια που προσφέρει η υδραντλία παίρνοντας την από την ΔΕΗ. — επαναφορά των Na^+ έξω και των K^+ μέσα με ενέργεια που προσφέρει η αντλία $\text{Na}^+ - \text{K}^+$ παίρνοντας την από τον μεταβολισμό.



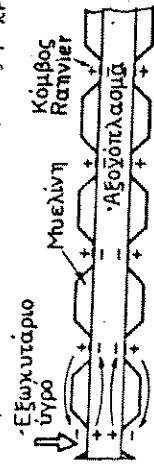
Σχ. 74. Υδραυλικό ανάλογο «νευροπαλμού». Παραγωγή και διάδοση «νεροπαλμού» κατά μήκος φράγματος. Το νερό επαναφέρεται ενεργητικά από την χαμηλή στην υψηλή στάθμη οι αντλίες.

1.11. Μυελωμένος νευράξονας.

1.11.1. Γενικά.

Ελάχιστα ιόντα περνούν το περίβλημα της μυελίνης σε σχέση με την έντονη διάβαση ιόντων στις περισφύξεις ή στους κόμβους Ranvier. Αυτοί απέχουν μεταξύ τους περίπου 1 mm και η μεμβράνη τους αποκρίνεται σε ερεθίσματα μεγαλύτερα από το κρίσιμο, όπως εκείνη του αμύελου νευράξονα. Δηλ. η μεμβράνη «διεγείρεται» (βέλος) και δημιουργεί δυναμικό δράσης. Αυτό στη συνέχεια προκαλεί ροή ρεύματος (Σχ. 75) από τον κόμβο μέσα στον άξονα και προς τον κόμβο έξω από τον άξονα. Λίγο από το ρεύμα αυτό διαρρέει διαμέσου της μυελίνης αλλά το περισσότερο φθάνει στον επόμενο κόμβο γιατί η απόσταση του 1mm μεταξύ των κόμβων είναι μικρή σε σχέση με τη «σταθερά χώρου» λ. Το ρεύμα αυτό ελαττώνοντας τα φορτία της μεμβράνης στον επόμενο κόμβο, ανεβάζει το δυναμικό της στην κρίσιμη τιμή «πυροδοτήσης» και προκαλεί δυναμικό δράσης. Έτσι το δυναμικό δράσης ταξιδεύει «πηδώντας» με μικρές απόψεις από κόμβο σε κόμβο. Επειδή η ενίσχυση (από κρίσιμο δυναμικό σε δυναμικό δράσης) και η αλληλένδετη διάβαση ιόντων συμβαίνει μόνον στους κόμβους, ο αμύελος νευράξονας χρειάζεται λιγότερη μεταβολική ενέργεια για την επαναφορά του δυναμικού ηρεμίας, σε σχέση με τον αμύελο νευράξονα.

Το μοντέλο μας του Σχ. 74 για τον αμύελο άξονα μπορεί να συμπληρωθεί, για ν' αντιστοιχεί στον εμβόλο. Ας υποθέσουμε ότι αυξάνεται η μεταξύ των θυρών απόσταση (ώστε ν' αντιστοιχεί στην απόσταση μεταξύ των κόμβων Ranvier) χωρίς όμως να μακρύνουν τα κούτλια. Το νερό βγαίνοντας από τη θύρα 1 πέφτει σ' ένα οριζόντιο αυλάκι και τρέχει με μικρές διαρροές (στεγανό αυλάκι) και μικρές τριβές (λείο αυλάκι) κατά μήκος του φράγματος μέχρι τη «χούφτα»



Σχ. 75. Διάδοση δυναμικού δράσης σε εμβόλο νευράξονα. Το δυναμικό δράσης σ' ένα κόμβο «σκανδαλίζει» τον επόμενο κόμβο και τον αναγκάζει να δημιουργήσει δυναμικό δράσης.

του γειτονικού κουταλιού. Πέφτοντας στη χούφτα αυτή ανοίγει διαμέσου του κουταλιού τη θύρα 2 κ.ο.κ. Έτσι ο νεροπαλμός «πηδώντας» ή τρέχοντας δια του αυλακιού από θύρα σε θύρα διαδίδεται με μικρότερες απόψεις μακρύτερα και ταχύτερα.

*1.11.2. Αντίσταση και χωρητικότητα στον μυελωμένο νευράξονα.

• Στους μυελωμένους άξονες το πάχος του τοιχώματος (μεμβράνη + μυελίνη = $\beta - \alpha = 2 \mu\text{m}$) είναι συγκρίσιμο (Σχ. 76) με την εσωτερική ακτίνα τους ($\alpha \approx 5 \mu\text{m}$). Αυτό πρέπει να ληφθεί υπόψη στους υπολογισμούς της αντίστασης και της χωρητικότητας του τοιχώματος.

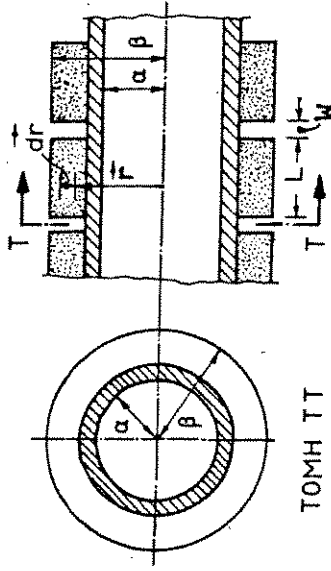
Έστω Q το φορτίο που είναι καταναμεμένο ομοιόμορφα στην εσωτερική επιφάνεια της μεμβράνης, ενός τμήματος μήκους L του νευράξονα. Τότε η πεδιακή ένταση E μέσα στη μεμβράνη βγαίνει από το νόμο της ροής:

$$\Psi = \int_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \frac{Q}{\epsilon \cdot \epsilon_0} \quad \text{ή} \quad \mathbf{E} \cdot (2\pi \cdot r \cdot L) = \frac{Q}{\epsilon \cdot \epsilon_0} \quad \text{ή} \quad E = \frac{1}{2\pi \epsilon_0 \epsilon} \frac{Q}{L} \cdot \frac{1}{r}$$

Όπου r είναι ακτίνα ($\alpha < r < \beta$).

Έστω q = Q/L το φορτίο ανά μονάδα μήκους νευράξονα. Τότε

$$E = \frac{q}{2\pi \epsilon_0 \epsilon \cdot r}$$



Σχ. 76. Εγκάρσια και επιμήκης τομή εμβόλου νευράξονα.

Το δυναμικό πρεμίας του νευράξονα είναι:

$$V_{\eta} = \int_{\alpha+\beta}^{\alpha} \vec{E} \cdot d\vec{r} = - \int_{\alpha+\beta}^{\alpha} E \cdot dr = \frac{q}{2\pi\epsilon_0\epsilon} \int_{\alpha+\beta}^{\alpha} \frac{dr}{r} = \frac{q}{2\pi\epsilon_0\epsilon} \cdot \ln \frac{\alpha+\beta}{\alpha}$$

Η πυκνότητα ροής του ρεύματος διαρροής (κάθετα στο τοίχωμα) είναι: $j = I/S$ και ο νόμος του OHM δίνει:

$$j = \frac{E}{\rho} \quad \text{Αρα } j = \frac{q}{2\pi \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot \rho \cdot r}$$

Το συνολικό ρεύμα που ρέει προς τα μέσα (το q είναι αρνητικό) από τμήμα μήκους L είναι

$$I = j \cdot 2\pi \cdot L = \frac{q \cdot L}{\epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot \rho}$$

Η εγκάρσια αντίσταση R_{μ} νευράξονα μήκους L είναι:

$$R_{\mu} = \frac{V_{\eta}}{I} \quad \text{ή} \quad R_{\mu} = \frac{(q/2\pi\epsilon_0\epsilon)}{q \cdot L/\epsilon_0\epsilon \cdot \rho} \ln(1+\beta/\alpha) \quad \text{ή} \quad R_{\mu}L = (\rho/2\pi) \cdot \ln(1+\beta/\alpha)$$

Μετρήθηκε πειραματικά: $R_{\mu} \cdot L = 2,90 \cdot 10^6 \Omega \cdot m$.

Επίσης ο Tasaki μέτρησε σε μυελωμένο νευράξονα βατράχου τα α και β και βρήκε ότι $\alpha/(\alpha+\beta) = 0,7$ μέχρι $0,8$. Δεχόμενοι τις παραπάνω τιμές βρίσκουμε από την τελευταία εξίσωση ότι η ειδική αντίσταση της μυελίνης είναι: $\rho = 5 \cdot 10^6 \Omega \cdot m$ μέχρι $8 \cdot 10^6 \Omega \cdot m$.

Η χωρητικότητα τμήματος μήκους L είναι:

$$C = \frac{Q}{V_{\eta}} \quad \text{ή} \quad C = \frac{q \cdot L}{(q/2\pi\epsilon_0\epsilon) \ln(1+\beta/\alpha)} \quad \text{ή} \quad C = \frac{2\pi\epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot L}{\ln(1+\beta/\alpha)} \quad \text{οπότε:}$$

$$C_m = \frac{C}{L} = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon}{\ln(1+\beta/\alpha)}$$

Δεχόμενοι τις πειραματικές τιμές: $C/L = 1,6 \cdot 10^{-9} \text{Fm}^{-1}$ και $(1+\beta/\alpha) = 1,2$ ως $1,3$ του Tasaki, βρίσκουμε ότι η διηλεκτρική σταθερά της μυελίνης είναι $\epsilon = 6,5$ ως 10 .

Πολλαπλασιάζοντας τις παραπάνω εξισώσεις που δίνουν το $R_{\mu} \cdot L$ και το C/L έχουμε:

$$(R_{\mu} \cdot L)(C/L) = \epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot \rho \quad \text{ή} \quad (\epsilon \cdot \rho) = \frac{(R_{\mu}L) \cdot (C/L)}{\epsilon_0}$$

Το $\epsilon \cdot \rho$ είναι ανεξάρτητο της γεωμετρίας και επειδή τα $(R_{\mu}L)$ και (C/L) είναι απευθείας μετρήσιμα με ακρίβεια, αξίζει να σημειωθεί ότι βρέθηκε $\epsilon \cdot \rho = 52 \cdot 10^6 \Omega \cdot m$.

Μετρήσεις στον κόμβο ή περίσφυξη Ranvier έδωσαν:

$$R_{\text{κόμβου}} = 41 \cdot 10^6 \Omega \quad \text{και} \quad C_{\text{κόμβου}} = 1,5 \cdot 10^{-12} \text{F}$$

Αν η μεμβράνη αποτελείται από λιπίδια και πόρους τότε η διηλεκτρική σταθερά ϵ καθορίζεται από τα λιπίδια, ενώ η ειδική της αντίσταση ρ καθορίζεται από τους πόρους. Φαίνεται λογικό να δεχθούμε ότι $\epsilon \approx 7$ για όλες τις περιπτώσεις οπότε από τις τιμές του $\epsilon \cdot \rho$ βρίσκουμε τις τιμές του ρ του παρακάτω Πίνακα 5.

Πίνακας 5. Τιμές της ρ για διάφορα υλικά τοιχώματος νευράξονα.

Υλικό τοιχώματος	Καθαρή διπλή στρώση λιπιδίων	Αμύελος νευρικός αξονας καλαμαριού	Μυελίνη	Κόμβος Ranvier
ρ σε $\Omega \cdot m$	$1,4 \cdot 10^{12}$	$14 \cdot 10^6$	$7,4 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^6$

Με τα παραπάνω στοιχεία μπορεί να υπολογισθούν και συγκριθούν οι αντιστάσεις σε ρεύμα διαρροής και της μεμβράνης του αμύελου νευράξονα και της μυελίνης. Από τη σχέση $R = \rho \cdot (L/S)$ βρίσκουμε ότι 1 m^2 αμύελος μεμβράνης παρουσιάζει αντίσταση $R_{\mu} = 14 \cdot 10^6 \cdot 6 \cdot 10^{-9} = 0,064 \Omega$ ενώ 1 m^2 μυελίνης έχει αντίσταση $R_{\mu} = 7,4 \cdot 10^6 \cdot 2 \cdot 10^{-6} = 15 \Omega$.

Άρα η προσθήκη της μυελίνης κάνει την αντίσταση 300 φορές μεγαλύτερη. Έτσι περιορίζεται το ρεύμα διαρροής και το σήμα μπορεί να φθάσει όχι μόνο στον επόμενο αλλά και στο μεθεπόμενο κόμβο Ranvier και να είναι ακόμα αρκετά υψηλό ώστε να σκανδαλι-

σει στον κόμβο το μηχανισμό δημιουργίας δυναμικού δράσης, δηλ. να ενισχυθεί μέχρι της αρχικής τιμής και μορφής του. Το σήμα λοιπόν εξασθενούμενο στο μυελωμένο τμήμα και ενισχυόμενο στον κόμβο είναι σαν να διαδίδεται «πηδώντας» από κόμβο σε κόμβο, γι' αυτό και η αγωγή αυτή λέγεται «αλματώδης» (saltatory conduction).

Ένα τοπικό αναισθητικό όπως η προκαΐνη εμποδίζει τις αλλαγές διαβατότητας της μεμβράνης. Δηλ. εμποδίζει την ενίσχυση στον κόμβο. Για να είναι αποτελεσματικό το αναισθητικό πρέπει να δράσει σε απόσταση αρκετών κόμβων (τουλάχιστον 1cm) ώστε το σήμα βγαίνοντας από το αναισθητοποιημένο τμήμα του νεύρου να είναι τόσο ασθενές που να μη μπορεί να πυροδοτήσει την αναγέννησή του.

1.11.3. Ταχύτητα διάδοσης παλμού στον μυελωμένο νευράξονα.

Η ταχύτητα διάδοσης v του δυναμικού δράσης από κόμβο σε κόμβο μπορεί να υπολογισθεί προσεγγιστικά. Αυτή θα ισούται με το ηχητικό της απόστασης $x = 1mm$ μεταξύ των κόμβων, δια του χρόνου t που χρειάστηκε το δυναμικό δράσης για να καλύψει την απόσταση αυτή. Ο χρόνος αυτός t είναι συγκρίσιμος με τη σταθερά χρόνου $\tau = R \cdot C$ (Σχ. 70). Όπου R είναι η αντίσταση από τον κόμβο μέχρι την απόσταση $x/2$ συνδέσεως του πυκνωτή C .

$$\text{Άρα } \tau = R \cdot C = \frac{\rho_a \cdot x}{2\pi r^2} \cdot 2\pi \cdot x \cdot C_m = \rho_a \cdot C_m \cdot \frac{x^2}{r} \text{ και } v \cong \frac{x}{\tau}$$

$$\eta \ v \cong \frac{r}{\rho_a \cdot C_m \cdot x}$$

Για $x = 1mm$ και για τις τιμές των ρ_a και C_m που δείχνει ο Πίνακας 1 έχουμε $v = 10r(ms^{-1})$, (μm) που δίνει την ταχύτητα v διάδοσης του σήματος σε ms^{-1} όταν είναι γνωστή η ακτίνα r του νευράξονα σε μm . Οι πειραματικές τιμές του v είναι πράγματι μεταξύ $12r$ και $17r$ (σε ms^{-1} όταν r είναι σε μm).

Η άνω σχέση δείχνει ότι ο παλμός ταξιδεύει αργά. Για $r = 5 \mu m$ έχουμε $v = 50ms^{-1}$. Έτσι το μήνυμα χρειάζεται $0,08 s$ για να πάει από το δάχτυλο του ποδιού, που π.χ. πάτησε καρφί, στον εγκέφαλο και να γυρίσει στους μύες που θα σηκώσουν το πόδι. Αυτός ο χρόνος είναι υπερβολικά μακρύς σε πολλές περιπτώσεις. Π.χ. η επαφή με καυτό αντικείμενο δεν θα προλάμβανε να μας προκαλέσει σοβαρό έγκαυμα αν ο χρόνος διαδό-

σεως των σημάτων κατά μήκος των νεύρων ήταν πολύ μικρότερος. Αυξάνοντας την ακτίνα r μεγαλώνει η ταχύτητα διάδοσης ($v = 10r$) αλλά αυξάνει και ο χώρος που καταλαμβάνει ο νευράξονας (ανάλογος του $\pi \cdot r^2$) και η απαιτούμενη μεταβολική ενέργεια επαναπόλωσης (ανάλογη του $2\pi r$). Επομένως η φύση έπρεπε να συμβιβαστεί. Οι αξόνες μεγάλου μήκους πρέπει να προσφέρουν μεγάλες ταχύτητες για να μειώσουν το χρόνο μεταβίβασης σπουδαίων πληροφοριών. Γι' αυτό έχουν συνήθως μεγαλύτερη ακτίνα. Έτσι περίπου 60% των αξόνων που πηγαίνουν στους μύες έχουν $r = 6 \div 10,5 \mu m$. Αντίθετα στον εγκέφαλο (νεύρα μικρού μήκους) τα 90% των αξόνων έχουν $r = 2\mu m$.

Επίσης η επιλογή της τιμής $x = 1mm$ για την απόσταση μεταξύ των κόμβων δεν είναι τυχαία. Από τη σχέση $v \cong r/(\rho_a \cdot C_m \cdot x)$, βγαίνει ότι αυξάνοντας την x ελαττώνεται η v , που είναι ανεπιθύμητο. Η αύξηση όμως της x μειώνει το πλήθος των κόμβων για το ίδιο μήκος άξονα, επομένως ελαττώνεται η απαιτούμενη μεταβολική ενέργεια, που είναι καλό. Πάλι λοιπόν απαιτείται συμβιβασμός. Η εξέλιξη των ειδών κατέληξε ότι η τιμή $x = 1 \div 2 mm$ βελτιστοποιεί λειτουργικά την κατάσταση (ικανοποιητική ταχύτητα με ανεκτή κατανάλωση ενέργειας).

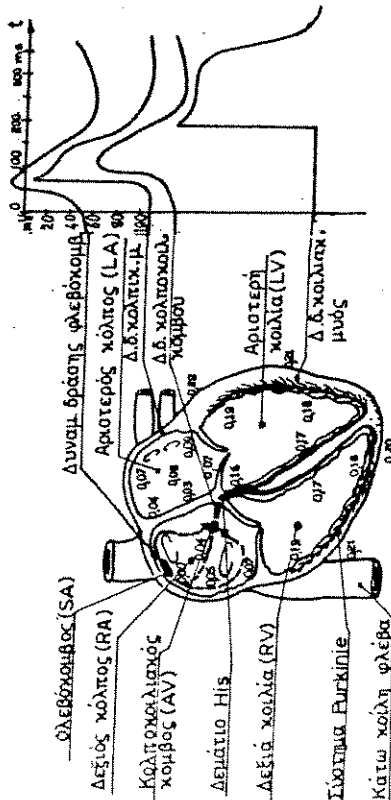


2.2. Παραγωγή και διάδοση του ρυθμικού παλμού.

Η καρδιά είναι διπλή αντλία με τέσσερις θαλάμους (Σχ. 79). Η μηχανική λειτουργία της που θα εκτεθεί παρακάτω, βασίζεται στην παραπάνω συστολή των δύο «συγκυτίων». Πρώτα συστέλλεται το πάνω, το κοιλιακό συγκύτιο, για να συμπληρωθεί η μεταφορά του αίματος διαμέσου των δύο βαλβίδων από τους δύο κόλπους στις δύο αντίστοιχες κοιλίες. Στη δεύτερη φάση συστέλλεται το κάτω, το κοιλιακό συγκύτιο, για να εκτοξευθεί το αίμα από τις κοιλίες στις δύο αντίστοιχες κυκλοφορίες, την πνευμονική και τη συστηματική. Αυτός ο διπλός παλμός επαναλαμβάνεται περίπου 72 φορές ανά λεπτό.

Που παράγεται και πώς μεταφέρεται στους μυς των δύο συγκυτίων η εντολή γι' αυτές τις δύο διαδοχικές συστολές;

Η καρδιά έχει ένα ειδικό κέντρο παραγωγής του περιοδικού παλμού (περιοδικού δυναμικού δράσης) που λέγεται «φλεβοκόμβος» (Sino-Atrial ή SA node) γιατί βρίσκεται κοντά στη θέση που εκβάλλει στο δεξιό κόλπο ή άνω κοίλη φλέβα.



Σχ. 79. Αριστερά: Τομή της καρδιάς με τους τέσσερις θαλάμους της. Φαίνεται το σύστημα παραγωγής (SA) και διάδοσης του παλμού εκπόλωσης των κυττάρων. Οι αριθμοί δίνουν σε δευτερόλεπτα το χρόνο άφιξης του παλμού σε κάθε θέση. Δεξιά: Κυματομορφές του δυναμικού δράσης σε διάφορες θέσεις. Η κλίμακα χρόνου (οριζόντια σε ms) είναι ενιαία για όλες τις κυματομορφές. Η κλίμακα δυναμικού (κατακόρυφη σε mV) αρχίζει από άλλο ύψος (άλλο σημείο για το μηδέν) σε κάθε κίματομορφή, ώστε να διαχωρισθούν οπτικά οι κυματομορφές.

Ο φλεβοκόμβος έχει διαστάσεις 1mm×3mm και τα κύτταρα των ινών του έχουν «δυναμικό ηρεμίας» μόνο -55 ως -60 mV (τα άλλα καρδιακά κύτταρα έχουν -85 ως -95 mV). Αυτό το καταχρηστικά ονομαζόμενο «δυναμικό ηρεμίας» (τα φλεβοκομικά κύτταρα δεν «ηρεμούν» ηλεκτρικά όσο ζούμε) είναι πολύ κοντά στη στάθμη (ουδός) «πυροδότησης» (περίπου -50 mV) του δυναμικού δράσης, λόγω υψηλής διαπερατότητας σε Na⁺ της μεμβράνης τους.

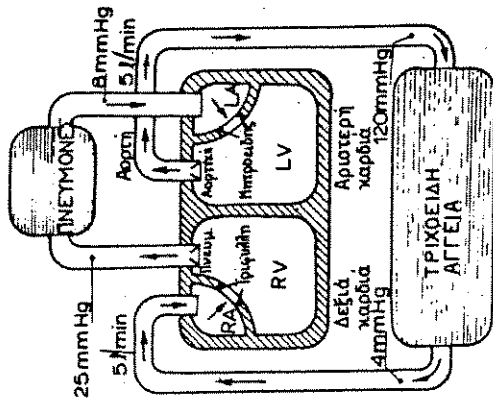
Κατά το τέλος ενός δυναμικού δράσης (Π.1.8 το δυναμικό δράσης, Σχ. 72), η διαπερατότητα της μεμβράνης σε K⁺ είναι αυξημένη. Βγαίνοντας τα K⁺ έξω από το κύτταρο το «υπερπολώνουν», δηλ. κατεβάζουν το δυναμικό του κάτω από τον ουδό (π.χ. σε -57 mV). Στη συνέχεια, η διαπερατότητα σε K⁺ μειώνεται στην κανονική τιμή της αλλά η μόνη αυξημένη διαπερατότητα σε Na⁺ επιτρέπει την εισροή Na⁺. Έτσι σε περίπου 0.6 s το δυναμικό του κυττάρου ανεβαίνει βαθμιαία πάνω από τον ουδό (σε περίπου -48 mV). Τότε πυροδοτείται αυτόματα το δεύτερο δυναμικό δράσης. Αυτό επαναλαμβάνεται ρυθμικά σε όλη τη ζωή μας (περίπου 72 φορές ανά λεπτό).

Το παραπάνω δυναμικό από τις ίνες του φλεβοκόμβου εξαπλώνεται στις μυϊκές ίνες των δύο κόλπων (Σχ. 79) με ταχύτητα περίπου 0,3 m/s. Δεομίδες νευρομυϊκών ινών μεταδίδουν με μεγαλύτερη ταχύτητα (~0,5 m/s) τον παλμό στον «κοιλιοκοιλιακό κόμβο» (Atrio Ventricular ή AV node). Εκεί φθάνει μετά περίπου 40ms από τη στιγμή της παραγωγής του στον φλεβοκόμβο. Από την είσοδό του στον κοιλιοκοιλιακό κόμβο μέχρι την έξοδο του προς το κοιλιοκοιλιακό «δεμάτιο του His», ο παλμός καθυστερεί ~ 110ms. Οι ίνες του Purkinje που σχηματίζουν αυτό το δεμάτιο αποτελούν μονωτικό ιστό από το κοιλιακό κοιλιακό συγκύτιο και με τα δύο σκέλη του τον εξαπλώνει στο μυοκάρδιο των κοιλιών με μεγάλη ταχύτητα (~ 1,5 ως 4,0 m/s). Έτσι όλες οι κοιλιακές ίνες συστέλλονται σχεδόν ταυτόχρονα αλλά με καθυστέρηση ~ 120ms ως προς τη συστολή των κοιλιακών ινών. Αυτή η καθυστέρηση δίνει το χρόνο για να συμπληρωθεί η ροή του αίματος από τους κόλπους στις κοιλίες όπως περιγράφεται στη συνέχεια.

2.3. Η καρδιά σαν διπλή αντλία.

Το Σχήμα 80 δείχνει σχηματικά την κυκλοφορία του αίματος μέσα κι έξω από την καρδιά.

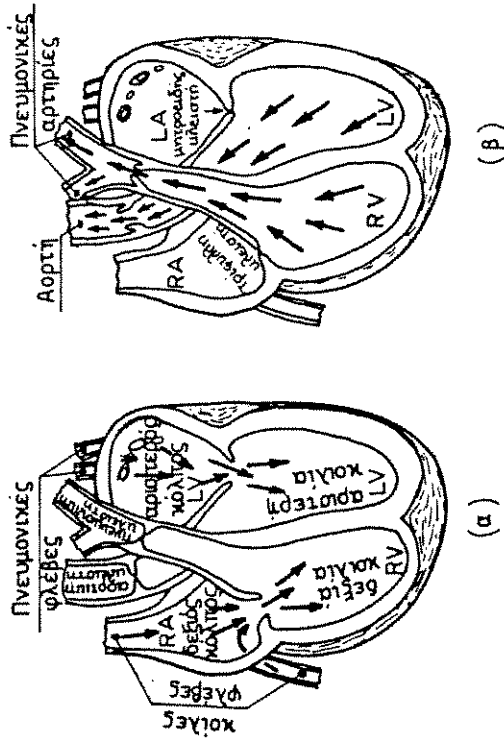
Το δεξιό μέρος της καρδιάς ή η «δεξιά καρδιά» είναι μια αντλία με δύο θαλάμους, το «δεξιό κόλπο» (Right Atrium ή RA) και τη «δεξιά κοιλία» (Right Ventricle ή RV). Ο κόλπος RA δέχεται το αποξυγονωμένο αίμα, που του φέρνουν οι «κοιλίες φλέβες». Διαμέσου της «τριφυλλλης» ή «τριγλώχινης» βαλβίδας το διοχετεύει στην κοιλία RV (Σχήματα 80 και 81α). Κατά το τελευταίο τρίτο της φάσης αυτής (πλήρωσης της RV) ο RA συστέλλεται, αυξάνοντας έτσι λίγο την πίεσή του και επιταχύνοντας την πλήρωση της RV. Στη συνέχεια, η κοιλία συστέλλεται και έτσι ανεβάζει μέσα της την πίεση του αίματος. Η πίεση αυτή, περίπου 25mm Hg, κλείνει την «τριφυλλη» και ανοίγει την «πνευμονική» βαλβίδα, για να φύγει το αίμα προς τους πνεύμονες (Σχήματα 80 και 81 β).



Σχ. 80. Σχηματικό διάγραμμα του κυκλοφοριακού συστήματος που δείχνει τους τέσσερις θαλάμους και τις τέσσερις βαλβίδες της καρδιάς καθώς και τις πιέσεις και τη ροή του αίματος.

Επιστρέφοντας το αίμα από τους πνεύμονες, όπου απαλλάχτηκε από το CO₂ και πήρε O₂, φθάνει στην «αριστερή καρδιά». Αυτή είναι μια δεύτερη αντλία. Αποτελείται πάλι από δύο θαλάμους: τον αριστερό κόλπο, (Left Atrium ή LA) και την αριστερή κοιλία, (Left Ventricle ή LV). Αυτοί οι δύο θάλαμοι (LA και LV) λειτουργούν συντονισμένα με τους αντίστοιχους δεξιούς (RA και RV). Δηλ. οι δύο κόλποι συστέλλονται σχεδόν ταυτόχρονα και οι δύο κοιλίες συστέλλονται πάλι ταυτόχρονα, αλλά με καθυστέρηση ως προς τους κόλπους.

Το οξυγονωμένο αίμα, που φέρνουν οι πνευμονικές φλέβες στον αριστερό κόλπο, περνά διαμέσου της «μητροειδούς» βαλβίδας στην αριστερή κοιλία (Σχ. 80 και 81α). Στη συνέχεια η αριστερή κοιλία συστέλλεται απότομα και έντονα, ανεβάζοντας έτσι την πίεση του αίματος της από περίπου 10 σε 120mm Hg. Η αύξηση αυτή της πίεσης αναγκάζει τη «μητροειδή» να κλείσει και την «αορτική» βαλβίδα ν' ανοίξει για να εκτοξευθεί το αίμα προς την αορτή και να διανεμηθεί στη μεγάλη ή συστηματική κυκλοφορία του σώματος (Σχήματα 80 και 81 β).



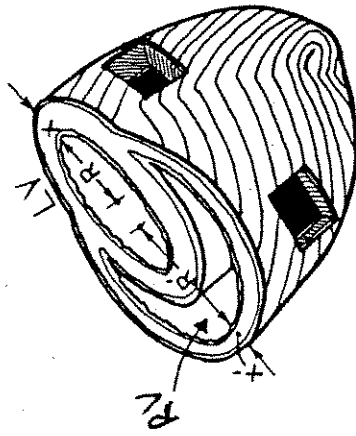
Σχ. 81. (α) Φάση πλήρωσης κοιλίων (ανοικτές βαλβίδες: η τριφυλλη και η μητροειδής). (β) Φάση εκτόξευσης αίματος από κοιλίες προς αορτή και προς πνευμονικές αρτηρίες (ανοικτές βαλβίδες ή αορτική και η πνευμονική).

Από τα παραπάνω φάνηκε ότι η αριστερή κοιλία (LV), λόγω της υψηλής πίεσως, παράγει και παρέχει στο αίμα μηχανική ισχύ: $P \cdot I$ (όπου $P \equiv$ διαφορά πίεσης $\approx 100 \text{ mm Hg}$ και $I \equiv$ παροχή $\approx 5 \text{ l/min}$). Αυτή είναι πολύ μεγαλύτερη από την ισχύ που προσφέρει η δεξιά κοιλία (RV).

Βρήκαμε στη Μηχανική (σελ. 107, Σχ. 96) τη σχέση $P = 2\alpha\sigma/R$ που συνδέει τη διαφορά πίεσης P (εσωτερική πλην εξωτερική πίεση) με τη μηχανική τάση σ και το πάχος x του τοιχώματος σφαιρικού δοχείου ακτίνας R . Άρα για δοσμένο υλικό, όπως είναι οι ίνες του καρδιακού μυός (δοσμένες: αντοχή και επιτρεπτή τιμή του σ) όσο υψηλότερη είναι η διαφορά πίεσης P , τόσο μεγαλύτερο πρέπει να είναι το πάχος x ή/και τόσο μικρότερη η ακτίνα R του τοιχώματος.

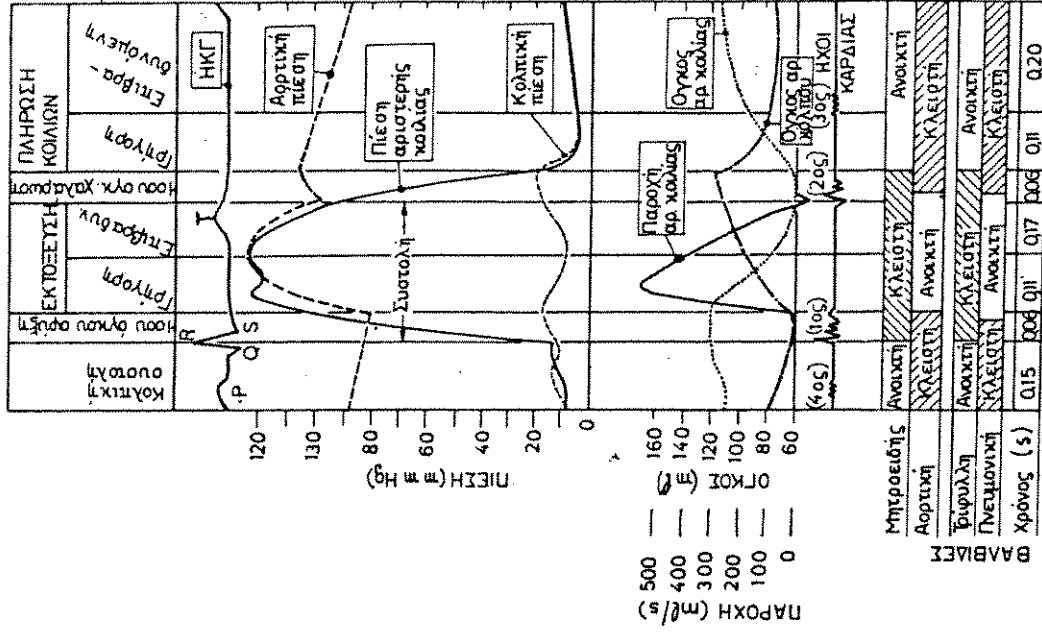
Έτσι εξηγείται γιατί η LV συγκρινόμενη με την RV, όπως φαίνεται στο Σχήμα 82, έχει: (α) παχύτερο τοίχωμα ($x > x'$) (β) περίπου σφαιρικό σχήμα και (γ) μικρότερη ακτίνα καμπυλότητας ($R < R'$).

Αν το μεσοκοιλιακό (μεταξύ κοιλιών) διάφραγμα (septum) ήταν επίπεδο, θα έπρεπε (για ν' αντέξει στη διαφορά πίεσης μεταξύ των δύο πλευρών του) να είναι κατασκευασμένο από ισχυρό και άκαμπτο υλικό (π.χ. οστόν). Αυτό βέβαια θα δυσκόλευε πολύ τις παραπάνω συστολές και διαστολές, δηλ. την λειτουργία της καρδιάς. Επίσης θα μεγάλωνε την ακτίνα R για τον ίδιο όγκο της ημισφαιρικής τότε LV, άρα θα χρειαζόταν μεγαλύτερο πάχος τοιχώματος x .



Σχ. 82. Σχήμα των κοιλιών και διάταξη των μυϊκών ινών τους σε καρδιά κομμένη εγκάρσια κάτω από τους κόλπους.

Το Σχ. 83 παρουσιάζει τη χρονική μεταβολή πολλών παραμέτρων της καρδιάς και θα εξετασθεί από αριστερά προς τα δεξιά.



Σχ. 83. Χρονοδιάγραμμα του καρδιακού κύκλου.

Μετά το κύμα P (ηλεκτρική εκπόλωση των κόλπων), οι κόλποι συστέλλονται (μειώνεται ο όγκος τους), αυξάνει η «κολπική πίεση» και συμπληρώνεται έτσι η πλήρωση των κοιλιών (αυξάνει ο όγκος τους). Οι «κολποκοιλιακές» ή ενδιάμεσες βαλβίδες (τρίφυλλη και μητροειδής) είναι ανοικτές ενώ οι «μηνοειδείς» βαλβίδες της προς τα έξω παροχής (πνευμονική και αορτική) είναι κλειστές.

Μετά το κύμα QRS (εκπόλωση των κοιλιών), συστέλλονται οι κοιλίες, γι' αυτό ανεβαίνει γρήγορα η πίεσή τους και αναγκάζει τις κολποκοιλιακές βαλβίδες να κλείσουν. Επειδή το αίμα είναι υγρό (ασυμπίεστο) ο όγκος των κοιλιών δεν αλλάζει όσο όλες οι βαλβίδες είναι κλειστές. Η αύξηση της πίεσης στις κοιλίες αναγκάζει τις μηνοειδείς βαλβίδες ν' ανοίξουν. Τότε εκτοξεύεται το αίμα προς τις δύο «κυκλοφορίες».

Στο μεταξύ οι κόλποι έχουν επαναποληθεί, αλλά το κύμα επαναπόλωσης τους καλυπτόμενο από το QRS δεν φαίνεται στο ΗΚΓ. Ο όγκος τους αυξάνει καθώς ξαναγεμίζουν.

Μετά το κύμα T (επαναπόλωση των κοιλιών) οι κοιλίες χαλαρώνουν και πέφτει η πίεσή τους. Έτσι κλείνουν οι μηνοειδείς βαλβίδες. Η πίεση των κοιλιών πέφτει με σταθερό τον όγκο τους, μέχρις ότου η διαφορά πίεσης κολπων-κοιλιών ανοίξει τις δύο κολποκοιλιακές βαλβίδες. Τότε αδειάζουν οι κόλποι στις κοιλίες με αντίστοιχες μεταβολές των όγκων κόλπων και κοιλιών.

2.4. Δυναμικό από δίπολο.

Για να κατανοήσουμε πως δημιουργούνται πάνω στο δέρμα τα δυναμικά που μετρά το ηλεκτροκαρδιογράφημα, θα θεωρήσουμε αρχικά ότι η καρδιά περιβάλλεται από διηλεκτρικό υλικό και ότι οι διαστάσεις της καρδιάς είναι μικρές σε σχέση με τις αποστάσεις της από τα σημεία μετρήσεως (ηλεκτρόδια) στο δέρμα.

Ένα απομονωμένο σημειακό ηλεκτρικό φορτίο q (Παράρτημα Β, Πεδία) δημιουργεί σε κάθε σημείο A , του περιόριστου διηλεκτρικού που το περιβάλλει, δυναμικό $U_1 = q/4\pi\epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot r$, όπου r είναι η απόσταση

του A από το q (Σχ. 84). Για ευκολία γραφής ονομάζουμε $K \equiv 1/4\pi\epsilon_0 \cdot \epsilon$, οπότε $U_1 = K \cdot q/r$.

Αν υπάρχει ίσο και αντίθετο σημειακό φορτίο $(-q)$ σε απόσταση x (μικρή σε σχέση με το r) από το q , τα δύο φορτία σχηματίζουν ένα «δίπολο» (I.1.9.2.).

Το δεύτερο αυτό φορτίο $(-q)$ προκαλεί στο A δυναμικό $U_2 = -K \cdot q/(r+\Delta r)$.

Άρα το δίπολο δημιουργεί στο A δυναμικό: $U = U_1 + U_2$ ή

$$U = K \cdot q \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r+\Delta r} \right) \quad \text{ή} \quad U = \frac{K \cdot q \cdot \Delta r}{r(r+\Delta r)}$$

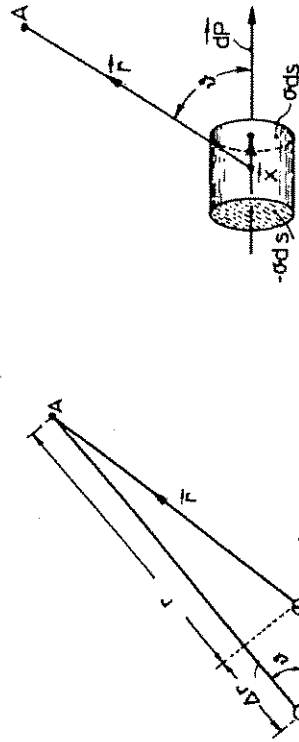
Η απόσταση x είναι πολύ μικρή (πάχος μεμβράνης κυττάρου) σε σχέση με την r (απόσταση καρδιάς δέρματος). Γι' αυτό μπορούμε να γράψουμε $\Delta r = x \cdot \text{συν}\theta$ και $r \approx r+\Delta r$, οπότε $U = K \cdot q \cdot x \cdot \text{συν}\theta / r^2$.

Η ροπή \vec{p} του δίπολου (I.1.92) ορίστηκε: $\vec{p} = q \cdot \vec{x}$, όπου το x είναι άνωμα από το $-q$ προς το $+q$ (Σχ. 84).

Επειδή $(\vec{p} \cdot \vec{r}) = p \cdot r \cdot \text{συν}\theta = q \cdot x \cdot r \cdot \text{συν}\theta$ το δυναμικό γράφεται:

$$U = K \frac{(\vec{p} \cdot \vec{r})}{r^3}$$

Τα δύο αντίθετα σημειακά φορτία του Σχ. 84 αντικαταστάθηκαν στο Σχ. 85 από δύο αντίθετα φορτία στρωμένα με πυκνότητα σ (σε Coulomb/m²) πάνω σε δύο στοιχειώδεις παράλληλες επιφάνειες dS . Αυτό



Σχ. 85. Δίπολο από διπλή στρώση φορτίων πυκνότητας σ .

Σχ. 84. Υπολογισμός δυναμικού από δίπολο.

συμβαίνει στις δύο επιφάνειες (έσω και έξω) ενός κομματιού κυτταρικής μεμβράνης επιφάνειας dS και πάχους x .

Το νέο αυτό στοιχειώδες δίπολο, που έχει ροπή $d\vec{p} = \vec{x} \cdot \sigma \cdot dS$ δημιουργεί στο A δυναμικό: $dU = K \cdot (d\vec{p} \cdot \vec{r})/r^3$ ή $dU = K \cdot \sigma \cdot dS \cdot \cos\theta/r^2$. Αλλά $dS \cdot \cos\theta/r^2 = d\Omega$ είναι η στερεά γωνία υπό την οποία το A «βλέπει» την dS . Άρα $dU = K \cdot \sigma \cdot x \cdot d\Omega$.

Από τα παραπάνω φαίνεται ότι το δυναμικό dU είναι θετικό όταν $\cos\theta > 0$. Δηλ. το dU του A έχει το ίδιο πρόσημο (θετικό ή αρνητικό) με το φορτίο που είναι πλησιέστερα στο A .

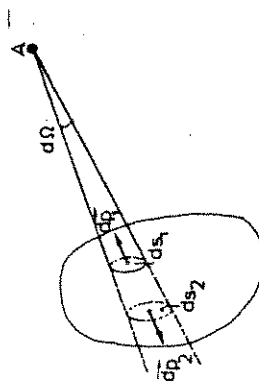
2.5. Δυναμικό από κλειστή διπλή στρώση ή από κύτταρο σε ηρεμία.

Στο Σχ. 86 φαίνεται ένα λεπτό κλειστό μονωτικό κέλυφος όπως η μεμβράνη που περιβάλλει το κύτταρο. Αυτό το κέλυφος ή η μεμβράνη φέρει διπλή στρώση φορτίων (θετικών έξω και αρνητικών μέσα), που έχουν καταμετρηθεί ομοιόμορφα με πυκνότητα σ .

Ένας στοιχειώδης κώνος στερεάς γωνίας $d\Omega$ διαπερνά το κέλυφος κόβοντας στην επιφάνεια του τους δίσκους dS_1 και dS_2 . Το δυναμικό dU_1 , που δημιουργούν στο A τα φορτία της dS_1 είναι θετικό γιατί τα θετικά φορτία είναι πιο κοντά στο A , ενώ το dU_2 που δημιουργούν στο A τα φορτία της dS_2 είναι αρνητικό. Επειδή $|dU_1| = |dU_2| = K \cdot \sigma \cdot x \cdot d\Omega$ έχουμε:

$dU = dU_1 + dU_2 = 0$. Το ίδιο ισχύει για κάθε άλλη γωνία $d\Omega$ που συναντά το κλειστό κέλυφος.

Άρα ένα κύτταρο σε ηρεμία (πολωμένο) δημιουργεί στο γύρω του χώρο δυναμικό μηδέν.



Σχ. 86. Διπλή ομοιόμορφη στρώση φορτίων σε κλειστό κέλυφος, προκαλεί έξω (στο A) δυναμικό μηδέν.

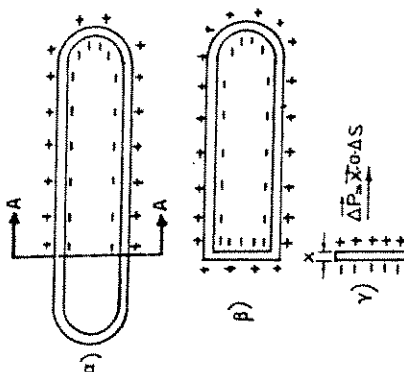
Στο εσωτερικό του κελύφους ή του πολωμένου κυττάρου το δυναμικό U_σ σε κάθε σημείο είναι το ίδιο και βρίσκεται ολοκληρώνοντας τη

$$dU = K \cdot \sigma \cdot x \cdot d\Omega. \text{ Δηλ. } U_\sigma = K \cdot \sigma \cdot x \int_0^{4\pi} d\Omega \text{ ή } U_\sigma = K \cdot \sigma \cdot x \cdot 4\pi$$

$$\text{ή } U_\sigma = \frac{\sigma \cdot x}{\epsilon_0 \cdot \epsilon}$$

2.6. Δυναμικό από εκπολωμένο κύτταρο.

Είδαμε ότι τα κύτταρα του καρδιακού μυός έχουν σχήμα κυλινδρικό και συνδέονται μεταξύ τους με τους αγωγικούς ενδιάμεσους δίσκους. Έστω ότι το κύμα της εκπόλωσης μπήκε από το αριστερό άκρο στο κύτταρο του Σχήματος 87α και αυτή τη στιγμή έχει φθάσει στη θέση AA . Η εκπόλωση προχωρώντας αφήνει πίσω της εκφορτισμένο κάθε σημείο της κυτταρικής μεμβράνης για σχετικά μακρύ χρόνο, όπως δείχνουν οι κυματομορφές κολπικού και κοιλιακού κυττάρου στα Σχήματα 79 και 88. Στο χρόνο αυτό το κύμα της εκπόλωσης διατρέχει ολόκληρο το συγκύτιο των κόλπων ή των κοιλιών αντίστοιχα.

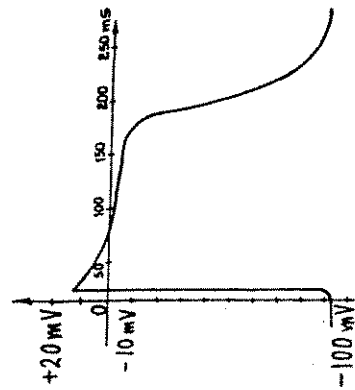


Σχ. 87 (α) Σχηματική παράσταση κυττάρου του καρδιακού μυός. Το κύμα εκπόλωσης μπήκε από το αριστερό άκρο του και έχει φθάσει στη θέση AA . Η κατανομή των ηλεκτρικών φορτίων στο (α) είναι ακριβώς η ίδια μ' εκείνη που θα προκύψει αν ο δίσκος του (γ) προστεθεί στο αριστερό άκρο του (β). Τότε τα φορτία του δίσκου (γ) (θα αλληλεξουδετερωθούν με τα φορτία του δίσκου που αποτελεί το αριστερό τμήμα του (β)).

Η κατανομή των φορτίων του κυττάρου στο (α) του Σχ. 87 είναι ίδια (ταυτή) με την κατανομή που θα προκύψει αν προστεθούν οι ομοιομορφες κατανομές (β) και (γ). Το (γ) είναι δίσκος με διάμετρο ίση και διπλή στρώση αντίθετη προς εκείνες του αριστερού άκρου του (β). Άρα το δυναμικό που παράγει η πραγματική κατανομή (α) σ' ένα σημείο A του δέρματος, είναι ίσο με το δυναμικό που προκαλούν οι φανταστικές κατανομές (β) και (γ) μαζί. Δηλ. όταν η (γ) προστεθεί στο αριστερό άκρο της (β) εξουδετερώνεται τα αντίστοιχα φορτία και έτσι προκύπτει η κατανομή (α).

Επειδή όμως η (β) είναι ομοιομορφη και κλειστή διπλή στρώση, προκαλεί έξω από το κέλυφος δυναμικό μηδέν. Άρα σε κάθε σημείο του δέρματος το δυναμικό που προκαλεί η (α) είναι ίδιο μ' εκείνο που θα προκαλούσε μόνη η διπλή στρώση του δίσκου της (γ) αν ήταν στη θέση AA του κυττάρου. Αυτός ο δίσκος έχοντας επιφάνεια ΔS, πυκνότητα φορτίου σ και πάχος x δίνει ροπή διπόλου $\overline{\Delta p} = x \cdot \sigma \cdot \Delta S$. Το x είναι άνωμα κάθετο στο δίσκο με κατεύθυνση από τα αρνητικά προς τα θετικά φορτία. Δηλ. το $\overline{\Delta p}$ έχει την ίδια κατεύθυνση με τη διάδοση της εκπόλωσης.

Τελικά συμπεραίνουμε ότι ένα πλήρως κολωμένο ή πλήρως εκπολωμένο κύτταρο έχει μηδενική ροπή διπόλου. Ένα κύτταρο που εκπολώνεται έχει ροπή διπόλου $\overline{\Delta p}$ με κατεύθυνση ίδια μ' εκείνη του κύματος εκπόλωσης.

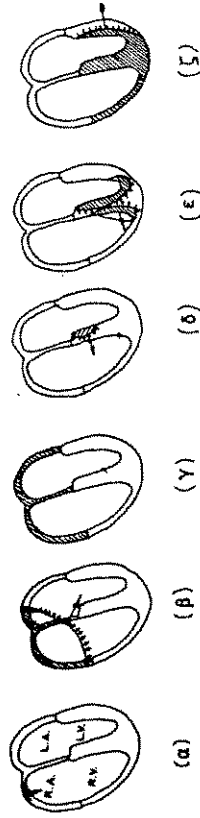


Σχ. 88. Εκπόλωση (δυναμικό ~ μηδέν) και επαναπόλωση (δυναμικό ηρεμίας -85 ως -90mV) κάθε σημείου της μεμβράνης ενός κυτταρικού κυττάρου του μυοκαρδίου.

2.7. Το άνωμα ροπής του ισοδύναμου διπόλου της καρδιάς.

Σε κάθε παλμό της καρδιάς η εκπόλωση των κυττάρων της αρχίζει από τον φλεβοκόμβο και εξαπλώνεται πρώτα στους δύο κόλπους. Όταν φθάσει στον φλεβοκοιλιακό κόμβο καθυστερεί λίγο και μετά επεκτείνεται γρήγορα στα κύτταρα των δύο κοιλιών.

Με την προσέγγιση των παραπάνω παραδοχών, αυτή η διαδικασία μπορεί να εκφρασθεί ηλεκτρικά από ένα συνιστάμενο άνωμα \vec{p} , ολικής ροπής διπόλου της καρδιάς, που θα είναι το ανυσματικό άθροισμα όλων των συνιστωσών ροπών διπόλου $\overline{\Delta p}$ των κυττάρων. Αυτό δείχνει το Σχήμα 89 για έξη διαδοχικά στιγμιότυπα της εκπόλωσης. Σε κάθε στιγμιότυπο το εκπολωμένο τμήμα του μυοκαρδίου έχει σκιασθεί. Στο στιγμιότυπο (δ), λόγω της καθυστέρησης του σήματος στον κολποκοιλιακό κόμβο, οι κόλποι πρόλαβαν να επαναπολωθούν πριν εξαπλωθεί πολύ ο παλμός στις κοιλίες. Τα μικρά βέλη δείχνουν τις συνιστώσες $\overline{\Delta p}$ των κυττάρων και το μεγάλο βέλος δείχνει τη στιγμιαία συνιστώμενη ολική ροπή διπόλου ($\vec{p} = \Sigma \overline{\Delta p}$) της καρδιάς. Για να συνθέσουμε τα πολλά $\overline{\Delta p}$ σ' ένα \vec{p} δεχθήκαμε ότι οι διαστάσεις της καρδιάς είναι μικρές σε σχέση με τις αποστάσεις της (r) από τα σημεία μετρήσεως δυναμικού.

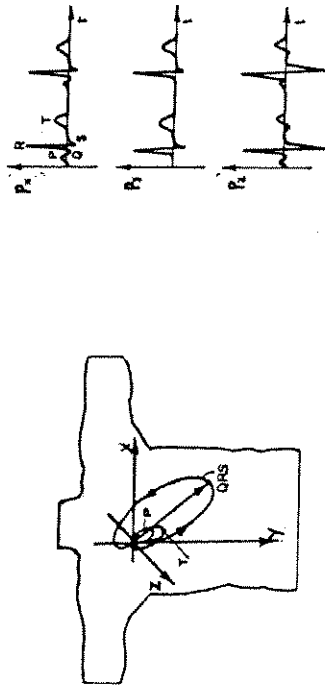


Σχ. 89. Έξη διαδοχικά στιγμιότυπα της εκπόλωσης του μυοκαρδίου. Σε κάθε στιγμιότυπο τα μικρά βέλη συμβολίζουν τις ροπές διπόλου $\overline{\Delta p}$, που εμφανίζουν τα κύτταρα, ενώ το μεγάλο βέλος δείχνει τη συνισταμένη τους ($\vec{p} = \Sigma \overline{\Delta p}$) ολική ροπή διπόλου της καρδιάς. (α) Η εκπόλωση αρχίζει από το φλεβοκόμβο, (β) Οι κόλποι σχεδόν εκπολώθηκαν. (γ) Οι κόλποι εκπολώθηκαν πλήρως. Η ροπή διπόλου είναι και μένει μηδενική όσο περνά το δυναμικό δράσης δια του κολποκοιλιακού κόμβου. (δ) Αρχίζει η εκπόλωση της αριστερής κοιλίας και οι κόλποι επαναπολώνονται. (ε) και (z) Συνεχίζεται η εκπόλωση του κοιλίων.

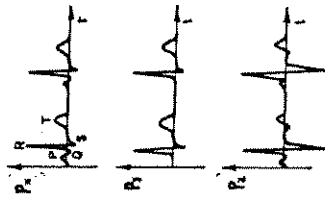
Το Σχ. 90 δείχνει τους τρεις διαδοχικούς βρόχους P,QRS και T που γράφει η αιχμή του ανύσματος \vec{p} κατά τον καρδιακό κύκλο.

Το \vec{p} ορίζεται στο χώρο σε κάθε στιγμή, αν είναι γνωστές οι συνιστώσες του p_x, p_y, p_z κατά τους άξονες X,Y,Z. Η χρονική μεταβολή αυτών των συνιστωσών φαίνεται στο Σχ. 91.

Κατά την εκπόλωση των κόλπων (στιγμιότυπα α, β και γ στο Σχ. 89) το \vec{p} γράφει το μικρό βρόχο P, που είναι σχεδόν οριζόντιος ($p_y = 0$ στο Σχ. 91). Η εκπόλωση των κοιλιών δίνει το μεγάλο βρόχο QRS. Κατά την επανπόλωση των κυττάρων των κοιλιών, σκεπτόμενοι όπως στην εκπόλωση (Σχ. 87), βρίσκουμε ότι το \vec{p} θα έχει φορά αντίθετη από τη φορά κίνησης του κύματος επανπόλωσης. Το συνιστάμενο άνωσμα ροής διπόλου \vec{p} της επανπόλωσης των κοιλιών, γράφει το βρόχο T. Η επανπόλωση των κόλπων δίνει μικρό άνωσμα που καλύπτεται από το μεγάλο άνωσμα της εκπόλωσης των κοιλιών, που έχει ήδη αρχίσει.



Σχ. 90. Γεωμετρικός τόπος της αιχμής του ανύσματος \vec{p} της ολικής ροής διπόλου της καρδιάς.



Σχ. 91. Οι τρεις συνιστώσες p_x, p_y, p_z του \vec{p} κατά τους άξονες X, Y, Z του Σχ. 90, συναρτήσει του χρόνου t.

2.8. Η διαφορά δυναμικού δύο σημείων του δέρματος.

Γιατί το μοντέλο του διηλεκτρικού μέσου μέσου λειτουργεί και τι θα βρούμε αν πλησιάσουμε περισσότερο την πραγματικότητα, θεωρώντας ότι η καρδιά περιβάλλεται από αγωγίμο υλικό ειδικής αντίστασης ρ ; Στο αγωγίμο μέσον τα φορτία κινούνται και προκαλούν ρεύμα. Το δίπολο τώρα, αντί των δύο στατικών φορτίων $+q$ και $-q$, αποτελείται από δύο πηγές εντάσεως $+i$ και $-i$.

Εφαρμόζοντας το νόμο του Gauss για ένα μοναχικό φορτίο q:

$$\int_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \frac{q}{\epsilon_0 \cdot \epsilon} \quad \text{βρήκαμε:} \quad \mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 \cdot \epsilon} \cdot \frac{q}{r^2}, \text{ στο διηλεκτρικό μέσο}$$

σταθεράς ϵ .

Όμοια, θεωρώντας μια μοναχική σημειακή πηγή έντασης i που περιβάλλεται από σφαίρα ακτίνας r , βρίσκουμε από την $\int_S \mathbf{j} \cdot d\mathbf{S} = i$ ότι η πυκνότητα ροής είναι:

$$\mathbf{j} = \frac{i}{4\pi r^2}$$

Επειδή όμως ο γενικός νόμος του Ohm δίνει $\mathbf{E} = \mathbf{j} \cdot \rho$ έχουμε:

$$\mathbf{E} = \frac{\rho}{4\pi} \cdot \frac{i}{r^2}$$

Παρατηρούμε ότι τη θέση του q πήρε το i , τη θέση του $1/4\pi\epsilon_0 \equiv K$ πήρε το $\rho/4\pi$ και η κατανομή της \mathbf{E} του αγωγίμου μέσου είναι της ίδιας μορφής (αντίστροφα ανάλογη προς r^2) με εκείνη του μονωτικού μέσου.

Επαναλαμβάνοντας το σκεπτικό του 2.4, βρίσκουμε ότι δίπολο σημειακών πηγών $+i$ και $-i$ που απέχουν απόσταση \vec{x} (άνυσμα από τα $-i$ στο $+i$) δημιουργεί σε κάθε θέση A που ορίζεται από την αιχμή του \vec{r} (το \vec{r} αρχίζει πάλι από το δίπολο) δυναμικό:

$$U = \frac{\rho}{4\pi} \cdot \frac{(\vec{p} \cdot \vec{r})}{r^3}$$

Συγκρίνοντας την $U = \frac{\rho}{4\pi} \cdot \frac{(\vec{p} \cdot \vec{r})}{r^3}$ με την $U = K \frac{(\vec{p} \cdot \vec{r})}{r^3}$ βλέπουμε ότι:

είτε μονωτικό είτε αγωγίμο είναι το ομοιογενές μέσον που περιβάλλει ένα δίπολο, η κατανομή του δυναμικού έχει την ίδια μορφή. Επομένως μπορούμε να συνεχίσουμε με το πρώτο μοντέλο (του διηλεκτρικού μέσου).

Εστω λοιπόν ότι η καρδιά βρίσκεται στο Ο (Σχ. 92) και έχει ροπή διπόλου \vec{p} . Τα σημεία 1 και 2 ορίζονται από τα άκρα των ανυσμάτων \vec{r}_1 και \vec{r}_2 όπου $r_1 \cong r_2 = r$. Η διαφορά δυναμικού τους σύμφωνα με τη σχέση: $U = K(\vec{p} \cdot \vec{r})/r^3$ είναι: $v_{12} = U_1 - U_2 = K(\vec{p} \cdot \vec{r}_1)/r^3 - K(\vec{p} \cdot \vec{r}_2)/r^3$

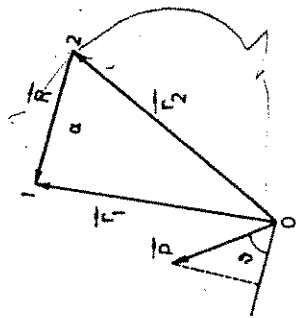
$$\text{ή } v_{12} = K \cdot \vec{p} \cdot (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)/r^3$$

$$\text{Επειδή: } \vec{r}_1 - \vec{r}_2 = \vec{R} \text{ γίνεται: } v_{12} = K(\vec{p} \cdot \vec{R})/r^3$$

Αν φέρουμε από το Ο ευθεία παράλληλη προς το \vec{R} σχηματίζεται η γωνία θ και η τελευταία σχέση γράφεται:

$$v_{12} = K \cdot R \cdot p \cdot \cos\theta/r^3$$

Αρα η στιγμιαία διαφορά δυναμικού v_{12} , που μετράμε μεταξύ των σημείων 1 και 2 του δέρματος, είναι ανάλογη της προβολής ($p \cdot \cos\theta$) του στιγμιαίου \vec{p} πάνω στην ευθεία που ενώνει το 1 με το 2. Ακριβέστερα (αλλά λιγότερο απλά), η v_{12} είναι ανάλογη του αλγεβρικού αθροίσματος των προβολών των πολλών κυτταρικών Δp πάνω στο \vec{R} . Επίσης η v_{12} είναι ανάλογη του μήκους R και αντίστροφα ανάλογη του r^3 .



Σχ. 92. Υπολογισμός της διαφοράς δυναμικού v_{ab} , που προκαλεί μεταξύ των Α και Β το δίπολο ροής \vec{p} .

2.9. Οι «απαγωγές» του Η.Κ.Γ.

Θεωρητικά τρεις μόνο μετρήσιμες διαφορών δυναμικού αρκούν για να ορισθούν από την $v_{12} = K \cdot R \cdot p \cdot \cos\theta/r^3$ τρεις προβολές: ($p \cdot \cos\theta$) της \vec{p} (π.χ. οι p_x, p_y, p_z) και επομένως να ορισθεί η \vec{p} .

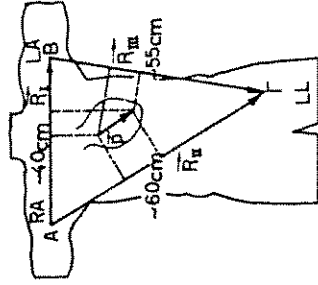
Το τυπικό ηλεκτροκαρδιογράφημα όμως, καταγράφει 12 διαφορές

δυναμικού ή τάσεις, χρησιμοποιώντας εννέα ηλεκτρόδια. Υπάρχουν πολλοί λόγοι γι' αυτό. Το σώμα δεν έχει κατασκευασθεί από ομοιογενές υλικό (μονωτικό ή αγωγικό) όπως δεχτήκαμε. Οι αποστάσεις των ηλεκτροδίων από την καρδιά δεν είναι τόσο μεγάλες σε σχέση με τις διαστάσεις της καρδιάς ώστε να είναι ακριβής η παραδοχή μας ότι η καρδιά είναι σημείο που ισαπέχει από τα δύο ηλεκτρόδια. Το δυναμικό U που προκαλεί ένα δίπολο σ' ένα σημείο του δέρματος είναι αντίστροφα ανάλογο προς το τετράγωνο της απόστασης του σημείου από το δίπολο. Έτσι το U επηρεάζεται πολύ από τα κύτταρα της καρδιάς που είναι πιο κοντά στο σημείο αυτό.

Τα ηλεκτρόδια έχουν αρκετή επιφάνεια και αλείφονται με αγωγίμη κρέμα ώστε να μειωθεί η αντίσταση διαβάσεως από το ηλεκτρόδιο στο σώμα και να μείνει σταθερή κατά τη λήψη του ΗΚΓ, ακόμα και αν κινηθεί λίγο ο ασθενής.

Τα πρώτα τρία ηλεκτρόδια προσαρμόζονται στους δύο καρπούς και στην αριστερή κνήμη.

Η «αντίσταση εισόδου» του ηλεκτροκαρδιογράφου είναι τεράστια. Δηλ. το όργανο αυτό «αισθάνεται», παίρνει και ενισχύει την τάση (διαφορά δυναμικού μεταξύ δύο σημείων του δέρματος) τραβώντας ελάχιστη (σχεδόν μηδενική) ένταση ρεύματος. Έτσι το ρεύμα και επομένως η πτώση δυναμικού (νόμος Ohm) κατά μήκος των άκρων μελών είναι ασήμαντα. Μπορούμε δηλ. να θεωρήσουμε ότι τα άκρα (τα δύο χέρια και το αριστερό πόδι) αποτελούν αγωγίμες επεκτάσεις των αντίστοιχων καλωδίων και ότι μετράμε το δυναμικό στα σημεία Α, Β και Γ (Σχ. 93), όπου τα άκρα μέλη ενώνονται με τον κορμό. Απόδειξη



Σχ. 93. Μετρώντας τα δυναμικά στους καρπούς και στην αριστερή κνήμη είναι σαν να τα μετράμε στα σημεία Α, Β και Γ.

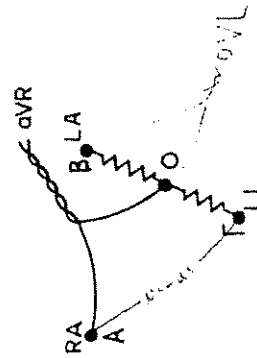
της ορθότητας της παραδοχής αυτής, αποτελεί το γεγονός ότι όταν μετράμε την τάση μεταξύ των δύο καρπών το καταγραφόμενο σήμα δεν αλλάζει μέγεθος, αν ο ασθενής κινηθεί τα χέρια του. Δηλ. το \vec{R} (Σχ. 92) και η προβολή του \vec{p} πάνω στο \vec{R} μένουν αμετάβλητα.

Στο Σχήμα 93 φαίνονται τα σημεία A, B και Γ και οι αποστάσεις τους για μέσο ενήλικα. Τα σημεία A, B και Γ συμβολίζονται και RA (Right Arm), LA (Left Arm) και LL (Left Leg). Οι τρεις τάσεις μεταξύ των κορυφών του τριγώνου λέγονται «απαγωγές», συμβολίζονται I, II και III και είναι: $I = U_B - U_A$, $II = U_C - U_A$ και $III = U_C - U_B$. Αυτές οι απαγωγές και το τρίγωνο ABΓ φέρουν το όνομα του Willen Einthoven, Ολλανδού φυσιολόγου, που τα εισήγησε στην αρχή του αιώνα.

Η τάση που παίρνουμε μεταξύ δύο κορυφών του τριγώνου σύμφωνα με την $v = K \cdot R \cdot \sin \theta / r^2$, είναι ανάλογη του μήκους R της αντίστοιχης πλευράς και της προβολής (p·συνθ) του \vec{p} πάνω στην πλευρά αυτή. Αφού η R μένει σταθερή κατά τη μέτρηση, το «σήμα» που ενισχύει και καταγράφει ο καρδιογράφος είναι ανάλογο της προβολής της \vec{p} πάνω στην R. Η \vec{p} αλλάζει συνεχώς κατεύθυνση και μέγεθος επομένως και η κάθε προβολή της αλλάζει μέγεθος κατά τον καρδιακό κύκλο.

Εκτός από τις τρεις «τυποποιημένες απαγωγές των άκρων» I, II, III παίρνουμε και άλλες τρεις μετωπικές απαγωγές που λέγονται «αυξημένες απαγωγές» (Augmented Leads) ή απαγωγές Goldberger και συμβολίζονται: aVR, aVL και aVF.

Το Σχ. 94 δείχνει πώς παίρνουμε την aVR. Δύο αντιστάσεις συνδέονται στα LA και LL. Τα άλλα δύο άκρα των αντιστάσεων αυτών συνδέονται μεταξύ τους στο O. Η τάση aVR μετράται μεταξύ του RA και του O.



Σχ. 94. Διάταξη για λήψη «αυξημένης απαγωγής».

Με τον ίδιο τρόπο παίρνουμε και τις άλλες δύο: aVL και aVF.

$$\text{Άρα } aVR = U_A - \frac{1}{2}(U_B + U_C)$$

$$aVL = U_B - \frac{1}{2}(U_A + U_C)$$

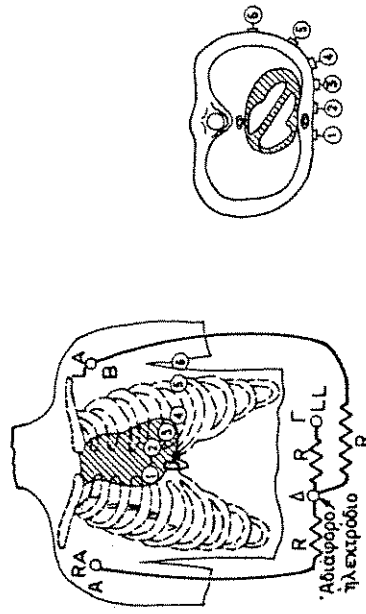
$$aVF = U_C - \frac{1}{2}(U_A + U_B)$$

Οι τάσεις αυτές είναι ανάλογες προς τις προβολές της \vec{p} στις αντίστοιχες διαμέσους του τριγώνου ABΓ.

Κατά τη λήψη του ΗΚΓ μπορούν να καταγραφούν ταυτόχρονα (επί π.χ. 5s) οι τρεις απαγωγές I, II, III και μετά να καταγραφούν πάλι ταυτόχρονα (επί π.χ. 5s) οι τρεις απαγωγές aVR, aVL και aVF.

Οι παραπάνω έξη απαγωγές καταγράφουν προβολές της \vec{p} πάνω σε ευθείες της μετωπικής επιφάνειας του σώματος και μάλιστα σε σημαντική απόσταση από την καρδιά. Γι' αυτό μπορεί να μας διαφύγουν διαταραχές στην εκπόλωση και επαναπόλωση τμημάτων του μυοκαρδίου, αν δεν τα «κοιτάξουμε» από πιο κοντά. Γι' αυτό καταγράφουμε και τις λεγόμενες «προκαρδίες απαγωγές» ή «απαγωγές Wilson», που φαίνονται στο Σχ. 95.

Δημιουργούμε ένα «αδιάφορο» ηλεκτρόδιο Δ, συνδεδεόντάς το μέσω ίσων αντιστάσεων με τις κορυφές του τριγώνου ABΓ. Έτσι, αυτό το ηλεκτρόδιο έχει δυναμικό $U_0 = (U_A + U_B + U_C)/3$. Μετράμε την τάση V_1 ,



Σχ. 95. Διάταξη ηλεκτροδίων για τις προκαρδίες απαγωγές σε πρόσθια όψη και σε εγκάρσια τομή.

V_2, V_3, V_4, V_5 και V_6 μεταξύ του αδιάφορου ηλεκτροδίου και καθενός από τα έξη αριθμημένα ηλεκτρόδια, που έχουν τοποθετηθεί σε μια σχεδόν εγκάρσια διατομή του θώρακα. Οι έξη απαγωγές ($V_1 = U_1 - U_0$, $V_2 = U_2 - U_0$ κ.λ.) μετρούν τις αντιστοιχες προβολές του \vec{p} πάνω στα έξη ανύσματα ($\vec{R}_{01}, \vec{R}_{02}, \vec{R}_{03}, \dots$ κ.λ.) που ενώνουν το κέντρο βάρους O του τριγώνου $AB\Gamma$ προς τα σημεία 1, 2, 3, 4, 5 και 6. Επειδή οι αποστάσεις r των 0, 1, 2... από την καρδιά είναι πολύ μικρότερες από τις αποστάσεις των A, B, Γ από την καρδιά, οι τάσεις V_1, V_2, V_3, V_4, V_5 και V_6 είναι σημαντικά υψηλότερες. Έτσι προκαρδία απαγωγή επηρεάζεται ιδιαίτερα από το μέρος της καρδιάς που πρόσκειται στο αντίστοιχο ηλεκτρόδιο. Δηλαδή «βλέπει» κύρια το πλησιέστερο προς αυτή μυοκάρδιο και δείχνει καθαρότερα την τυχόν κάθισή του.

2.10. Φυσική ανασκόπηση της Η.Κ.Γ.

Η θεωρία του «Στατικού Ηλεκτρισμού» με τις έννοιες του ηλεκτρικού διπόλου και της ροπής του, (Σχήματα 84, 85, 86 και 87) μας εξήγησε την εμφάνιση ηλεκτρικού πεδίου \vec{E} , μέσα στο ομοιογενές υλικό του άπειρου χώρου, που περιβάλλει ένα εκπολύμενο ή επανπολύμενο κύτταρο.

Στη συνέχεια δεχτήκαμε ότι οι διαστάσεις της καρδιάς είναι πολύ μικρές, σε σχέση με τις αποστάσεις της από τα δερματικά μας ηλεκτρόδια και ότι ο θώρακας είναι γεμάτος ομοιογενές υλικό. Αυτό το μοντέλο της ομοιογενούς σφαίρας, απέχει βέβαια πολύ από την πραγματικότητα. Η υπεραπλούστευση όμως αυτή μας έδωσε τη δυνατότητα να συνθέσουμε (θεωρητικά) τις μυριάδες ροπές $\vec{A}p$, των μικροσκοπικών διπόλων των διεγερμένων κυττάρων, σε μια συνισταμένη ροπή \vec{p} , μακροσκοπικού διπόλου της σημειακής πια καρδιάς.

Έτσι κατανοήσαμε σχετικά εύκολα τη Φυσική του ΗΚΓ. Δηλαδή εξηγήσαμε πως η ηλεκτρική δραστηριότητα (εκπόλυση-επαναπόλυση) των κυττάρων του μυοκαρδίου δημιουργεί δυναμικά στο δέρμα. Επίσης υπολόγισαμε τη διαφορά δυναμικού v_{12} μεταξύ δύο σημείων 1 και 2 του δέρματος («απαγωγές») και βρήκαμε ότι η v_{12} είναι ανάλογη της προβολής p -συνθ (της ροπής \vec{p} πάνω στο \vec{R}) ανάλογη της απόστασης R και αντίστροφα ανάλογη της r^3 , (Σχ. 92).

130

2.11. Το «προς τα εμπρός» πρόβλημα.

Με τα παραπάνω η Φυσική εξήγησε ποιοτικά τη δημιουργία του ΗΚΓ και συνέδεσε τα «κύματα» του (P, QRS και T) με τα αντίστοιχα μεγέθη και τις κατευθύνσεις του ηλεκτρικού ανύσματος \vec{p} της σημειακής καρδιάς.

Με το μηδενισμό των διαστάσεων της καρδιάς κερδίσαμε την παραπάνω απλή και εποπτική εικόνα της λειτουργίας της, αλλά το απλοϊκό μοντέλο μας δεν επιτρέπει συσχέτισμό του ΗΚΓ με τις παθήσεις των διαφόρων τμημάτων της καρδιάς. Γι' αυτό αξίζει να πλησιάσουμε την πραγματικότητα περισσότερο, με την βοήθεια και του Ηλεκτρονικού Υπολογιστή (Η.Υ.) ως εξής: Ας αφήσουμε την καρδιά τρισδιάστατη όπως είναι. Ας την χωρίσουμε σε χιλιάδες μικρούς κύβους. Ας θεωρήσουμε το μικρό ηλεκτρικό δίπολο του κάθε κυβίσκου. Ας εφαρμόσουμε την ανάλυση που αντιστοιχεί στο Σχήμα 92. Έτσι θα βρούμε τη μεταξύ δύο σημείων 1 και 2 διαφορά δυναμικού Δv_{12} που προκαλεί το κάθε μικρό δίπολο, αν γνωρίζουμε την θέση του, καθώς και το μέγεθος και την κατεύθυνση της ροπής του $\vec{A}p$. Προσθέτοντας τότε αλγεβρικά τα Δv_{12} , όλων των διπόλων θα βρούμε ακριβέστερα την «απαγωγή» v_{12} , που προκαλεί η καρδιά και που «απάγει» και μετρά ο καρδιογράφος.

Το μοντέλο μας θα βελτιωνόταν ακόμη περισσότερο αν βρίσκαμε και τις ηλεκτρικές ανομοιογένειες του θώρακα, οι οποίες διαμορφώνουν τα πεδία πριν φθάσουν στο δέρμα και τις λαμβάναμε υπόψη στους υπολογισμούς. Προσωπικά νομίζω ότι θα μπορούσε να εφαρμοσθεί η νέα μέθοδος της Τομογραφίας με (εξωτερική) Επιβολή Δυναμικών (ΤΕΔ) στο σώμα (Applied Potential Tomography ή ΑPT). Αυτή δίνει εικόνες τομών του σώματος με διαβαθμίσεις του γκριζου, που αντιστοιχούν στις τιμές της ηλεκτρικής εμπέδησης του υλικού κάθε κυβίσκου της τομής.

Με όλα τα παραπάνω θα είχαμε λύσει ικανοποιητικά το «προς τα εμπρός» (forward) πρόβλημα: «Γνωρίζοντας τη στιγμιαία χωρική κατανομή και των μικρών διπόλων στον όγκο της καρδιάς και της εμπέδησης των υλικών στον όγκο του θώρακα, υπολογίστε τη στιγμή μια διαφορά δυναμικού v_{12} μεταξύ δύο δοσμένων σημείων του δέρματος».

2.12. Το «αντίστροφο» πρόβλημα και μια λύση του.

Η παραπάνω ανάλυση έχει ακαδημαϊκό ενδιαφέρον αλλά δεν λύνει το πρακτικό ιατρικό πρόβλημα, που είναι ακριβώς το αντίστροφο του παραπάνω. Δηλ. ο καρδιολόγος ζητά: «Μετρώντας τα δυναμικά που υπάρχουν την ίδια στιγμή σε όσα σημεία του δέρματος θέλετε, υπολογίστε το στιγμιαίο δίπολο (θέση, κατεύθυνση και μέγεθος της ροπής Δρ) κάθε κυβίσκου της καρδιάς και δώστε μου την κατανομή πάνω και μέσα στο μυοκάρδιο, για κάθε φάση της λειτουργίας του».

Το Θεώρημα Thevenin (1.2.15, Σχ. 23) λέει ότι δεν αλλάζει η ένταση V_L (επομένως και η τάση V_{EZ}) της R_L αν αντικαταστήσουμε το περίπλοκο κύκλωμα του αριστερού διακοπόμενου ορθογώνιου, με το απλό κύκλωμα (μιας V_{θ} και μιας R_{θ}) του δεξιού ορθογώνιου. Υπάρχει όμως τεράστιο πλήθος κυκλωμάτων (όπως το αριστερό) που δίνουν τα ίδια V_{θ} και R_{θ} του δεξιού. Επομένως αν το διακοπόμενο ορθογώνιο αντιπροσωπεύει το θώρακα, η μέτρηση των V_{θ} και R_{θ} μεταξύ των δύο σημείων E και Z του δέρματος, δεν φθάνει για να ορίσει μονοσήμαντα το κύκλωμα μέσα στο θώρακα. Χρειάζονται κι άλλες μετρήσεις για να ανακαλυφθούν τα στοιχεία (πηγές, αντιστάσεις και διασυνδέσεις), που αποτελούν το συγκεκριμένο κύκλωμα.

Απ' αυτά φαίνεται ότι όσο περισσότερες επιφανειακές μετρήσεις έχουμε, τόσο περισσότερες παραμέτρους της ζητούμενης πηγής των σημάτων (της καρδιάς) μπορούμε να προσδιορίσουμε αλλά και τόσο δυσκολότερη γίνεται υπολογιστικά η λύση του «αντίστροφου προβλήματος». Δηλ. αν δεν υπήρχαν οι Η.Υ. δεν θα είχε πρακτικό ενδιαφέρον η παρούσα ανάπτυξη.

Μια προσέγγιση του προβλήματος θα ήταν:

- (α) Κατασκευή μοντέλου της πηγής σημάτων (της καρδιάς) βασισμένου στην Ανατομία και Φυσιολογία καθώς και στις εικόνες (τομογραφίες) με ένα πλήθος ζητούμενων ανεξάρτητων μεταβλητών (ροπών Δρ μικρών διπόλων).
- (β) Όμοια κατασκευή μοντέλου και αγωγίμου θώρακα από εικόνες (ΑΡΤ, CT, κ.λ.).
- (γ) Ανεξάρτητες μετρήσεις δυναμικών του δέρματος, τουλάχιστο τόσες όσες οι ανεξάρτητες μεταβλητές της πηγής.
- (δ) Λύση του προβλήματος προσδιορισμού των μεταβλητών από τον υπολογιστή.

132

Η διαδικασία αυτή φαίνεται πρακτικά απραγματοποίητη. Το ίδιο όμως φαινόταν αδύνατο, πριν από 15 χρόνια, να υπολογισθούν οι συντελεστές εξασθένισης ακτινοβολίας, της ύλης των χιλιάδων κυβίσκων μιας τομής του σώματος, από εξωτερικές μετρήσεις της εξασθένισης της δέσμης που τους διαπερνά. Κι όμως σήμερα οι υπολογιστικές τομογραφίες, που βγαίνουν απ' αυτόν τον υπολογισμό είναι πραγματικότητα.

Σήμερα ο καρδιολόγος βλέπει τις 12 κυματομορφές ενός ΗΚΓ, που παίρνει από το δέρμα και συγκρίνοντάς τες με τις αντίστοιχες φυσιολογικές και παθολογικές κυματομορφές, που έχει απομνημονεύσει, προσπαθεί να «φτάσει» την καρδιακή διάγνωση. Πρόκειται δηλ. για μια εμπειρική συγκριτική διαδικασία στην οποία ο εξεταστής δεν βλέπει την ηλεκτρική δραστηριότητα της ίδιας της καρδιάς. Βλέπει μόνον το ηλεκτρικό αποτέλεσμα που έφθασε στην επιφάνεια του δέρματος αφού (περνώντας από τα ανομοιογενή υλικά του θώρακα) εξασθένησε και παραμορφώθηκε κατά τρόπο που δεν είναι δυνατό να λάβει υπόψη του ο εξεταστής.

Αντίθετα, με τη διαδικασία που προτείναμε παραπάνω (αν και όταν επιτευχθεί) το σύστημα θα ξεκινά από τη μέτρηση πολλών δερματικών δυναμικών (για κάθε φάση της καρδιακής λειτουργίας) και λαμβάνοντας υπόψη την επίδραση του περάσματος των πεδίων από την γνωστή του πια κατανομή των υλικών του θώρακα, θα δίνει (στη μικρή οθόνη) απ' ευθείας τη χαρτογράφηση της ηλεκτρικής δραστηριότητας πάνω στην επιφάνεια ή σε τομές της ίδιας της καρδιάς. Για παράδειγμα, οραματιζόμαστε το σύστημα των ισοδυναμικών γραμμών του μετώπου εκτόλωσης να προχωρεί πάνω στην καρδιά (ακολουθούμενο από το σύστημα της επαναπόλωσης) και να σταματά όταν συναντήσει τον ουλώδη ιστό της αδρανούς περιοχής, που δημιουργήσε το έμφραγμα του μυοκαρδίου.

Με αύξηση του πλήθους των κυβίσκων του μυοκαρδίου και των μετρήσεων στο δέρμα (αύξηση του όγκου των υπολογισμών για τον Η.Υ.) θα μπορούσε να βελτιωθεί αρκετά η διακριτική ικανότητα των ηλεκτρικών αυτών εικόνων της καρδιάς. Έτσι η κατανομή των Δρ και η χρονική μεταβολή τους μέσα και πάνω στο μυοκάρδιο θα έδιναν ακριβή διάγνωση για κάθε νόσημά του.

2.13. Αξία και τεχνολογική εξέλιξη της ηλεκτροκαρδιογραφίας.

Η ηλεκτροκαρδιογραφία αποτελεί σπουδαία μη-τραυματική διαγνωστική μέθοδο. Εφαρμόζεται εύκολα, γρήγορα, ανώδυνα και ακίνδυνα για τον ασθενή και για το προσωπικό. Οποιαδήποτε σοβαρή πάθηση, είτε του συστήματος αγωγής των παλμών στην καρδιά (αρρυθμίες) είτε του μυοκαρδίου (υπερτροφία, έμφραγμα κ.λ.), επηρεάζει την κυματομορφή μιας ή περισσοτέρων από τις παραπάνω απαγωγές. Η αντιστοιχία των παθήσεων προς τις αλλαγές του ΗΚΓ, περιγράφονται με λεπτομέρεια σε άλλα μαθήματα (Φυσιολογία και Παθολογία).

Παρά τα 80 χρόνια του, το ΗΚΓ συνεχίζει να ανεξίσταται και μάλιστα με αυξανόμενο ρυθμό στα τελευταία χρόνια, για τους εξής λόγους. Τα καρδιαγγειακά νοσήματα αποτελούν την πρώτη αιτία θανάτου στις «ανεπτυγμένες» χώρες. Οι τεχνολογικές εξελίξεις δίνουν κάθε χρόνο πιο καλούς, πιο μικρούς και πιο φθηνούς καρδιογράφους. Οι μεθοδολογικές πρόοδοι στην καρδιολογική διάγνωση είναι εντυπωσιακές. Γι' αυτούς τους λόγους, διπλασιάστηκε το πλήθος των καρδιογραφήματων στην τελευταία δεκαετία. Για παράδειγμα, στις ΗΠΑ τα ΗΚΓ αυξήθηκαν από 53 εκατομμύρια το 1972, σε 100 εκατομμύρια το 1980 και το ποσοστό των ΗΚΓ που «διαβάζονται» και αξιολογούνται αυτόματα από Ηλεκτρονικό Υπολογιστή (Η.Υ.) ανέβηκε από 1% το 1971, σε 20% το 1980.

Σήμερα αξιολογείται η καρδιακή λειτουργία με λήψη ΗΚΓ σε ανάπαυση και σε κόπωση. Επίσης το μακρόχρονο ΗΚΓ που καταγράφεται σε μαγνητοταινία είτε με τηλεμετρητικό σύστημα, είτε με φορητό καταγράφεα (Holter), προσφέρει σημαντικές υπηρεσίες στην παρακολούθηση περιπατητικών ασθενών, που εμφανίζουν παροδικές αρρυθμίες ή άλλες καρδιακές διαταραχές.

Στις «Μονάδες Εντατικής Παρακολούθησης» το ΗΚΓ φαίνεται συνεχώς πάνω στην οθόνη λυχνίας παλμογράφου ή λυχνίας τηλεοράσεως. Αυτά τα συστήματα μπορούν να σταματούν πάνω στην οθόνη ένα τμήμα του ΗΚΓ, επίσης μπορούν να αποθηκεύουν το ΗΚΓ, να το ανακαλούν από τη μνήμη του Η.Υ. και να εδωποτούν οπτικά και ακουστικά το γιατρό και την αδελφή, όταν ο παρακολουθούμενος ασθενής εμφανίσει αρρυθμία ή άλλη καρδιακή διαταραχή.

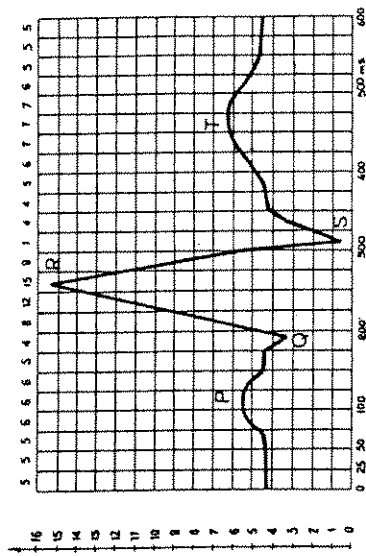
2.14. Αυτοματοποιημένη ηλεκτροκαρδιογραφία.

Η Ευρωπαϊκή Κοινότητα υποστηρίζει ένα ερευνητικό πρόγραμμα επί 3 χρόνια που εξελίσσεται στις Χώρες της και λέγεται «Κοινά πρότυπα για ποσοτική ηλεκτροκαρδιογραφία» (Common Standards for Quantitative Electrocardiography). Αυτή η έρευνα δημιουργήσε μια «πληροφορική βάση» (data base) από καρδιογραφήματα (φυσιολογικά και παθολογικά) στη διάγνωση των οποίων συμφώνησαν οι διακεκριμένοι καρδιολόγοι που έλαβαν μέρος.

Παρόμοια προγράμματα αναπτύχθηκαν και αναπτύσσονται στις ΗΠΑ, την Ιαπωνία κ.λ.

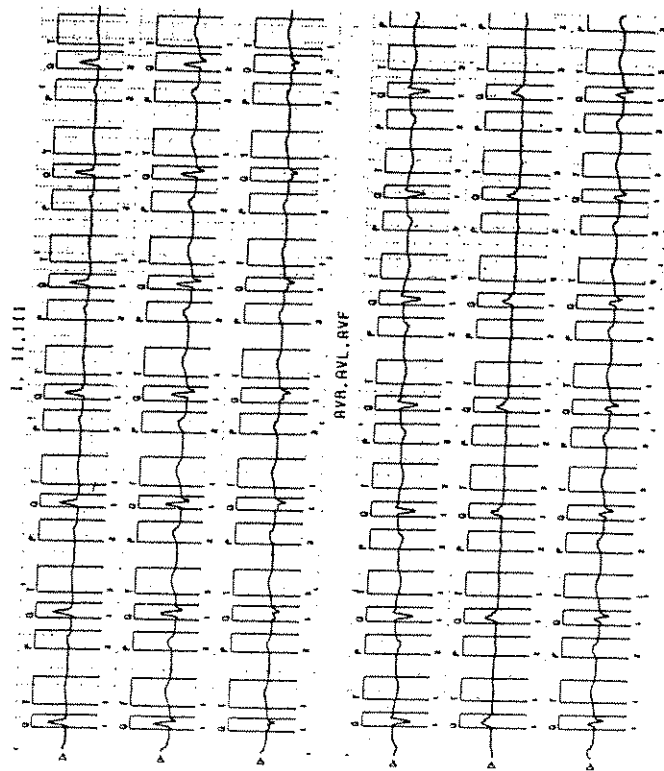
Ο Ηλεκτρονικός Υπολογιστής (Η.Υ.) καλείται να συγκρίνει το νέο ΗΚΓ, του παρόντος ασθενούς, με τα πρότυπα ΗΚΓ της παραπάνω «βάσης» και βασισμένος στη σύμφωνη γνώμη των καρδιολόγων για τα πρότυπα, να συμπεράνει τις πιθανές διαγνώσεις που βγαίνουν από το νέο ΗΚΓ, δίνοντας και την πιθανότητα της κάθε διάγνωσης. Ο Η.Υ. όμως επεξεργάζεται και συγκρίνει διακεκριμένους αριθμούς (ψηφία) και όχι συνεχείς καμπύλες όπως το ΗΚΓ. Αυτές οι καμπύλες έχουν σε κάθε στιγμή πλάτος ή ύψος ανάλογο του σήματος. Γι' αυτό πρέπει πρώτα να γίνει «αναλογική προς ψηφιακή μετατροπή» (Analogue to Digital Conversion) όλων των ΗΚΓ.

Ένα ΗΚΓ μετατρέπεται από αναλογικό σε ψηφιακό με τον τρόπο που δείχνει το Σχ. 96. Κάθε τετραγωνίδιο που διασχίζει η καμπύλη



Σχ. 96. Ψηφιακή εκτίμηση του πλάτους και του χρόνου. Το πλάτος χωρίζεται σε 16 βήματα (περίπου 0,1 mV ανά βήμα) και ο χρόνος χωρίζεται σε τμήματα των 25 ms.

του ΗΚΓ χαρακτηρίζεται από δύο αριθμούς (τις συντεταγμένες του). Δηλ. στο Σχ. 96 κάθε 25 ms, λαμβάνεται αυτόματα μια μέτρηση του πλάτους που έχει κάποια τιμή μεταξύ 1 και 16. Αυτή η τιμή είναι γραμμένη στο πάνω μέρος της κάθε στήλης του Σχ. 96. Είναι προφανές ότι όσο περισσότερα και ελομένως μικρότερα, είναι τα τετραγωνίδια, τόσο ακριβέστερα θα πάρει την κυματομορφή του ΗΚΓ ο Η.Υ. Σε κάποιο σημερινό πρόγραμμα διαφείται το πλάτος σε 2048 βήματα και ο χρόνος σε τμήματα των 4ms. Αυτό σημαίνει ότι κάθε 4ms λαμβάνονται 3 τιμές πλάτους από κάθε τριάδα ταυτόχρονων απαγωγών όπως τις δύο τριάδες του Σχ. 97. Επειδή οι τριάδες αυτές είναι τέσσερις: (I, II, III), (aVR, aVL, aVF), (V₁, V₂, V₃) (V₄, V₅, V₆), για 5s καταγραφής κάθε τριάδας έχομε: 20s ή 20.000 ms καταγραφής.



Σχ. 97. Αυτόματος διαχωρισμός και αυτόματος χαρακτηρισμός των κυμάτων P, QRS και T, σε δύο τριάδες ταυτόχρονων απαγωγών των άκρων (I, II, III και aVR, aVL, aVF). Ο αριθμός κάτω από κάθε κύμα χαρακτηρίζει τον τύπο του κύματος.

για το όλο ΗΚΓ. Αφού σε κάθε 4ms παίρνομε 3 μετρήσεις πλάτους, έχομε συνολικά 15000 μετρήσεις για ένα ΗΚΓ. Όλες αυτές οι μετρήσεις γίνονται αυτόματα από το μηχάνημα κατά τη λήψη του ΗΚΓ.

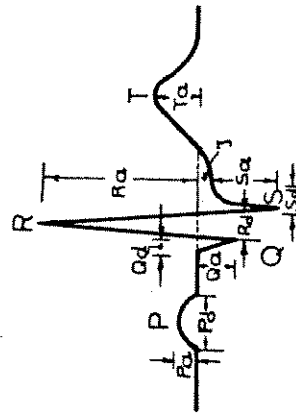
Επίσης, το μηχάνημα έχει προγραμματισθεί να αναγνωρίζει και να χωρίζει πάνω στο ΗΚΓ το κάθε «κύμα» (P, QRS, T) και να χαρακτηρίζει τον τύπο του κύματος με ένα αριθμό (στο κάτω μέρος του κύματος). Βλέπομε ότι στις δύο τριάδες (I, II, III και aVR, aVL, aVF) του ΗΚΓ του Σχ. 97, τα κύματα P χαρακτηρίζονται όλα τύπου 2 και τα QRS είναι σχεδόν όλα τύπου 1, ενώ τα T ποικίλουν από 1 ως 4.

Επίσης, το μηχάνημα υπολογίζει για κάθε νέο ΗΚΓ τις παράμετρος πλάτους και χρόνου που φαίνονται στο Σχ. 98. Βάσει του προγράμματος, που του έχει δοθεί, συγκρίνει τις τιμές των παραμέτρων με τις συμφωνημένες πρότυπες τιμές.

Για τον καθορισμό του κυρίαρχου ρυθμού του ΗΚΓ, ο Η.Υ. υπολογίζει:

- (α) Τον ρυθμό των κόλπων ομαδοποιώντας τους χρόνους μεταξύ διαδοχικών P κυμάτων.
- (β) το ρυθμό των κοιλιών υπολογίζοντας τους χρόνους μεταξύ διαδοχικών R κυμάτων.
- (γ) το χρόνο PQ αγωγής του σήματος από τους κόλπους στις κοιλίες.

Άλλοι υπολογισμοί και αναλύσεις που γίνονται από τον Η.Υ., με βάση τις αρχικές 15000 μετρήσεις των κυματομορφών και τις οδηγίες που του δίνει το πρόγραμμα, αφορούν την επιφάνεια QRS, διάφορες



Σχ. 98. Υπολογιζόμενες από τον Η.Υ. παράμετρος πλάτους (με δείκτες α), χρονικής διάρκειας (με δείκτες δ) και απόκλισης (j).

γωνίες των βρόχων του ανύσματος \bar{P} , το κύμα T κ.λ.

Τα ευρήματα του Η.Υ. βασίζονται στις αυτόματες μετρήσεις του και στα διαγνωστικά κριτήρια που εκφράζουν την εμπειρική ιατρική γνώση στην Καρδιολογία.

Σήμερα η συμφωνία μεταξύ της οπτικής προσωπικής διάγνωσης του καρδιολόγου, που δεν γνωρίζει ακόμα τη «γνώμη» του Η.Υ. και της υπολογιστικής απρόσωπης διάγνωσης του Η.Υ., έχει φθάσει στο 76% των ΗΚΓ. Η διαφωνία στα υπόλοιπα 24% οφείλεται κύρια στις διαφορές των κριτηρίων (20%) και λιγότερο σε λάθη του υπολογιστικού προγράμματος (4%). Δηλ. ο Η.Υ. εφαρμόζει με τέλεια ακρίβεια, ταχύτητα και επαναληψιμότητα τα κριτήρια που του δόθηκαν, αλλά μπορεί να λαθύνει γιατί ο καρδιολόγος διαβάζοντας το ΗΚΓ χρησιμοποιεί συνήθειά ή υποσυνείδητα και άλλα κριτήρια (από προσωπικές εντυπώσεις και εμπειρίες) που δεν έχουν δοθεί ακόμη στον Η.Υ.

3. ηλεκτρομυογραφία.

3.1. Εισαγωγή.

Η ηλεκτρομυογραφία βασικά περιλαμβάνει τις μεθόδους που καταγράφουν την ηλεκτρική δραστηριότητα των μυών. Αφού επινοήθηκε το ροαξονικό ηλεκτρόδιο-βελόνα από τους Adrian και Bronk (1929), η ΗΜΓ επεκτάθηκε και στις ηλεκτροδιαγνωστικές τεχνικές που μελετούν τη λειτουργικότητα των περιφερικών νεύρων και των νευρομυϊκών συνάψεων.

Η διάδοση του παλμού κατά μήκος της εμμύελης νευρικής ίνας περιγράφηκε ήδη (ηλεκτρικές ιδιότητες των νεύρων). Εδώ θα περιγραφεί σύντομα η διαβίβαση του παλμού από τη νευρική στη μυϊκή ίνα και η διάδοσή του κατά μήκος της μυϊκής ίνας για να δοθεί μετά έμφαση στις τεχνικές μετρήσεως του παλμού στην μυϊκή ίνα και στο δέρμα.

3.2. Διαβίβαση του παλμού από τη νευρική στη μυϊκή ίνα.

Ο μύς αποτελείται από πολλές κινητικές μονάδες (Σχ. 99). Κάθε κινητική μονάδα περιλαμβάνει ένα νευρώνα και τις μυϊκές ίνες που αυτός νευρώνει. Ο νευρώνας έρχεται από τον εγκέφαλο ή τον νοτιαίο μυελό και διακλαδίζεται σε πολλές εμμύελες νευρικές ίνες. Αυτές συνδέονται προς αντίστοιχες μυϊκές ίνες, μέσω «νευρικών συνάψεων» που λέγονται και «τελικές κινητικές πλάκες». Όταν ο παλμός φθάσει στη σύναψη απελευθερώνει μεταξύ της πλάκας και της κινητικής μεμβράνης μια ουσία την «ακετυλχολίνη». Αυτή λέγεται «διαβιβαστής», γιατί διαβιβάζει τον παλμό στην μυϊκή ίνα. Η ακετυλχολίνη, μέχρι να υδrolυθεί από ένα ένζυμο, την «χολινεστεράση», ($2 \div 3$ ms) προλαμβάνει ν' ανοίξει τους πόρους της μυϊκής μεμβράνης. Έτσι μπαίνουν πολλά ιόντα νατρίου και αυξάνουν τοπικά (κάτω από την πλάκα) το δυναμικό της μεμβράνης κατά 50 ως 75 mV. Άρα το

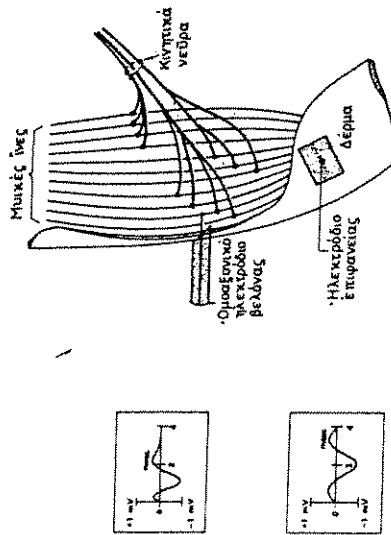
Το μονοπολικό μικροηλεκτρόδιο είναι συνήθως λεπτότατο σύρμα ανοξειδωτού χάλυβα και είναι μονωμένο σ' όλο το μήκος του, εκτός από την αιχμή του. Αυτή έχει εισαχθεί στο εσωτερικό του κυττάρου για να μετρηθεί η διαφορά δυναμικού του με το εξωκυττάριο υγρό στο οποίο έχει βαφτιστεί το δεύτερο ηλεκτρόδιο (αναφοράς) του ηλεκτρόμμογράφου.

Η διαφορά δυναμικού μεταξύ των δύο ηλεκτροδίων (σήμα) ενισχύεται από ένα «διαφορικό ενισχυτή» και δίνεται στον παλμογράφο. Παρόμοια το ενισχυμένο σήμα μπορεί να δοθεί και σ' ένα μαγνητικό καταγραφικό και σ' ένα μεγαφωνικό σύστημα.

Συνήθως, οι μετά τον ενισχυτή διπολικές γραμμές (δύο σύρματα) παριστάνονται με μία συνεχή γραμμή. Αυτός, ο πιο απλός συμβολισμός θα εφαρμοσθεί στα επόμενα σχήματα.

Η οριζόντια κλίμακα του παλμογράφου έχει βαθμονομηθεί να μετρά χρόνο ενώ η κατακόρυφη μετρά τη διαφορά δυναμικού μεταξύ εσωτερικού και εξωτερικού του κυττάρου.

Είναι δύσκολο να απομονωθεί μια μυϊκή ίνα και να μετρηθεί η χρονική μεταβολή του δυναμικού της. Γι' αυτό στα συνήθη ΗΜΓ καταγράφεται η ηλεκτρική δραστηριότητα περισσότερων ινών, με ηλεκτρόδια επιφανείας δέρματος ή με ηλεκτρόδιο ομοεξονικής βελόνας (Σχ. 102). Το ηλεκτρόδιο επιφανείας δέχεται σήματα από πολλές κινητικές μονάδες, κύρια από τις πλησιέστερες προς το ηλεκτρόδιο.

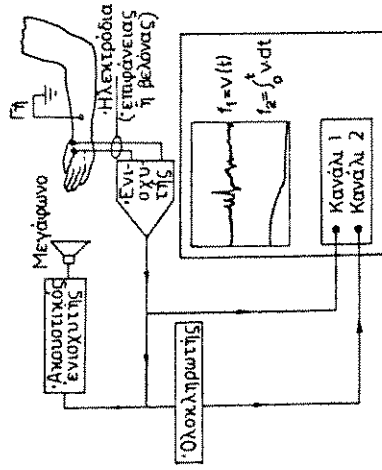


Σχ. 102. Διάταξη λήψης και αντίστοιχο ΗΜΓ με ηλεκτρόδιο ομοεξονικής βελόνας και ηλεκτρόδιο επιφανείας δέρματος.

Το ηλεκτρόδιο ομοεξονικής βελόνας μετρά συνήθως τη δραστηριότητα μιας ή λίγων κινητικών μονάδων.

Με τη διάταξη του Σχήματος 103 τα σήματα αφού ενισχυθούν εκτίθενται σε ένα κανάλι της οθόνης παλμογράφου (σε mV) και το χρονικό ολοκλήρωμά τους: $\int v \cdot dt$ εκτίθεται σε δεύτερο κανάλι (σε mV·s) ενώ ταυτόχρονα ακούγονται από το μεγάφωνο. Το ύψος του ολοκληρώματος είναι σχετικό μέτρο της ποσότητας ηλεκτρικού φορτίου που μετακινήθηκε κατά το πέρασμα του δυναμικού δράσης. Όσο εντονότερη η εκούσια συστολή του μυός, τόσο υψηλότερη η τιμή του ολοκληρώματος. Είναι ευκολότερη η αξιολόγηση της μυϊκής λειτουργίας διαμέσου της ολοκληρωμένης μορφής του ΗΜΓ γιατί η καμπύλη είναι πιο λεία (Σχ. 103).

Η εκούσια συστολή διαρκεί συνήθως πάνω από 100ms γιατί δεν «πυροδοτούνται» ταυτόχρονα όλες οι κινητικές μονάδες και γιατί κάθε μια μπορεί να πυροδοτηθεί περισσότερο από μια φορές.



Σχ. 103. Διάταξη λήψης, ενίσχυσης και παρανοήσεως ΗΜΓ.

3.5. Ακούσιο Η.Μ.Γ. λόγω ηλεκτρικής διέγερσης.

Εκτός από την εκούσια συστολή μπορεί να προκληθεί και ακούσια συστολή του μυός με εξωτερική ηλεκτρική διέγερση και να ληφθεί ΗΜΓ. Στην προκλήτη αυτή συστολή, η στιγμή και η διάρκεια του ηλεκτρικού ερεθίσματος ελέγχονται ακριβώς από το όργανο (διεγέρτης) και όλες οι μυϊκές ίνες πυροδοτούνται σχεδόν ταυτόχρονα. Το ερέθισμα μπορεί να έχει ύψος 100 V και διάρκεια 0,1 μέχρι 0,5ms.

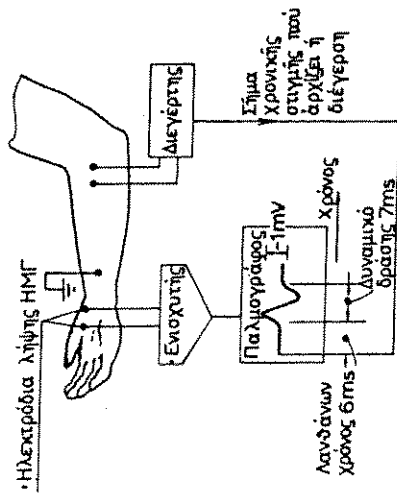
Το Σχ. 104 δείχνει τη διάταξη διέγερσης και καταγραφής του ΗΜΓ. Το δυναμικό δράσης εμφανίζεται με κάποια καθυστέρηση (ως προς το ερέθισμα) που λέγεται λανθάνων χρόνος. Συχνά συγκρίνονται τα δυναμικά και οι λανθάνοντες χρόνοι είτε από ΗΜΓ συμμετρικών μυών του σώματος είτε από ΗΜΓ ασθενών και υγιών ανθρώπων.

Ηλεκτρικά μπορούν να διεγερθούν και τα αισθητικά νεύρα που φέρουν πληροφορίες στον εγκέφαλο. Το σύστημα των αντανακλαστικών μπορεί να μελετηθεί παρατηρώντας στο ΗΜΓ το αποτέλεσμα της διέγερσης σ' ένα αισθητικό νεύρο.

Αν το ηλεκτρικό ερέθισμα είναι μικρό, ο παλμός θα πάει διά του αισθητικού νεύρου στο νωτιαίο μυελό και θα προκαλέσει τον αντανακλαστικό παλμό που θα γυρίσει μέσω του αντίστοιχου κινητικού νεύρου για να προκαλέσει συστολή στο μυ. Γι' αυτό η εκπόλωση του μυός που θα καταγράψει το ΗΜΓ θα καθυστερήσει κατά περίπου 15 ms.

Με μέσο ερέθισμα, θα διεγερθεί από την αρχή και το κινητικό νεύρο, μαζί με το αισθητικό. Ο παλμός του κινητικού, διατρέχοντας μικρότερη απόσταση θάρθει πρώτος (σε περίπου 7 ms) στο μυ και μετά (σε ~15 ms) θα ακολουθήσει ο παραπάνω παλμός που οφείλεται στη διέγερση του αισθητικού νεύρου.

Αν το ερέθισμα είναι πολύ έντονο παίρνουμε μόνο μία έντονη απόκριση του μυός που ήρθε απ ευθείας από το κινητικό νεύρο.

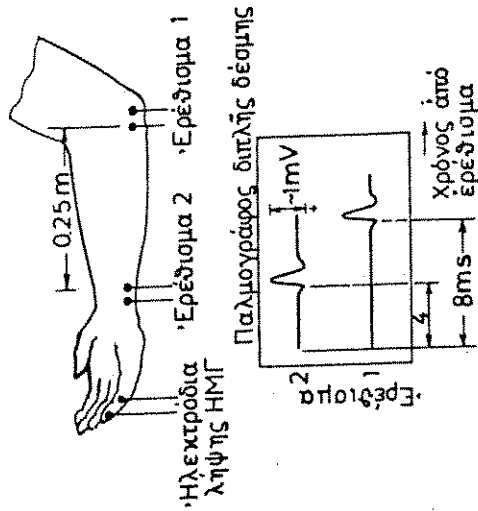


Σχ. 104. Διάταξη λήψης ΗΜΓ που προκλήθηκε από εξωτερική ηλεκτρική διέγερση.

Μπορεί επίσης να μετρηθεί η ταχύτητα του παλμού σε κινητικό νεύρο. Το Σχ. 105 δείχνει μια διάταξη εφαρμογής ερεθίσματος σε δύο θέσεις. Τα δύο ερεθίσματα εφαρμόζονται ταυτόχρονα. Λόγω όμως της διαφοράς αποστάσεως (0,25 m) φθάνουν στα ηλεκτρόδια λήψης σε διαφορετικές στιγμές, δηλ. με διαφορά χρόνου $8-4 = 4 \text{ ms}$. Άρα η ταχύτητα αγωγής του παλμού κατά μήκος του κινητικού νεύρου είναι $0,25\text{m}/4 \cdot 10^{-3}\text{s} = 62,5 \text{ m/s}$.

Η ταχύτητα αγωγής αισθητικού νεύρου μπορεί να μετρηθεί δίνοντας ένα ερέθισμα π.χ. σε δάκτυλο του χεριού και μετρώντας τους χρόνους άφιξης του παλμού σε διάφορες αποστάσεις κατά μήκος του νεύρου. Πολύ μειωμένη ταχύτητα υποδηλώνει νευρική βλάβη.

Η κόπωση των μυών προσδιορίζεται με παλλαπλές διεγέρσεις. Οι μεγάλοι μυς μπορούν να επαναδιεγείρονται με ρυθμούς 5 μέχρι 15 Hz. Φυσιολογικά νεύρα και μυς δείχνουν μικρές αλλαγές σε παρατεταμένη παλμική διέγερση, όταν ο ρυθμός είναι κάτω των 5 Hz. Η συμπεριφορά των νεύρων και μυών σε παλμική διέγερση έχει συχνά διαγνωστική αξία.



Σχ. 105. Τεχνική μέτρησης της ταχύτητας αγωγής του σήματος σε κινητικό νεύρο.

4. ηλεκτροεγκεφαλογραφία.

4.1. Εισαγωγή.

Τα νευρικά κύτταρα δεν ηρεμούν ηλεκτρικά. Η διαφορά δυναμικού μεταξύ των δύο πλευρών της μεμβράνης τους αλλάζει.

Στα νεύρα όπως είδαμε, η ηλεκτρική δραστηριότητα υπηρετεί τη λήψη και μεταβίβαση σημάτων (ροή πληροφοριών).

Στους νευρώνες του εγκεφάλου, η ηλεκτρική δραστηριότητα προκαλείται από εσωκυτταρικές μεταβολικές διεργασίες, που μπορεί να αποτελούν και τη βιοχημική συνέπεια της λήψης και επεξεργασίας πληροφοριών.

Σ' αυτές τις δύο περιπτώσεις, οι ηλεκτρικές αυτές αλλαγές μπορούν να ληφθούν με μικροηλεκτρόδια εισαγόμενα μέσα ή κοντά στον νευρώνα.

Ηλεκτρόδιο σε άμεση επαφή με τον εγκέφαλο παίρνει σήματα από 0,1 μέχρι 5mV σε διάφορες συχνότητες. Η σημαντικότερη διαγνωστική περιοχή συχνότητων είναι 1 μέχρι 15 Hz. Τα ίδια κύματα μπορούν να καταγραφούν με μη τραυματικό τρόπο τοποθετώντας επίπεδα ηλεκτρόδια σε επαφή με την επιφάνεια του δέρματος της κεφαλής. Η παρεμβολή μεταξύ του ηλεκτροδίου και του εγκεφάλου ενός στρώματος πάχους 2 ± 3 cm (δέρμα, κρανίο, σκληρά μήνιγγα), εξασθενεί το σήμα κατά τουλάχιστο 10 φορές. Η ενίσχυση και καταγραφή αυτών των κυμάτων, που αντιπροσωπεύουν ένα άθροισμα ταυτόχρονων ηλεκτρικών αλλαγών πολλών εγκεφαλικών κυττάρων, αποτελεί το «ηλεκτροεγκεφαλογράφημα» (HEG).

Όταν επιβληθεί ένα αισθητικό ερέθισμα, π.χ. λάμψη στα μάτια, ήχος στα αυτιά, πίεση στο δέρμα κ.λ., η πληροφορία του ερεθίσματος μεταβιβάζεται διαμέσου των αισθητικών νευρών στην υπεθύνη για

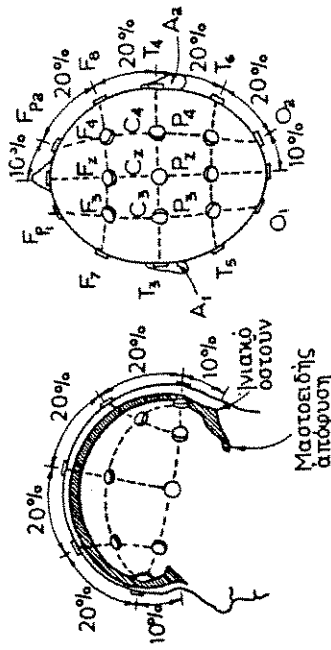
την επεξεργασία της περιοχής του εγκεφάλου. Εκεί προκαλεί μικρή αλλαγή δυναμικού που υπερτίθεται στο HEG και λέγεται «προκλητό δυναμικό». Τα «προκλητά δυναμικά» θα εκτεθούν στο επόμενο υποκεφάλαιο.

4.2. Θέσεις ηλεκτροδίων.

Η ηλεκτρική δραστηριότητα ανιχνεύθηκε από τον Cajon το 1875 σε εκτεθειμένους εγκεφάλους ζώων.

Ο Berger σε σειρά άρθρων, από το 1929 ως το 1936, παρουσίασε την εφεύρεση του HEG. Δηλ. απέδειξε ότι με ηλεκτρόδια τοποθετημένα σε επαφή με το δέρμα παίρνοντας δυναμικά που αν ενισχυθούν μπορούν να καταγραφούν πάνω σε κινούμενη λωρίδα χαρτί όπως το ΗΚΓ.

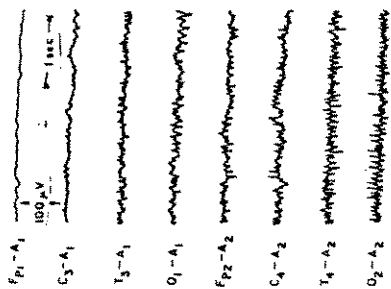
Τα ηλεκτρόδια είναι συχνά μικροί δίσκοι χλωριούχου αργύρου. Οι θέσεις του δέρματος της κεφαλής που τοποθετούνται τα ηλεκτρόδια εξαρτώνται από το εξαταζόμενο τμήμα του εγκεφάλου. Το Σχ. 106



Σχ. 106. Διεθνές πρότυπο σύστημα: «10-20» θέσεων ηλεκτροδίων για HEG. Τα διαστήματα μεταξύ διαδοχικών ηλεκτροδίων είναι 10% ή 20% αποστάσεων μεταξύ χαρακτηριστικών σημείων του κρανίου. Η ινιακή και η μαστοειδής οστική προβολή είναι δύο τέτοια σημεία.

δείχνει το διεθνές πρότυπο σύστημα 10-20. Το Σχ. 107 δείχνει χαρακτηριστικά HEG για διάφορα ζεύγη ηλεκτροδίων. Το ηλεκτρόδιο αναφοράς (A₁ ή A₂) τοποθετείται πίσω από το αυτί.

Συνήθως καταγράφεται ταυτόχρονα η χρονική μεταβολή 8 μέχρι 16 δυναμικών. Τα σήματα της δεξιάς πλευράς συγκρίνονται με κείνα της αριστερής, γιατί ασύμμετρη δραστηριότητα συχνά δείχνει εγκεφαλική ασθένεια.

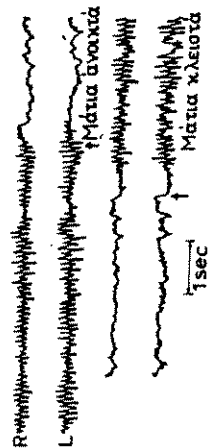


Σχ. 107. Φυσιολογικό ΗΕΓ. Οι θέσεις των ηλεκτροδίων φαίνονται στο Σχ. 106.

4.3. Ρυθμοί του Η.Ε.Γ.

Συνήθως καταγράφονται ΗΕΓ ενήλικων. Πριν από την ηλικία των 13 χρόνων, τα ΗΕΓ είναι ακανόνιστα (χωρίς σαφή ρυθμό και συγχρονισμό). Δηλ. δεν έχουν σημαντική διαγνωστική αξία. Η πιο διακριτή συχνότητα του ΗΕΓ αυξάνει από 3 ÷ 4 Hz κατά τη γέννηση, σε 8 ÷ 12 Hz στον ενήλικα. Η τελευταία λαμβάνεται σαφώς σε όλη την εγκεφαλική επιφάνεια.

Αν ο εξεταζόμενος αναπύεται με κλειστά μάτια και με ηλεκτρόδια στο δεξιό και αριστερό ινιακό (occipital) τμήμα του εγκεφάλου καταγράφεται δυναμικό συχνότητας 8 ÷ 13 Hz. Αυτό ονομάζεται ρυθμός α ή κύματα α (Σχήμα 108). Μόλις ανοίξουν τα μάτια, ακόμη και σε σκοτεινό δωμάτιο, ο ρυθμός α διακόπτεται. Μάλλον η προσο-

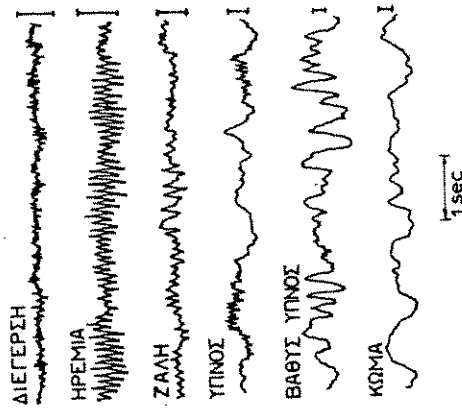


Σχ. 108. ΗΕΓ από τη δεξιά και αριστερή ινιακή πλευρά του εγκεφάλου. Ο ρυθμός α εμφανίζεται όσο τα μάτια είναι κλειστά και διακόπτεται μόλις ανοίξουν.

χή και η προσπάθεια να δει το άτομο, παρά το ίδιο το οπτικό ερέθισμα, διακόπτουν το ρυθμό α. Επίσης η έντονη προσπάθεια επίλυσης δύσκολου προβλήματος διακόπτει το ρυθμό α ακόμα και αν τα μάτια είναι κλειστά.

Ο χαρακτηριστικός ρυθμός αλλάζει με την κατάσταση εγρήγορσης, ανάπαυσης ή ύπνου του ατόμου. Τα κύματα διεγερμένου εγκεφάλου έχουν μεγάλη συχνότητα και μικρό πλάτος. Όσο ηρεμεί ο εγκεφαλος μεγαλώνει το πλάτος και μειώνεται η συχνότητα του ρυθμού, όπως δείχνει το Σχ. 109. Οι δύο ενδιάμεσες περιοχές μεγάλης συχνότητας στην κατάσταση ύπνου (Σχ. 109) συνοδεύονται από γρήγορη κίνηση των ματιών και πιστεύεται ότι προκαλούνται από όνειρα.

Οι διάφορες χαρακτηριστικές περιοχές συχνοτήτων του ΗΕΓ χαρακτηρίζονται διεθνώς με Ελληνικά γράμματα. Δέλτα: <4 Hz, Θήτα: 4,0 ÷ 8,0 Hz, Άλφα: 8 ÷ 13 Hz, Βήτα: > 13 Hz.



Σχ. 109. Χαρακτηριστικά ΗΕΓ σε διάφορες καταστάσεις. Η κλίμακα φαίνεται με κατακόρυφα τμήματα των 50 μV.

4.4. Ιατρική χρησιμότητα του Η.Ε.Γ.

Το ΗΕΓ βοηθά στη διάγνωση ασθενειών του εγκεφάλου. Είναι χρήσιμο στη διάγνωση και κατάταξη των επιληπτικών κρίσεων. Επίσης βοηθά στην επιβεβαίωση όγκων του εγκεφάλου, γιατί η ηλεκτρική δραστηριότητα μειώνεται στην περιοχή του όγκου. Στη

Χειρουργική λαμβάνεται συνήθως ένα μόνο δυναμικό ΗΕΓ, όταν δεν μπορεί να ληφθεί ΗΚΓ και για παρακολούθηση της στάθμης αναισθησίας του ασθενούς. Τελευταία, το ΗΕΓ χρησιμοποιείται και για το νόμιμο ορισμό του θανάτου (εγκεφαλικός θάνατος) ώστε να επιτρέπεται η αφαίρεση οργάνων για μεταμόσχευση όταν ο φλοιός του εγκεφάλου δεν έχει ηλεκτρική δραστηριότητα.

4.5. Τεχνικά προβλήματα.

Οι διαφορές δυναμικού που καταγράφει το ΗΕΓ μετριούνται σε μV . Δηλ. είναι περίπου 100 φορές μικρότερες και από κείνες που καταγράφει το ΗΚΓ. Επειδή τα σήματα του ΗΕΓ είναι τόσο ασθενή, είναι πολύ ευάλωτα. Η κυματομορφή του ΗΕΓ παραμορφώνεται εύκολα, λόγω παρεμβολής και προσθήκης ξένων (μη εγκεφαλικών) σημάτων που μπορεί να είναι πολύ υψηλότερα από κείνα που θέλομε να καταγράψομε. Για ν' αποφύγομε ή τουλάχιστο να περιορίσομε, την παραγωγή και υπέρθεση στο ΗΕΓ τέτοιων παρασιτικών σημάτων, πρέπει να γνωρίσομε τις παρακάτω κυριότερες πηγές τους.

4.5.1. Παράσιτα ηλεκτροδίων.

Αυτά είναι συνήθως τα ενοχλητικότερα από τα ανεπιθύμητα σήματα.

Αν κινηθεί ο ασθενής ή αν κινηθούν τα καλώδια που συνδέουν τα ηλεκτρόδια του με το μηχάνημα, διαταράσσεται η ηλεκτροχημική ισορροπία μεταξύ ηλεκτροδίων και δέρματος, εκεί δηλαδή που μετατρέπεται το ρεύμα ιόντων (στον ασθενή) σε ρεύμα ηλεκτρονίων (στα ηλεκτρόδια και στα σύρματα). Έτσι μπορεί να παραχθούν αλλαγές δυναμικού, που αποτελούν σήματα για το μηχάνημα. Αυτά ενισχύονται μαζί με τα επιθυμητά σήματα και αλλάζουν το ΗΕΓ.

Αν ο ασθενής ιδρώνει, ο ιδρώτας θα επηρεάσει επίσης την ισορροπία κάτω από τα ηλεκτρόδια. Έτσι θα εμφανισθούν μεγάλες αλλά βραδείας μεταβολής αλλαγές δυναμικού. Δηλαδή επηρεάζουν την γραμμική βάρσεως του ΗΕΓ.

4.5.2. Δυναμικά από καρδιά και μάτια.

Η λειτουργία της καρδιάς παράγει όπως είδαμε στην ΗΚΓ δυναμικά στο δέρμα. Αυτό βέβαια ισχύει και για το δέρμα της κεφαλής. Ευτυχώς η απόσταση (r στο Σχήμα 92) μεταξύ καρδιάς και κεφαλής είναι μεγάλη. Έτσι το σήμα που παίρνουν τα ηλεκτρόδια

($V_{12} = K \cdot R \cdot p \cdot \sin\theta/r^2$) είναι πολύ μικρό, όταν μάλιστα είναι μικρή και η απόσταση R μεταξύ των ηλεκτροδίων. Όταν είναι σημαντικό το καρδιακό σήμα δίνει στο ΗΕΓ οξείες αιχμές (αποκλίσεις της γραφίδας) με την περιοδικότητα της καρδιάς (δηλ. ανά $\sim 0,8s$). Η παρεμβολή, που προκαλείται στο ΗΕΓ όταν υπάρχει εμφυτευμένος βηματοδότης της καρδιάς, είναι ισχυρότατη και δεν μπορεί να εξαλειφθεί.

Η διαφορά δυναμικού μεταξύ του πρόσθιου και του οπίσθιου τμήματος του ματιού είναι αρκετά mV . Αυτό το δίπολο δίνει ρεύματα διά των ιστών και δυναμικά στο δέρμα της κεφαλής, που αλλάζουν όταν κινούνται τα μάτια του εξεταζόμενου.

4.5.3. Ηλεκτρική και μαγνητική παρεμβολή από γειτονικά ρεύματα.

Έστω ότι ένα ηλεκτροφόρο καλώδιο (220V, 50 Hz) περνά σε μικρή απόσταση από τον ασθενή. Το μονωμένο σώμα του ασθενούς, επειδή βρίσκεται μέσα στο ηλεκτρικό πεδίο, θα αποκτήσει ένα δυναμικό μεταξύ του δυναμικού του σώματος και εκείνου της γης. Αυτό το εναλλασσόμενο δυναμικό του σώματος μπορεί να φθάσει σε υψηλότερες τιμές σε σχέση με τα δυναμικά του ΗΕΓ. Στο τέλος του βιβλίου (11.8. Πρόβλημα) υπολογίστηκε ότι άνθρωπος που στέκεται στο δάπεδο και απέχει 1m από αθωράκιστο καλώδιο E.P. 220V θα αποκτήσει εναλλασσόμενο δυναμικό ενεργού τιμής περίπου 20V. Αυτό είναι περίπου ένα εκατομμύριο φορές υψηλότερο από τα δυναμικά που μετρά το ΗΕΓ.

Εξ άλλου μέρος από το χωρητικό ρεύμα που διαρρέει από το σύρμα προς τη γη περνά δια του σώματος του ασθενούς. Έτσι δημιουργεί διαφορές δυναμικού ($V = I \cdot R$) μεταξύ των θέσεων του δέρματος που φέρουν τα ηλεκτρόδια. Αυτά τα δυναμικά αποτελούν για το μηχάνημα σήματα που υπερτίθενται στο ΗΕΓ.

Αν το παραπάνω καλώδιο διαρρέεται από ρεύμα έντασης i , δημιουργεί στο γύρω του χώρο και μαγνητικό πεδίο (νόμος Biot-Savart). Αν Φ είναι η ροή του μαγνητικού πεδίου που περνά μέσα από ένα βρόχο, σχηματιζόμενο από τα καλώδια συνδέσεως του ασθενούς με τον ΗΕΓ

θα επαχθεί στο βρόχο τάση $v = -d\Phi/dt$. Αυτό το δυναμικό που θα υπερτεθεί στο ΗΕΓ υλοποιήθηκε στο «Π.9. Πρόβλημα».

Σε αντίθεση με τις ηλεκτρικές, οι μαγνητικές παρεμβολές προκαλούν ασθενή παράσιτα. Η κάθε γραμμή έχει συνήθως δύο σύρματα που σε κάθε στιγμή διαρρέονται από ίσα ρεύματα αντίθετης φοράς. Επειδή τα σύρματα είναι παράλληλα και έχουν μικρή απόσταση μεταξύ τους, τα μαγνητικά πεδία τους σχεδόν αλληλοεξουδετερώνονται.

Η κατάσταση διαφέρει αν το Εργαστήριο γειτνιάζει προς κάποιο υποσταθμό της ΔΕΗ. Τότε τα υψηλά ρεύματα και οι πολλές στροφές (σπείρες) των πηνίων των μετασχηματιστών δημιουργούν ισχυρά μαγνητικά πεδία (Θεώρημα Ampere) που ελάττουν ανάλογα σήματα στους βρόχους των καλωδίων ασθενούς και οργάνου.

4.5.4. Παρεμβολή από πεδία υψηλής (ραδιοφωνικής) συχνότητας.

Κάθε σύρμα διαρρέομενο από υψίσυχο ρεύμα εκπέμπει ηλεκτρομαγνητικά κύματα, που διαδίδονται σε μεγάλες αποστάσεις. Η πηγή αυτών των κυμάτων μπορεί να είναι η κεραία ενός ραδιοφωνικού σταθμού ή ο σπινθήρας που παράγεται κατά την διακοπή κάποιου ηλεκτρικού ρεύματος. Αυτά τα μεταβατικά κύματα, φεύγοντας από τον ηλεκτρικό διακόπτη και ταξιδεύοντας κατά μήκος της τροφοδοτικής γραμμής, μπορούν να φθάσουν και να δημιουργήσουν ενσχλητική παρεμβολή στο μετρητικό μας όργανο (ΗΚΓ, ΗΜΓ, ΗΕΓ).

Τα πεδία ραδιοφωνικής συχνότητας που προέρχονται από ραδιοφωνικούς και τηλεοπτικούς πομπούς έχουν μικρή ένταση (λίγα mV ανά μέτρο μήκους στον αέρα). Έτσι τα παράσιτα τους εξαλείφονται εύκολα με βαθυπερατό φίλτρο, δεδομένου ότι τα βιοδυναμικά που θέλομε να καταγράψωμε δεν περιέχουν υψίσυχες συνιστώσες. Αν όμως ο πομπός είναι κοντά ή αν στον ίδιο (ή σε γειτονικό) χώρο λειτουργεί μια φυσιοθεραπευτική ή χειρουργική διαθερμία, το ηλεκτροφυσιολογικό μας όργανο μπορεί να δεχθεί υψηλά υψίσυχα σήματα. Για παράδειγμα, σε απόσταση 1500m από πομπό VHF των 100W το πεδίο είναι περίπου 20mV/m, ενώ αν θωρακισθεί το δωμάτιο μειώνεται σε ~ 10 mV/m. Σε απόσταση 6m από χειρουργική διαθερμία, που λειτουργεί σε 400W και σε 400kHz, το πεδίο είναι περίπου 10mV/m.

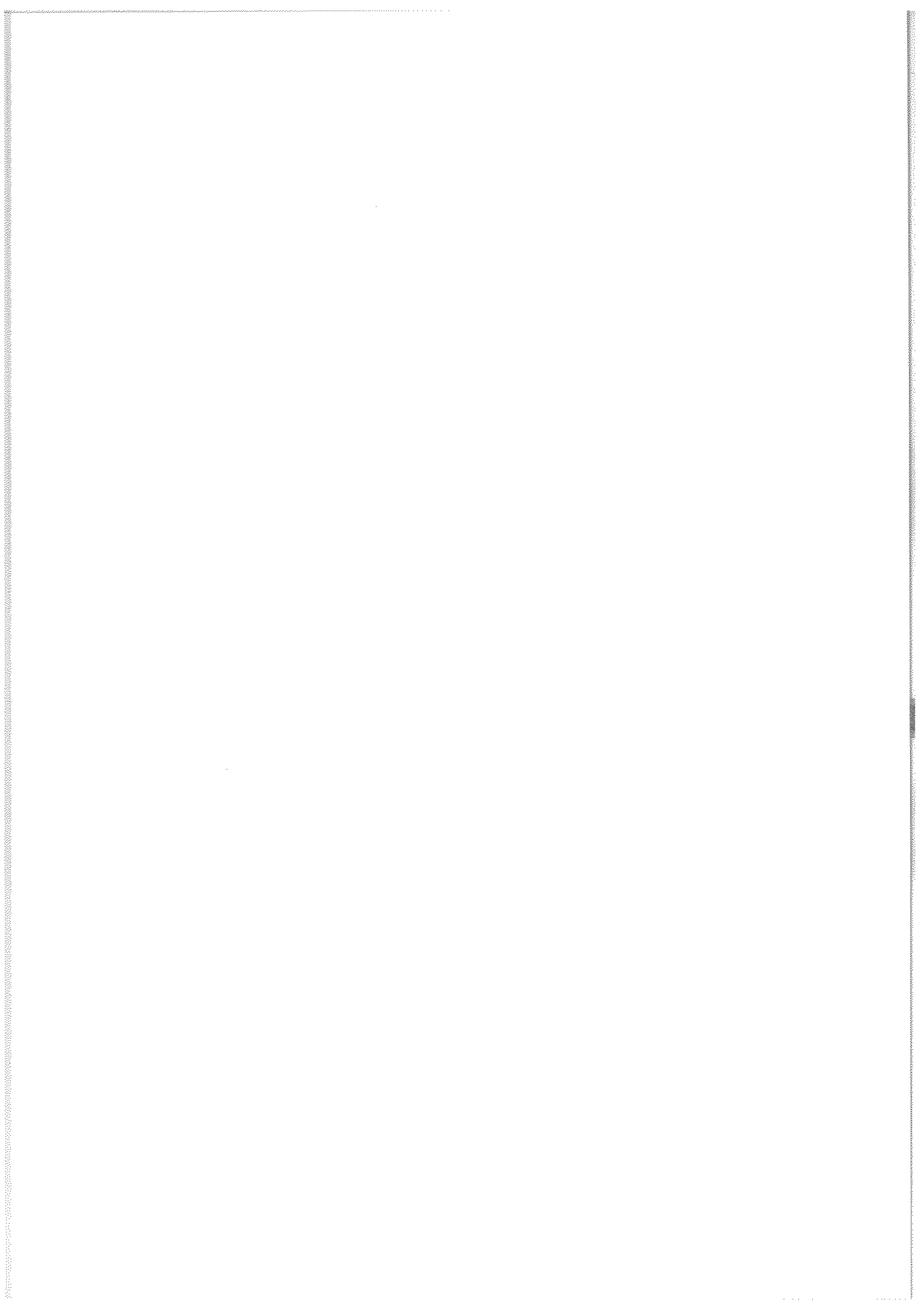
4.6. Μείωση των ανεπιθύμητων παρεμβολών.

Η κατασκευή θωρακισμένου δωματίου (ελεύθερου ηλεκτρικών και υψίσυχων πεδίων) είναι δαπανηρή. Το θυρόφυλλο πρέπει να είναι χάλκινο και να έχει περιμετρικά καλές ηλεκτρικές επαφές με το επίσης αγώγιμο πλαίσιο του (την κάσα του). Επειδή τα παράθυρα δεν θωρακίζονται αποτελεσματικά, πρέπει ν' αποφεύγονται. Δηλ. να χρησιμοποιείται τεχνητός φωτισμός συνεχώς. Οι τοίχοι, το δάπεδο και η οροφή πρέπει να έχουν αγώγιμα και γειωμένα πλέγματα.

Ευτυχώς στις περισσότερες περιπτώσεις δεν είναι αναγκαία η κατασκευή θωρακισμένου δωματίου. Η προστακτική χρήση και η σωστή κατασκευή των ηλεκτροφυσιολογικών οργάνων αρκούν για να ελαττώσουν ικανοποιητικά τις παρεμβολές.

Μερικές πρακτικές συμβουλές είναι:

1. Το μηχανήμα πρέπει να είναι πάντοτε γειωμένο.
2. Τα καλώδια των συνδέσεων ασθενούς-μηχανήματος και το καλώδιο τροφοδοσίας του μηχανήματος πρέπει να είναι προστατευμένα με αγώγιμο περιβλήμα. Αυτή η προστασία αφαιρεί σχεδόν όλη την παρεμβολή ηλεκτρικών πεδίων.
3. Οι λαμπτήρες φθορισμού προκαλούν σημαντική ηλεκτρική παρεμβολή μέχρι απόσταση 2m. Στην ΗΚΓ και ΗΕΓ ο ασθενής δεν πρέπει να είναι κοντά σε λαμπτήρες φθορισμού. Οι λαμπτήρες πυρακτώσεως είναι πολύ προτιμώτεροι.
4. Τα ηλεκτροφόρα τροφοδοτικά καλώδια δεν πρέπει να γειτνιάζουν ούτε στον ασθενή ούτε στα καλώδια συνδέσεως ασθενούς-οργάνου. Το μαγνητικό τους πεδίο επάγει παρεμβολές.
5. Ο μετρούμενος ασθενής πρέπει να απέχει από οποιονδήποτε μετασχηματιστή, ακόμα και από κείνον που τυχόν περιέχεται στο όργανο. Άρα ο ασθενής δεν πρέπει να βρίσκεται δίπλα στο όργανο.
6. Φθαρμένα καλώδια και κακοτοποθετημένα ηλεκτρόδια είναι οι συνθηότερες πηγές παρεμβολής.
7. Τα ηλεκτροφόρα καλώδια κατά την κατασκευή του Εργαστηρίου, πρέπει να εγκατασταθούν μέσα σε μεταλλικούς γειωμένους και όχι σε πλαστικούς σωλήνες.
8. Γενικά η απόσταση είναι αποτελεσματικός και φθηνός προστατευτής. Κάθε παρεμβολή μειώνεται αυξάνοντας την απόσταση της θέσης μετρήσεως από την πηγή της παρεμβολής.



BIO-ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΣ -1-

Ηλεκτροχημική Δραστηριότητα

· ΗΜΙΔΙΑΒΑΤΩΝ ΜΕΜΒΡΑΝΩΝ
(ΔΗΜΙΟΥΡΓΙΑ)

Ηλεκτρική Δραστηριότητα Κυττάρων
(Νευρικών - Μυϊκών)
(ΔΙΑΔΟΣΗ)

Ηλεκτρική Δραστηριότητα Οργάνων
(Καρδιά, Εγκέφαλος, Νέφος, Μύες
(ΜΕΤΡΗΣΗ))

Ηλεκτρικά & Ηλεκτρονικά Οργανικά
(Ηλεκτρομαγνητικό, Εγκεφαλό - Μυογράφημα
(ΚΑΤΑΣΤΡΑΦΗ))

Προηγμένα Δυναμικά

· Οπτικά \Rightarrow ΗΛΓ + ΗΟΓ

Ακουστικά \Rightarrow Βραδέα + Ταχέα

Σωματικά \Rightarrow Από γοιμά νεύρα

ΚΛΙΝΙΚΑ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ

-2-

ΟΡΙΣΜΟΣ: Το ΗΕΓ αλλοιώνεται από εσωτερικές παρεμβολές (Η.Κ.Γ., ΗΜΓ) & εξωτερικές (Παράβιατα ηλεκτροδίων, Γείτονια ρεύματα, Υγιεινά Ρεύματα).

ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΑ: Γαβανικά Διαφορικά (Πόρωση ηλεκτροδίου)
Αντίσταση ηλεκτροδίου (Σύσταση καρμίων συκωτώνων ρ. Π. Ο)

ΗΛΕΚΤΡΟΚΑΡΔΙΟΓΡΑΦΗΜΑ: Περιθωρικές ολικές (T=0.8s) του QRS συμπλέγματος).

ΗΛΕΚΤΡΟΜΥΟΓΡΑΦΗΜΑ: Υφανί Συκώματα Παλμοί κτλ. του πλάτους).

ΓΕΙΤΟΝΙΑ ΡΕΥΜΑΤΑ: Επαγόμενη τάση ~ 200V, 50Hz. (Αναπόσπαστοι στο άτομο)

ΥΨΙΣΤΑΧΑ ΡΕΥΜΑΤΑ: Πυρεντοές μέσω του διεύου στις ηλεκτρονικές συσκευές του οργάνου.

ΕΠΙΒΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΙΣΜΟΥ ΣΤΟ ΣΩΜΑ

2. Επιδύκνηση
 Διαδερμια → Φυσιοδραστηριότητα
 → Χειρουργική

Ανιχνιδωτής

+ Ηλεκτρική Διήθηση

Βυθαστοδότης

+ Ηλεκτρική Επίθεση

+ Ηλεκτρική Τομογραφία

Β. Ανιχνιδωτής

Μαυροσκόπια

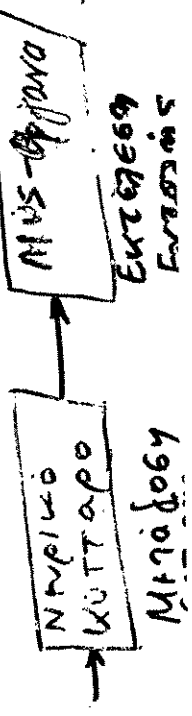
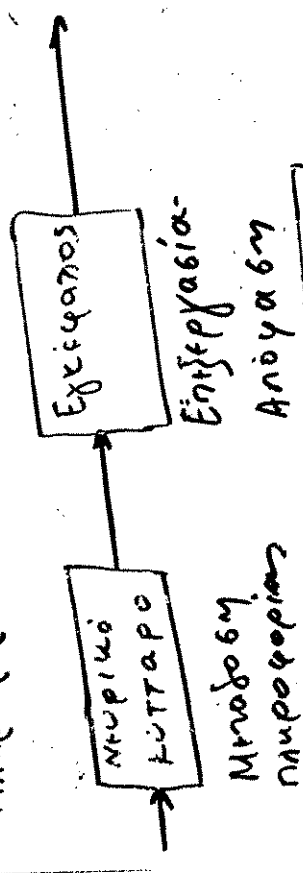
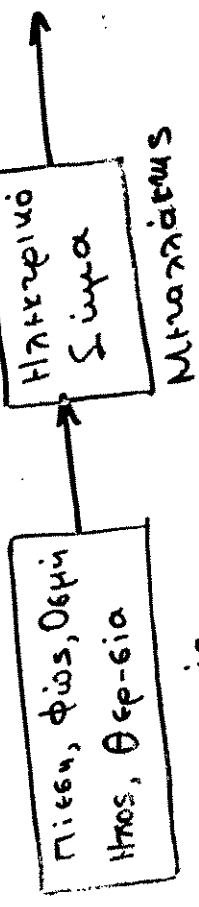
Ηλεκτροσκόπια → Μικροσκόπια

Κερανοσκόπια

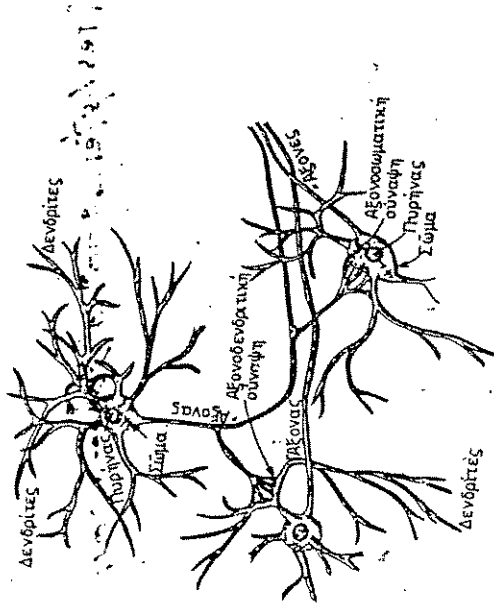
Νευρικό Σύστημα: Ηλεκτρομοι ιλαχοι αταυτην-
 υγους > Μικροακούς Συχνότητας (Πυροφορίες-Εκτοίς)
 Αιτιο: Εξωτερικά Ερεθίσματα

Αιδομυϊκός: Μικροακούς Εντεροκός (π.χ. Τασομυοκίτις, υποδακούς θέρμωτος)

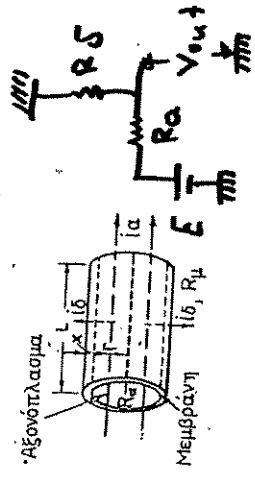
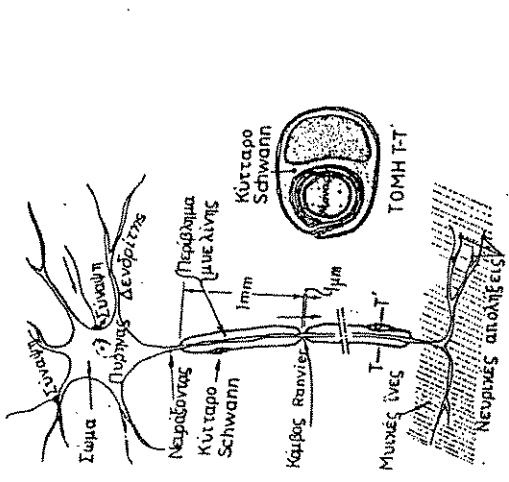
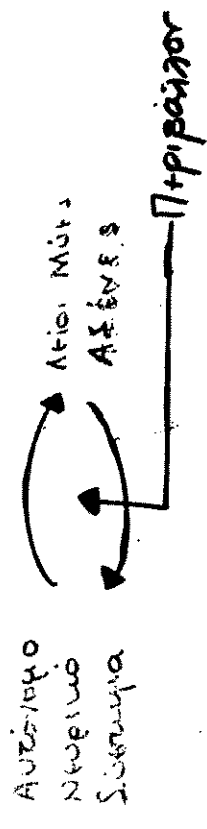
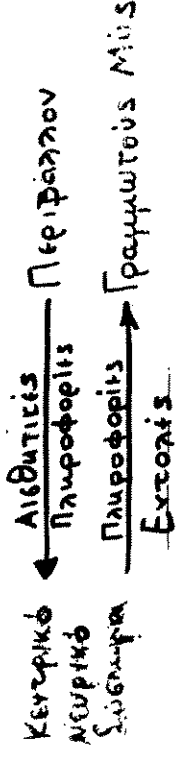
Απόκριση Μυών σε Νευρική Σύμβαση: Κάθε κινητήριος ποιάδα (ως μίος εκη ποιάς κινητήριος ποιάδα) παίρνει εντοίς από ποιά κεντρική σύμβαση. Επειρο κινητήριος ποιά κεντρική σύμβαση από πο σωματική ποιά κεντρική σύμβαση στο ποίνο & επί από πο ποιά (κροική) & κεντρική κεντρική) του σύμβατος-εντοίς.



ΗΛΕΚΤΡΙΚΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΤΩΝ ΝΕΥΡΩΝ



Ηλεκτροφυσιολογία: Η καταγραφή των δυναμικών που δημιουργούν τα κληρονομικά ώματα από μια κλασική διάδοση των "βιοδυναμικών" στις μεμβράνες που περιβάλλουν τα νευρικά & μυϊκά ώματα.



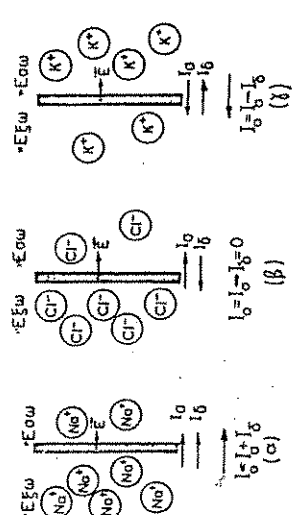
Δένδριτες: Αγωγοί Συλλογής Πληροφορίας

Σώμα Νευρώνα: Πηισκή απολήρωσης ευρώων Νευρώων: Αγωγός Μεταφοράς Πληροφορίας

Ανατομικά Χαρακτηριστικά Νευρώων: Αύλαος - Μυϊκώμας - Χάμφοι Ranvier Τριπνική Πηιστική: Αγωγός υψηλής ανήρωσης με κακή μόνωση & καμνή ταχύτητα διάδοσης ευρώων.

MEMBRANA

ΕΞΩ	ΕΣΩ
Δυναμικό: $U_{\xi} = 0$ (από ορισμό)	$U_{\sigma} = V_{\eta} = -90mV$
Συγκεντρώσεις σε mol/cm^2 :	
Na^+ 145	$C_{\xi}^+ = 149$
K^+ 4	$C_{\sigma}^+ = 167$
Cl^- 120	$C_{\xi}^- = 149$
(Λοιπά) 29	$C_{\sigma}^- = 167$



Εξίσωση Nernst

$V_i: I_{\sigma} = I_j$

$V_{\eta} = V_i \Rightarrow I_{\sigma} = 0, V_{\eta} \neq V_i \Rightarrow I_{\sigma} \neq 0$

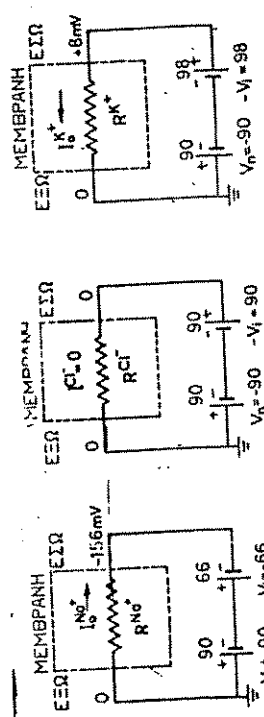
Παρεμφερές \equiv Μηχανισμό (Από χαμηλά προς υψηλά) \equiv Εύρεση (Από υψηλά προς χαμηλά)

$qV_i \equiv kT \ln \frac{C_j}{C_i}$

$Na^+: V_i = +66 mV$

$Cl^-: V_i = -90 mV$

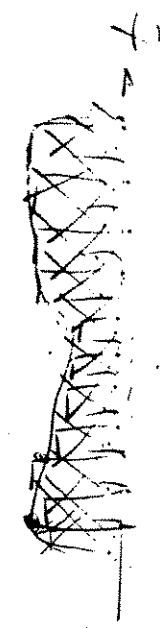
$K^+: V_i = -98 mV$



(α) (β) (γ)



Handwritten scribbles.

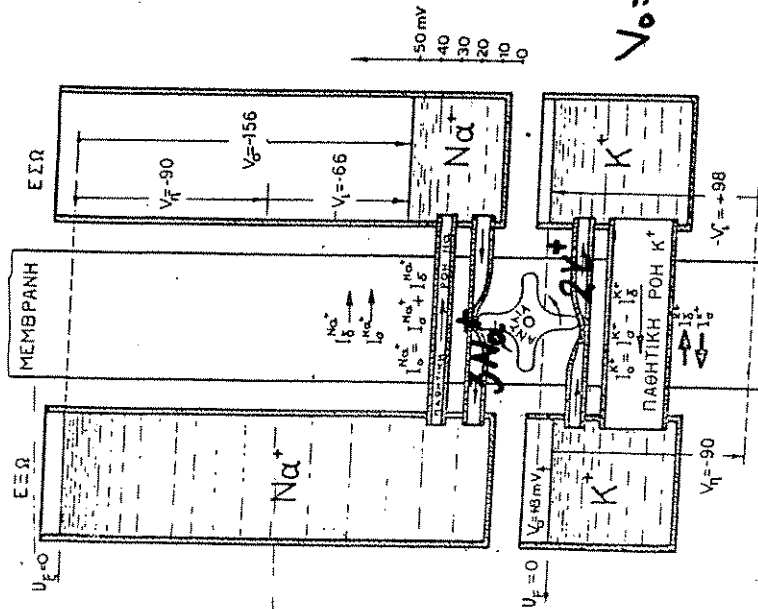


Handwritten scribbles.



Handwritten scribbles.



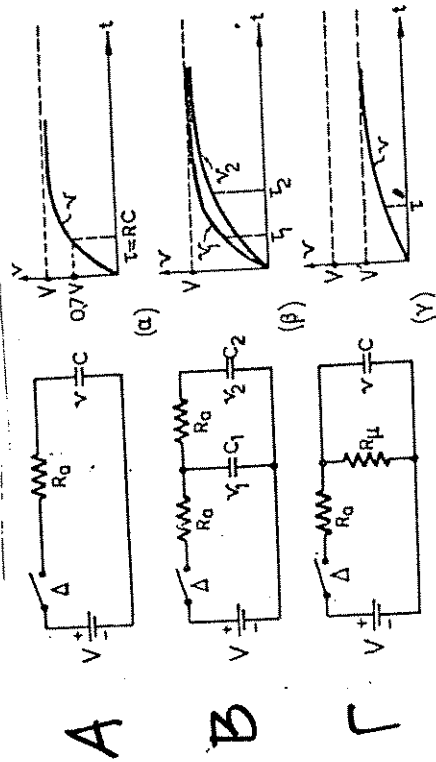


$V_0 = V_H - V_i$

Αίτιο I _{ion}	Διαφορά Δυναμικού V _{μV}	Ανοχήτητα Σ _x Ω ² /10
Na ⁺	-90mV	I ₀ = -156/R _{Na} mA
K ⁺	+66mV	I ₀ = 8/R _K mA
Cl ⁻	-98mV	I ₀ = ϕ
	-90mV	

I_{ex} = A_{vezias} · K⁺, Na⁺ · P = I₀ · Na⁺ · 156mV

I_κ = 8mV

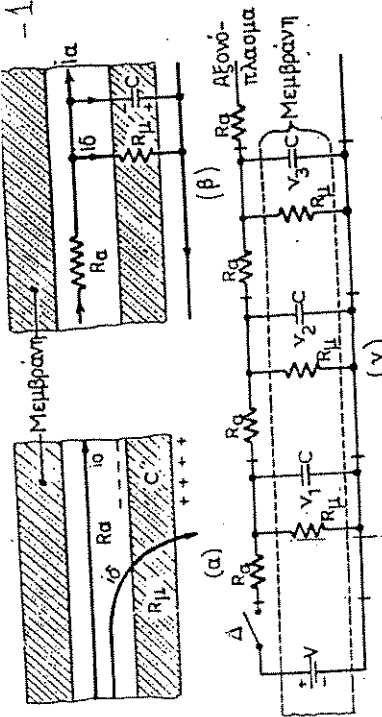


$V_A = V(1 - e^{-t/\tau})$ $\tau = R_0 C$

$V_{B2} = V(1 - e^{-t/\tau_1})$ $\tau < \tau_1 < \tau_2$

$V_{B2} = V(1 - e^{-t/\tau_1})$

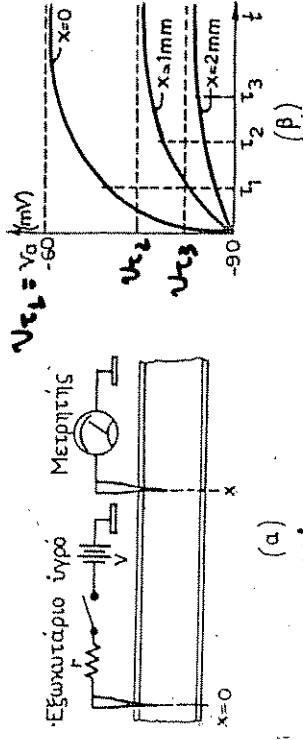
$V_{\Gamma} = V(1 - e^{-t/\tau_0})$ $\tau < \tau_1 < \tau_2$



Αύξηση με σταθερό χρόνο:
 $\tau_1 < \tau_2 < \tau_3$

Ελάττωση με σταθερή τάση

φόρτιση του πυκνωτή: $V_1 > V_2 > V_3$

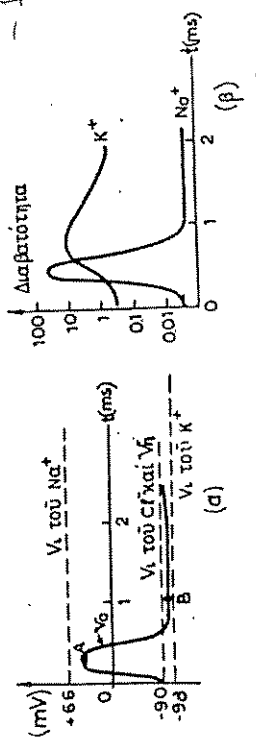


$V_2 = V_0 e^{-x/\lambda}$ $\lambda = \text{παράμετρος χώρου}$

$V_1(t) = V_0 (1 - e^{-t/\tau_1})$

$V_2(t) = V_0 (1 - e^{-t/\tau_2}) e^{-x/\lambda}$

$V_3(x,t) = V_0 (1 - e^{-t/\tau_3}) e^{-x/\lambda}$



Δυναμική Δράσης: Θετικός παλμός K^+ ύψος που φτάνει το δωδεκάτο χίμια να +50mV ανιζόρμετος από το αρχικό τριτάτο " (ύψος, διότι θερμοφίης). Ψυγίαιό Σήμα

Αιτία: Η υψηλότερη ιονική μεταβολή με διαφοράς με υπερβολή 61 ιόντα Na^+ , K^+ .

Χρόνοι: Μεταβολή Διαφορές Na^+ : < 1ms
 K^+ : ~ 1ms

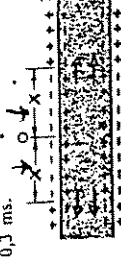
Χρόνος Ανόδου [Διαρκεια Παλμού]: 0.5ms
 Ανομοιογενής Ισορροπία: 50ms



(α) Ηρεσία. Μερβράνη νευράξονα πολωμένη. Χρόνος $t = 0$. $V_a = V_n = -90mV$ σε όλες τις θέσεις.



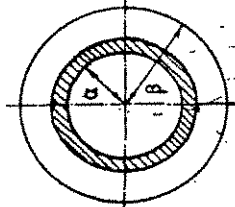
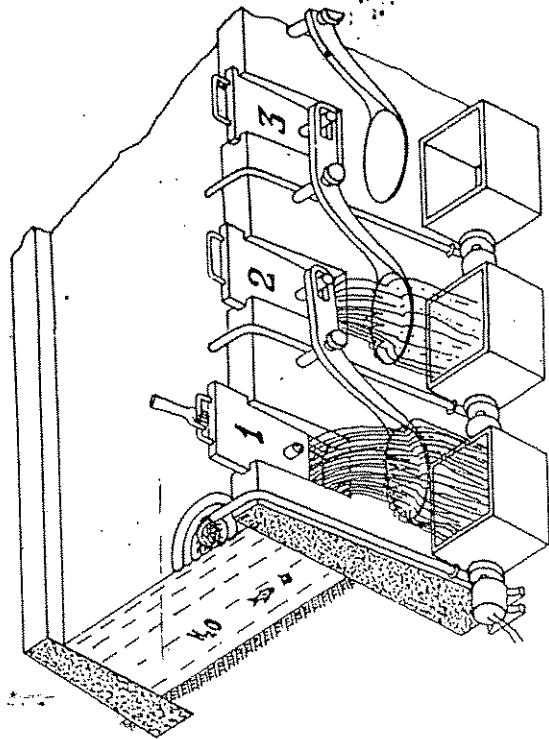
(β) Το κέρθισμα (βέλτος). Τοπική πυροδότηση εκπόλωσης και πρόκληση δυναμικού δράσης. Χρόνος $t = 0,3 ms$.



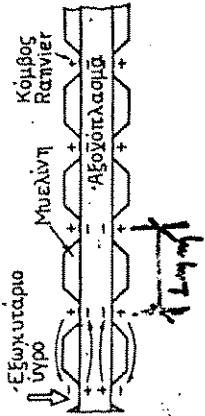
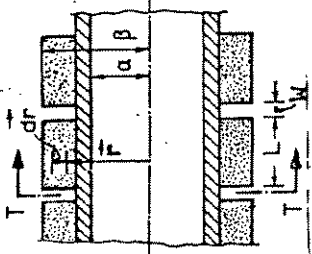
(γ) Η διάδοση της εκπόλωσης και του δυναμικού δράσης προς τις δύο κατευθύνσεις. Κυμα εναρπής Na^+ . Χρόνος $t = 0,3ms$.



(δ) Η επαναπόλωση της μεμβράνης αρχίζει και διαδίδεται. Χρόνος $t = 2 ms$.



ΤΟΜΗ ΤΤ



Μυελίνος Νευράξονα

Παράμετρος Χώρου: $\lambda = 7μm$

Ταχύτητα Διάδοσης Απόδοση ώριμης Ρανβιέ
Σταθερή Χρόνου τ

$$\tau = RC = \frac{\epsilon_0 \chi}{2\pi r \epsilon} \cdot 2\pi r \chi C_m = \epsilon_0 C_m \frac{\chi^2}{\epsilon}$$

$$v = \frac{\chi}{\epsilon} \Rightarrow v = \frac{v}{\rho_0 C_m \chi} \Rightarrow v = 10r \frac{M}{S} (r \rightarrow \mu)$$

Τελική Μορφή Νευράξονα:

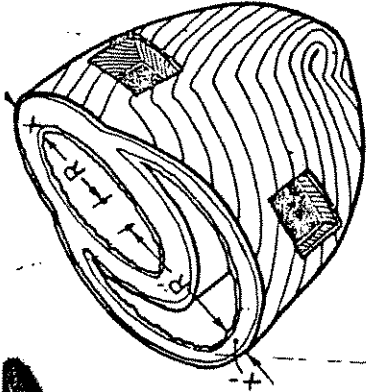
Συμβασμός Μηνόζο ταχύτητα

Διάδοσης ($v \propto \frac{1}{\chi}$) & κενού μm

μεταβολής επιφάνειας ($\epsilon \propto \frac{1}{\chi}$)

* $v \propto \sqrt{\epsilon}$, * * $E \propto 2\pi v$

145(4)



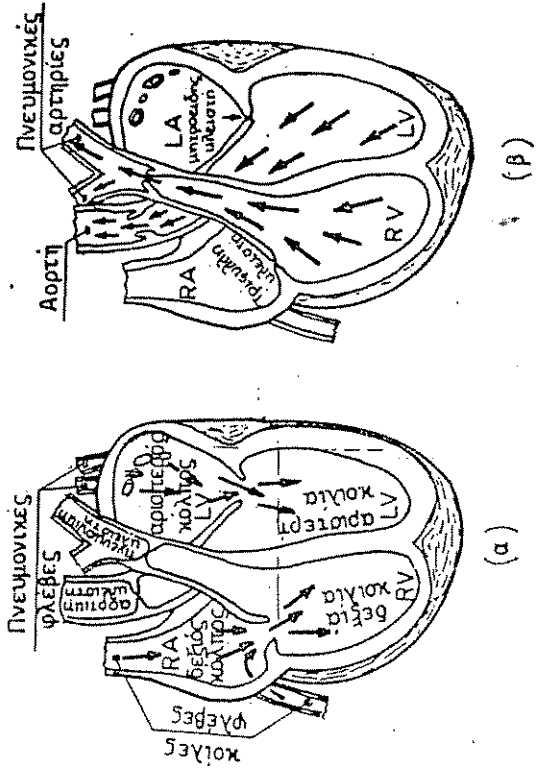
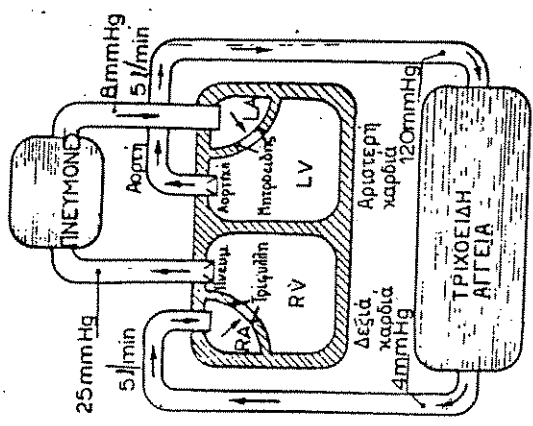
Σχ. 82. Σχήμα των κοιλιών και διάταξη των μυϊκών ινών τους σε καρδιά κομμένη εγκάρσια κάτω από τους κόλπους.

Ισχύς καρδιάς \approx Ισχύς Αριστερή Καρδιά
 $= P \cdot I$

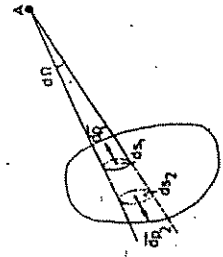
$P = \text{Διαφορά Πίεσης} = 100 \text{ mmHg}$
 $I = \text{Παροχή} = 5 \text{ l/min}$

	LV	RV	Σχόλια
Πάχος	X	X'	X > X': Η αριστερή κοιλία έχει παχύτερα τοίχωμα
Χωτικότητα	R	R'	R < R': Η αριστερή κοιλία έχει μικρότερη χωτικότητα
Πίεση	P	P'	P > P': Ανασπναιστική λειτουργία υψηλότερη πίεση
Τάση	σ	σ'	σ \approx σ': Το υλικό των κοιλιοκυττάρων είναι περίπου το ίδιο
$2P/R$	X	X	Επιχειρόμενη πρόβλεψη

145(2)



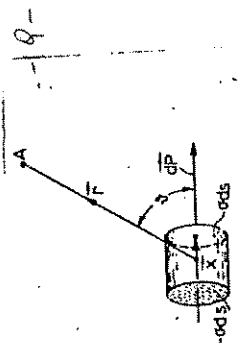
-20-
Heria
 $dU_1 = dU_2 \Rightarrow U_1 = U_2$



Σχ. 86. Διατήρηση ομοιόμορφη στρέψη σε κλειστά κέλυφος, προκαλεί έξω (στο Α) δύναμη μήκους.

$$dU_0 = k \sigma \times d\Omega \Rightarrow U_0 = k \sigma \int d\Omega$$

$$U_0 = k \sigma \times \frac{1}{4} \pi \times \frac{3}{\epsilon_0} = \frac{3}{4} \pi k \sigma \times \frac{1}{\epsilon_0}$$



Σχ. 85. Διάσπαση από διατήρηση στρέψης πυκνότητας α.

Σχ. 84. Υπολογισμός δύναμης από διατήρηση.

$$U_1 = \frac{q}{4\pi \epsilon_0 r} = k \frac{q}{r}$$

$$U_2 = -k \frac{q}{r + \Delta r}$$

$$U = kq \left[\frac{1}{r} - \frac{1}{r + \Delta r} \right]$$

$$= \frac{kq \Delta r}{r(r + \Delta r)}, \Delta r = r \sin \theta$$

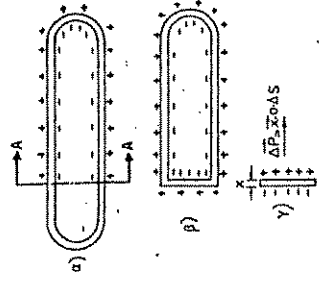
$$r + \Delta r \approx r$$

$$U = k \frac{P \cdot \bar{r}}{r^3} d\Omega$$

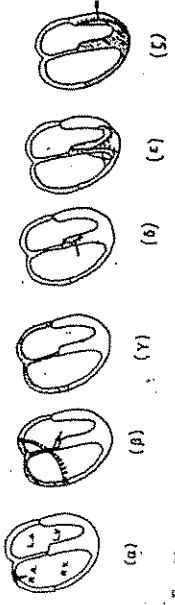
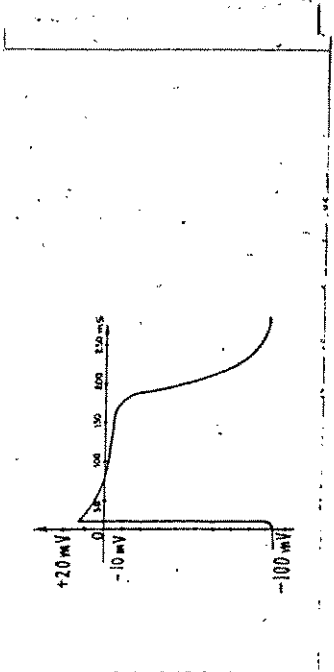
$$d\bar{r} = \int \sigma dS \Rightarrow U = k \times \rho dS \frac{\sigma \sin \theta}{r^2} = k \sigma \times d\Omega$$

I.P.S(4)

Σχ.

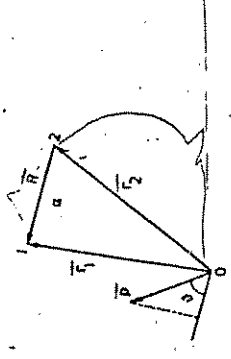


I.P.S(5)



Σχ. 89. Έξη διαδοχικά στιγμιότυπα της εκπόλωσης του μωκαρδίου. Σε κάθε στιγμιότυπο τα μικρά βέλη ανηλθίζουν τις ροπές διπόλου Δp , που εμφανίζουν τα κύτταρα, ενώ το μεγάλο βέλος δείχνει τη συνισταμένη τους ($\vec{p} = \sum \Delta p$) ολική ροπή διπόλου της καρδιάς. (α) Η εκπόλωση αρχίζει από το φλεβοκομβό. (β) Οι κώλοι σχεδόν εκπολάθηκαν. (γ) Οι κώλοι εκπολάθηκαν πλήρως. Η ροπή διπόλου είναι και μένει μηδενική όσο περνά το δυναμικό δράσης δια του καϊτοκαϊακού κόμβου. (δ) Αρχίζει η εκπόλωση της υφιστάτης κοιλίας και οι κώλοι επαναπολώνονται. (ε) και (ς) Συνεχίζεται η εκπόλωση του κοιλίων.

Σχ. 92. Υπολογισμός της διαφοράς δυναμικού V_{AB} , που προκαλεί μεταξύ των Α και Β το διπολο ροπής \vec{p} .



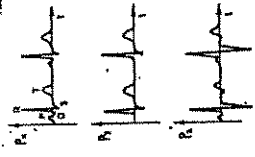
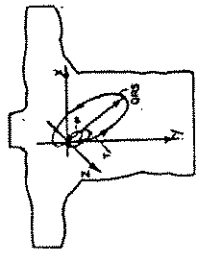
Σχ. 92. Υπολογισμός της διαφοράς δυναμικού V_{AB} , που προκαλεί μεταξύ των Α και Β το διπολο ροπής \vec{p} .

2.9. Οι ασπινονές...

$$V_1 \equiv V_2 \equiv V \Rightarrow V = k \vec{p} \cdot (\vec{r}_1 - \vec{r}_2) / r^3 \Rightarrow$$

$$V_{12} = k (\vec{p} \cdot \vec{r}) / r^3 = k R p \cos \theta / r^3$$

$$V_{12} \sim \sum \Delta \vec{p}_i \sim \sum \Delta \vec{p}_i \cdot \cos \theta_i \cdot R$$



Σχ. 90. Γεωμετρικός τόκος της ανάλυσης του ανωμαλίας \bar{p} της ολικής ποτικής διακόλου της καρδίας. Σχ. 91. Οι τρεις συνιστώσες P_x, P_y, P_z του \bar{p} κατά τους άξονες X, Y, Z του Σχ. 90, αναρτηθείσα του χρόνου t.

Μοντέλο διηλεκτρικού μέσου [περιβόληση ιστός ως υαφίδα]

N. Gauss: $\int_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon} \Rightarrow \mathbf{E} = \frac{q}{4\pi \epsilon \epsilon_0 r^2}$

Μοντέλο αδιάδημου υαλικού [περιβόληση ιστός ως υαφίδα]

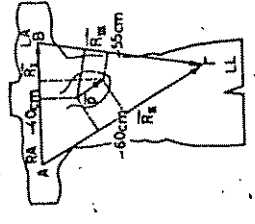
N. Διαμόρφωση: $\int_S \mathbf{j} \cdot d\mathbf{S} = \dot{Q} \Rightarrow \mathbf{j} = \frac{L}{4\pi r^2} \left. \begin{matrix} \right\} \mathbf{E} = \frac{\rho}{4\pi \epsilon_0 r^2}$

N. Ohm: $\mathbf{E} = \mathbf{j} \cdot \rho$

Επιπέδως $V_g = k \frac{P \cdot r^2}{r^3}$ ανατομή $V_{ax} = \frac{\rho \cdot P \cdot r}{4\pi \cdot r^3}$

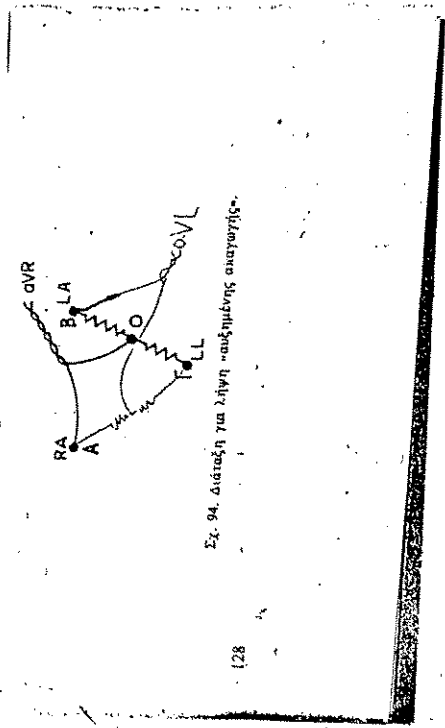
τ

I.φ. 5/8)



Σχ. 93. Μετρώμενες τα δυναμικά στους καρδιακούς και στην αριστερή κνήμη είναι ανα να τα μετρώμε στα σημεία A, B και Γ.

	ΜΟΥ	ΑΥΟΥ	ΚΟΥ
ΠΗΡ.	—	└	
ΚΕΥΤΡ	┐	└	
Συνθε			
Μουσ	└		

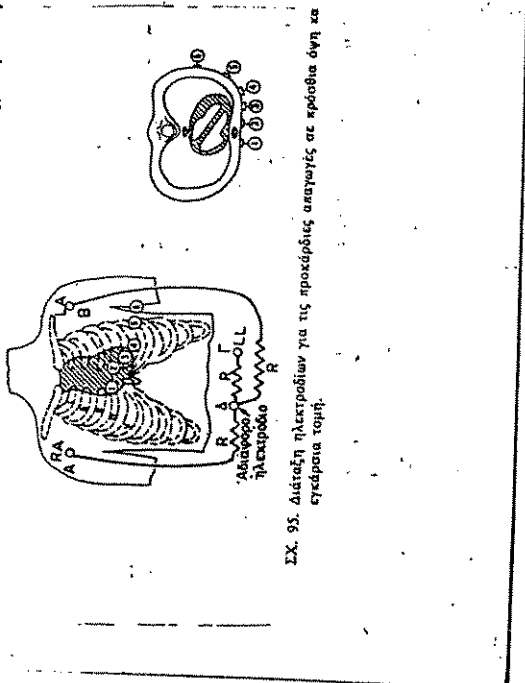


Σχ. 94. Διάταξη για λήψη "αυξημένων αναγωγών".

Αναγωγές Einthoven: I: $U_B - U_A$
 II: $U_r - U_A$
 III: $U_r - U_B$

Αναγωγές Goldberger: aVR = $U_A - \frac{1}{2}(U_B + U_r)$
 aVL = $U_B - \frac{1}{2}(U_A + U_r)$
 aVF = $U_r - \frac{1}{2}(U_A + U_B)$

Αναγωγές Wilson: $V_1 =$
 V_2
 $V_6 = \frac{U_A + U_B + U_r}{3}$



Σχ. 95. Διάταξη ηλεκτροδίων για τις προκορδίες αναγωγές σε κρόθοθα όψη και εγκάρσια τομή.

- Φοιμή Αναγώνηση ΗΚΓ
- Το προς τα εμπρός περπατή
- Το αντίθετο περπατή

ΗΛΕΚΤΡΟΕΓΓΕΦΑΛΟΓΡΑΦΙΑ

ΠΗΓΕΣ: ΣΥΝΑΠΤΙΚΗ ΔΡΑΣΤΗΡΙΟΤΗΤΑ (ΕΕΓ) + (ΗΕΓ)
 ΔΥΝΑΜΙΚΑ ΔΡΑΣΗΣ (ACTION POTENTIAL) (ΠΡΟΦΗΤΑ ΔΥΝΑΜΙΚΑ)
 ΔΥΝΑΜΙΚΟ ΕΓΓΕΦΑΛΟΥ: 0.1 ÷ 5mV, 1-15 Hz
 ΔΥΝΑΜΙΚΟ ΔΕΡΜΑΤΟΣ: 0.01 ÷ 50mV, ΖΩΓΕΣ ΣΥΝΟΧΕΙΩΤΩΝ.

ΗΛΕΚΤΡΟΕΓΓΕΦΑΛΟΓΡΑΦΗΜΑ (ΗΕΓ): Συνεχής Χρονική Καταγραφή υπερφαινοδίων Συναπτικού από κεντροδία δέφματος

ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΤΟΥ ΗΕΓ:

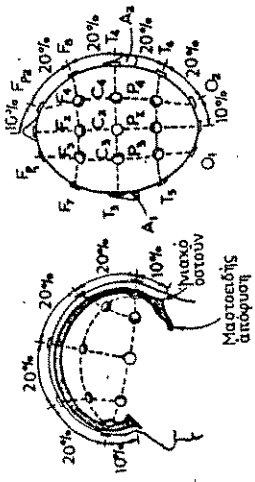
ΔΕΞΑ	< 4 Hz
Θύτα	4 ÷ 8 Hz
ΚΑΥΟ	8 ÷ 13 Hz
Βύτα	> 13 Hz

Πλάτος: 0.01 ÷ 50mV.
 Συχνότητα
 Κανονισμός Δυναμίας

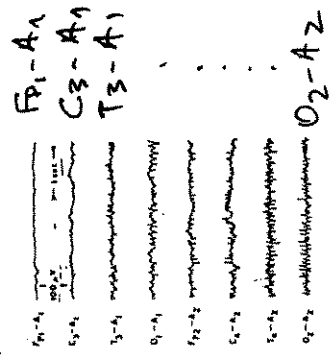
Θέση υπερφαινοδίων υπερφαινοδίων
 Δραστηριότητα

Ημιοφαιρική οφιοίωση
 Συμπερία
 Τάση Συχνότητα Συμπίση
 Συμπεριφορά Διατάσεων

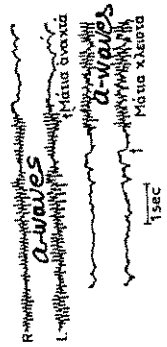
ΘΕΣΕΙΣ ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΩΝ



ΦΥΣΙΟΛΟΓΙΚΟ ΗΕΓ.



ΗΕΓ από R-L ινιαία κλίμα. α-κύματα
 μικρο οταν τα γάμια είναι κλειστά



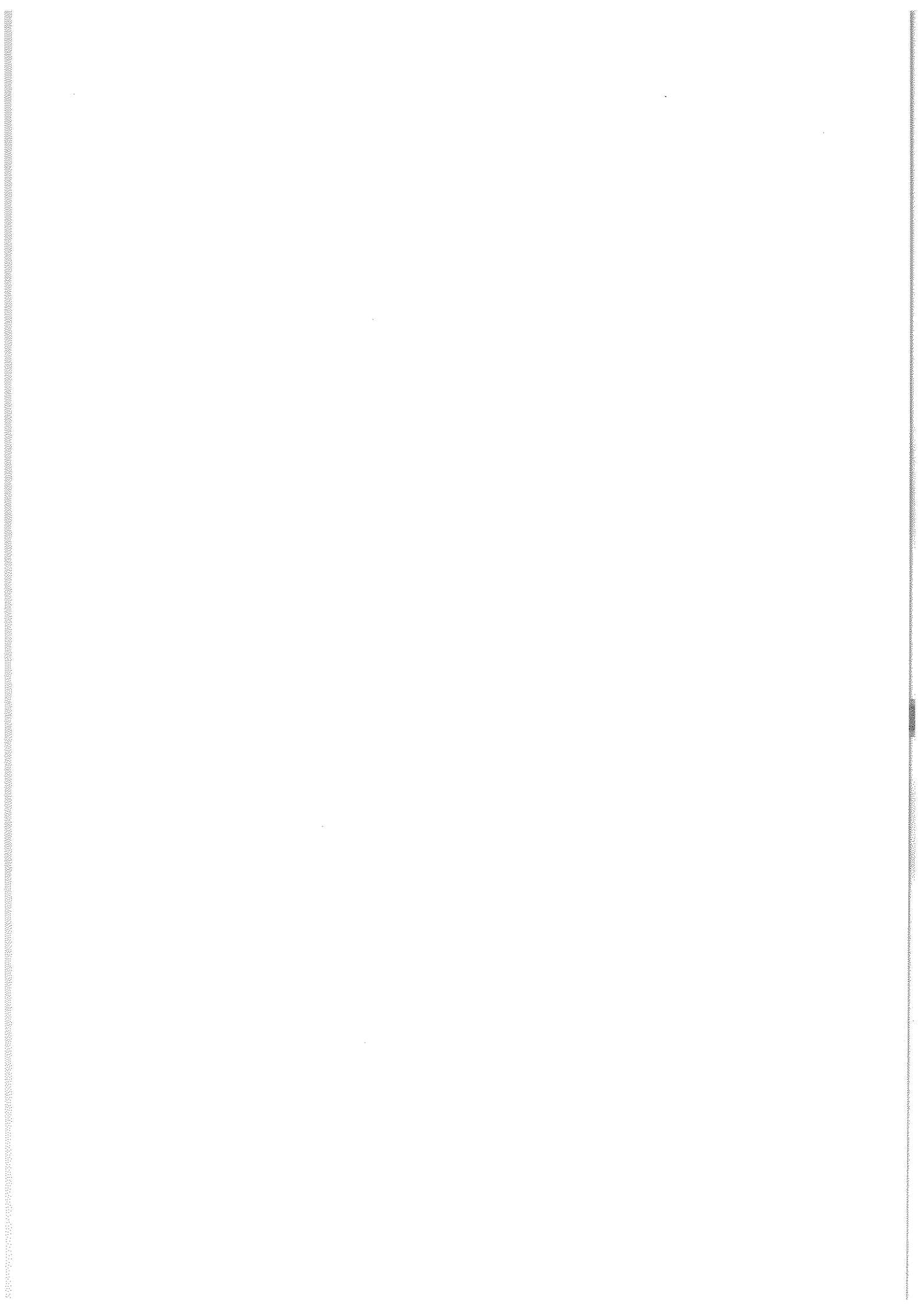
ΗΛΕΚΤΡΟΕΚΦΗΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

Χαρμμελιβίτιδα υπερβίτιδα ανόβιου

- Τεχνικά προβλήματα
- Παρεοια υπερβίτιδα
- Δυσβίτιδα στο νεφρό & ήττα
- Ηλεκτρική & χαμηλή υπερβίτιδα
- Παρεβίτιδα κόνις ήττα υπερβίτιδα
- ΗΗΗωσ αντιβίτιδα υπερβίτιδα

Προβλήματα Δυσβίτιδα

- Οπτικά Προβλήματα Δυσβίτιδα Ο.Π.Δ.
- Ηλεκτρο - αμφιβλβίτιδα - χράγμα Η.Α.Γ.
- Ηλεκτρο - οδοντο - χράγμα Η.Ο.Γ.
- Ανωβίτιδα Προβλήματα Δυσβίτιδα Α.Π.Δ.
- Σωβίτιδα Προβλήματα Δυσβίτιδα Σ.Π.Δ.



ΘΕΡΜΟΤΗΤΑ:

ΘΕΡΜΟΤΗΤΑ ΚΑΙ Η ΔΙΑΤΗΡΗΣΗ ΤΗΣ ΣΤΟ ΑΝΘΡΩΠΙΝΟ ΣΩΜΑ (2010/11)

1. ΣΚΟΠΟΣ

Η κατανόηση των εννοιών θερμότητας και θερμοκρασίας μέσω της κινητικής θεωρίας αερίων, καθώς και της παραγωγής, απώλειας και διατήρησης θερμότητας στο ανθρώπινο σώμα.

2. ΕΚΠΑΙΔΕΥΤΙΚΟΙ ΣΤΟΧΟΙ

Ο φοιτητής/η φοιτήτρια θα πρέπει να γνωρίζει:

- άνοιες- κλαδιά της κινητικής θεωρίας των αερίων ιδανικών και πραγματικών αερίων
- χρήση τους για την ερμηνεία των μηχανισμών μεταδόσης θερμότητας στο ανθρώπινο σώμα
- Μηχανισμούς διατήρησης σταθερής θερμοκρασίας στο σώμα

3. ΕΝΝΟΙΕΣ – ΚΛΕΙΔΙΑ

Κινητική θεωρία

Πίεση βάσει κινητικής θεωρίας
Απόλυτη θερμοκρασία βάσει κινητικής θεωρίας
Ισόθερμες ιδανικών αερίων
Ισοθερμες πραγματικών αερίων

Μηχανισμοί μετάδοσης (μεταβίβασης) θερμότητας

Μετάδοση με αγωγή
Μετάδοση με ρεύματα μεταφοράς
Μετάδοση με ακτινοβολία
Αλλαγή φάσεων και λανθάνουσα θερμότητα αλλαγής φάσης

Θερμότητα και ανθρώπινο σώμα

Πρώτο θερμοδυναμικό αξίωμα στο σώμα
Παραγωγή θερμότητας στο σώμα
Βασικός μεταβολικός ρυθμός
Φυσικοί μηχανισμοί απώλειας θερμότητας από το σώμα
Διατήρηση σταθερής θερμοκρασίας του σώματος
Ένεργοι (αναδραστικοί) μηχανισμοί διατήρησης σταθερής θερμοκρασίας του σώματος

ΥΔΗ

ΦΥΣΙΚΗ ΤΟΥ ΑΝΘΡΩΠΙΝΟΥ ΣΩΜΑΤΟΣ, J.R. Cameron, J. G. Skofronick, E.M.
Grant. Επιστημονικές Εκδόσεις ΠΑΡΗΣΙΑΝΟΥ Α.Ε. ΑΘΗΝΑ

Κεφάλαιο 2: Ενέργεια, Θερμότητα, Έργο και Ισχύς του Σώματος, εκτός της
ακόλουθης υπο-ενότητας:

2.3

Συμπληρωματικά:

Θερμότητα, Παύλη Καράπης, Ν., Νικηφορίδης Γ. και Παναγιωτίδης Γ., Ιατρική Φυσική:
Τόμος III Ακουστική, Οπτική, Θερμότητα, Πυρηνική Φυσική, Φυσική της Πυρηνικής
Ιατρικής, Φυσική της Ακτινοδιαγνωστικής, Υπέρηχοι, Πάτρα 2000

σελίδες: **98-131**, εκτός των ακόλουθων υπο-ενότητων:

1.5
1.8
2.2.2
2.4
2.5
2.7.1
2.7.2
2.8
2.9

Επιλεγμένες διαφάνειες (5 διπλές σελίδες)

Το μέσο τετράγωνο της ταχύτητας των τετραγώνων των μορίων:

$$\langle v^2 \rangle = \frac{\sum N_i v_i^2}{N} \quad (3)$$

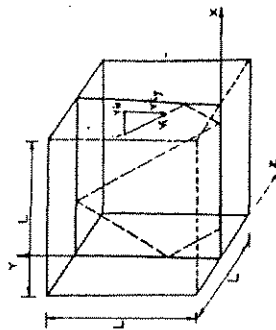
Αν θεωρήσουμε τώρα ότι ένα αέριο αποτελείται από N μόρια που έχουν μάζα m_0 τότε η μέση κινητική τους ενέργεια θα είναι:

$$\langle KE \rangle = \sum N_i (1/2 m_0 v_i^2) / N = (1/2) m_0 \langle v^2 \rangle \quad (4)$$

Η κινητική ενέργεια ενός αερίου, που δεν ανταλλάσσει ενέργεια με το περιβάλλον, μένει σταθερή, δηλαδή το μέσο τετράγωνο της ταχύτητας των μορίων του είναι σταθερό παρόλο που η ταχύτητα κάθε μόριου μεταβάλλεται εξαιτίας των συγκρούσεων.

1.3 Πίεση

Η πίεση που ασκεί ένα αέριο στα τοιχώματα του δοχείου που το περιέχει, οφείλεται στις ασταχείες συγκρούσεις των μορίων του με αυτά. Ο αριθμός των συγκρούσεων αυτών μεταξύ των μορίων και των τοιχωμάτων στη μονάδα του χρόνου είναι τόσο μεγάλος ώστε στην πράξη τα τοιχώματα υφίστανται μια σταθερή σε μέτρο και διεύθυνση δύναμη. Για να υπολογίσουμε την πίεση που ασκείται στα τοιχώματα του δοχείου από το αέριο, αρκεί να υπολογίσουμε τη μέση τιμή της δύναμης που ασκείται από τα μόρια του αερίου κάθετα προς τη μονάδα επιφάνειας του τοιχώματος του δοχείου.



Σχήμα 2: Διαδρομή μορίου ιδανικού αερίου σε κλειστό κυβικό δοχείο με μηδενική συνιστώσα ταχύτητας κατά την διεύθυνση του άξονα z.

Έστω κλειστό κυβικό δοχείο πλευράς L που περιέχει "ιδανικό αέριο" (βλέπε σχήμα 2). Το μόριο i έχει ταχύτητα v_i και μάζα m_0 . Η σύγκρουσή του με το

τοιχώμα είναι ελαστική (αναστρέφει την συνιστώσα v_{ix} της ταχύτητας και την κάνει $-v_{ix}$). Σύμφωνα με το δεύτερο νόμο του Νεύτωνα:

$$F_i = \frac{\Delta(m_0 v_i)}{\Delta t}$$

και η ώθηση που θα ασκήσει το τοίχωμα στο μόριο είναι:

$$F_i \Delta t = \Delta(m_0 v_i)$$

Η κρούση δεν αλλάζει την ορμή κατά τον άξονα y ... μόνο κατά τον άξονα x . Παρόδη έχουμε:

$$\Delta(m_0 v_i) = m_0(-v_{ix}) - m_0 v_{ix} = -2m_0 v_{ix}$$

Αιτία τοίχωμα, η ώθηση που θα ασκήσει το μόριο στο τοίχωμα θα κατευθύνεται προς τα δεξιά και θα έχει μέτρο:

$$F_{ix} \Delta t = 2m_0 v_{ix}$$

Η σύγκρουση με το τοίχωμα αυτό συμβαίνει κάθε φορά που το μόριο καλύπτει δύο φορές την απόσταση L των τοιχωμάτων κατά τη διεύθυνση του άξονα x . Επομένως, ο χρόνος μεταξύ δύο διαδοχικών συγκρούσεων είναι:

$$\Delta t_i = 2L/v_{ix}$$

Έτσι, η μέση δύναμη (ως προς το χρονικό διάστημα) που ασκείται από το μοναδικό αυτό μόριο στο τοίχωμα μπορεί να θεωρηθεί ίση με:

$$F_{ix} = \frac{2m_0 v_{ix}}{\Delta t_i} \quad \text{ή} \quad F_{ix} = \frac{m_0 v_{ix}^2}{L}$$

Έστω ότι το δοχείο περιέχει N μόρια. Τότε, η συνολική δύναμη που θα ασκούν όλα τα μόρια του δοχείου στο δεξιό τοίχωμα θα είναι:

$$F_x = \frac{m_0}{L} \sum N_i v_{ix}^2$$

Το μέσο τετράγωνο της ταχύτητας κατά την κατεύθυνση του x είναι:

$$\langle v_x^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum N_i v_{ix}^2$$

Άρα:

$$F_x = \frac{m_0}{L} N \langle v_x^2 \rangle$$

Τελικά, σύμφωνα με τον ορισμό της πίεσης ($P=F/s$) αυτή στο δεξιό τοίχωμα (επιφάνεια $S=L^2$) θα είναι:

$$P = \frac{F_x}{S} = \frac{m_0 \langle v_x^2 \rangle}{L^3}$$

Επειδή (α) ο αριθμός N των μορίων είναι μεγάλος, (β) δεν υπάρχει

προτίμηση στη διεύθυνση της κίνησης, δηλαδή $\langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle$ και (χ) ισχύει η σχέση (1), θα έχουμε:

$$\langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle = \langle v^2 \rangle / 3$$

αρα:
$$P = \frac{N}{L^3} m_0 \frac{\langle v^2 \rangle}{3} = \rho \frac{\langle v^2 \rangle}{3} \quad (5)$$

Όπου ρ η πυκνότητα του αερίου. Αν n είναι ο αριθμός των μορίων στη μονάδα του όγκου:

$$n = N/L^3$$

$$P = \frac{1}{3} n m_0 \langle v^2 \rangle$$

$$\text{ή} \quad P = \frac{2}{3} n < \frac{1}{2} m_0 v^2 > = \frac{2}{3} n \langle E \rangle \quad (6)$$

Συμπεράσματα:

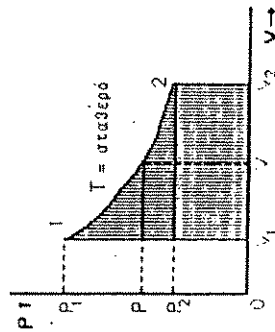
- Η πίεση ενός αερίου είναι αποτέλεσμα της κίνησης των μορίων του.
- Η πίεση P ισούται προς τα $2/3$ του πλήθους των μορίων ανά μονάδα όγκου επί τη μέση κινητική ενέργεια των μορίων.

1.4 Νόμος των Boyle - Mariotte

Αν στην εξίσωση (6) πολλαπλασιάσουμε και τα δύο μέλη επί τον όγκο V του αερίου, θα έχουμε:

$$PV = \frac{2}{3} nV \langle \frac{1}{2} m_0 v^2 \rangle$$

$$\text{ή} \quad PV = \frac{2}{3} N \langle \frac{1}{2} m_0 v^2 \rangle \quad (7)$$



Σχήμα 3: Μεταβολή της πίεσης ιδανικού αερίου συναρτήσει του όγκου για T-σταθερό.

Στοιχεία Σειρήνας Στο Σκεύησος στη Λιανθή

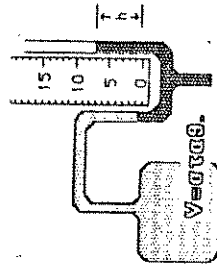
Αν δεν υπάρχει ανταλλαγή ενέργειας με το περιβάλλον και η θερμοκρασία παραμένει σταθερή, η συνολική κινητική ενέργεια παραμένει σταθερή και επομένως:

$$PV = \text{σταθερό} \quad (8)$$

Ο νόμος αυτός που βρέθηκε πειραματικά από τους Boyle και Mariotte, ισχύει για τα πραγματικά αέρια σε συνθήκες που απέχουν από αυτές της υδροστατικής και αποδίδεται γραφικά από την καμπύλη του σχήματος 3. Στην περίπτωση που βρίσκουμε κοντά στις συνθήκες υδροστατικής, θα πρέπει, όπως θα δούμε παρακάτω, να πάρουμε τμήση τις αλληλεπιδράσεις των μορίων μεταξύ τους (ελκτικές δυνάμεις που επηρεάζουν την πίεση) καθώς και των πραγματικό όγκο των μορίων.

1.5 Επίδραση της θερμοκρασίας στα ιδανικά αέρια

Ας θεωρήσουμε τώρα ιδανικό αέριο σε δοχείο με σταθερό όγκο του οποίου την πίεση μπορούμε να μετρήσουμε με τη βοήθεια ενός μανόμετρου όπως φαίνεται στο σχήμα 4.



Σχήμα 4: Δοχείο σταθερού όγκου V με υδραργυρικό μανόμετρο για τη μέτρηση της επίδρασης της θερμοκρασίας στα αέρια.

Έστω P_0 η αρχική πίεση του αερίου σε θερμοκρασία 0°C . Αυξάνοντας την θερμοκρασία T του αερίου, παρατηρούμε ότι η μεταβολή της πίεσης (ΔP) είναι ανάλογη της μεταβολής της θερμοκρασίας (ΔT) και της αρχικής πίεσης P_0 και δίνεται από την σχέση:

$$\Delta P = \alpha P_0 \Delta T \quad (9)$$

Στοιχεία Σειρήνας Στο Σκεύησος στη Λιανθή

όπου α μια σταθερά που είναι ίση με α=1/273 grad⁻¹ και έχει την ίδια τιμή για όλα τα ιδανικά αέρια. Γράφοντας την εξίσωση (9) με τη μορφή:

$$dP = \alpha P_0 d\theta$$

και ολοκληρώνοντας, έχουμε:

$$\int_{P_0}^P \frac{dP}{P} = \int_{\theta_0}^{\theta} \alpha d\theta$$

$$\ln \frac{P}{P_0} = \alpha P_0 (\theta - \theta_0)$$

$$P = P_0 (1 + \alpha \theta) \tag{10}$$

Η εξίσωση (10) εκφράζει το νόμο της μεταβολής της πίεσης ιδανικού αερίου συναρτήσει της θερμοκρασίας και βρέθηκε πειραματικά από τον Gay Lussac. Η εξίσωση αυτή μπορεί να γραφεί διαφορετικά αντικαθιστώντας την σταθερά α με την αριθμητική της τιμή.

$$P = P_0 (1 + \theta/273) \tag{11}$$

$$\eta \quad P = P_0 [(273 + \theta)/273]$$

$$P = P_0 (T/273) \quad \eta \quad P/T = P_0/T_0 \tag{12}$$

Όπου T=273+θ η απόλυτη θερμοκρασία που εκφράζεται σε βαθμούς Κελσίου (°K). Η κλίμακα Κελσίου ξεκινά από το απόλυτο μηδέν (0°K) που αντιστοιχεί στους -273°C, θερμοκρασία που είναι η χαμηλότερη που μπορεί να φθάσει ένα ιδανικό αέριο.

Ο Gay Lussac, μελέτησε επίσης την μεταβολή του όγκου ενός ιδανικού αερίου συναρτήσει της θερμοκρασίας υπό σταθερή πίεση και παρατήρησε ότι η μεταβολή ΔV του όγκου είναι ανάλογη της μεταβολής της θερμοκρασίας Δθ και του αρχικού όγκου V στους 0°C, δηλαδή έχουμε:

$$\Delta V = \alpha V_0 \Delta \theta$$

όπου α=1/273 grad⁻¹

Γράφοντας τη σχέση αυτή υπό τη μορφή ΔV=αV₀θ και ολοκληρώνοντας,

$$\text{βρίσκουμε: } \int_{V_0}^V dV = \int_{\theta_0}^{\theta} \alpha V_0 d\theta$$

$$\eta \quad V = V_0 (1 + \alpha \theta) \tag{13}$$

$$\eta \quad V = V_0 (T/273) \quad \eta \quad V/T = V_0/T_0 \tag{14}$$

Η ισότητα των σταθερών συντελεστών στους δύο νόμους του Gay Lussac προέρχεται από το νόμο των Boyle - Mariotte. Αν θεωρήσουμε ότι ιδανικό αέριο που βρίσκεται σε θερμοκρασία 0°C, πίεση P₀ και όγκο V₀ το θερμαίνουμε σε

θερμοκρασία θ°C, μια φορά υπό σταθερή πίεση και μια υπο σταθερό όγκο, θα έχουμε τις σχέσεις:

$$V = V_0 (1 + \alpha \theta) \quad \text{υπό πίεση } P_0$$

$$P = P_0 (1 + \alpha \theta) \quad \text{υπό όγκο } V_0$$

Αλλά οι καταστάσεις αυτές του αερίου (V_θ, P_θ) και (V₀, P₀) είναι ισόθερμες και επομένως ισχύει ο νόμος Boyle-Mariotte, δηλαδή έχουμε:

$$P_{\theta} V_{\theta} = P_0 V_0$$

Αντικαθιστώντας τα P και V από τις παραπάνω σχέσεις έχουμε:

$$P_0 (1 + \alpha \theta) V_{\theta} = P_0 V_0 (1 + \alpha \theta)$$

και επομένως α=α.

1.6 Εξίσωση των ιδανικών αερίων

Με βάση τους προηγούμενους νόμους, μπορούμε να βρούμε μια σχέση μεταξύ της πίεσης του όγκου και της θερμοκρασίας ενός ιδανικού αερίου. Έστω ορισμένη ποσότητα ιδανικού αερίου σε κατάσταση P₀, V₀, T₀ (όπου T₀=273°K ή 0°C). Αν αυξήσουμε τη θερμοκρασία σε T υπό σταθερό όγκο V₀, η πίεση θα γίνει:

$$P_1 = P_0 (T/273)$$

Σε σταθερή θερμοκρασία T, το δινόμενο PV είναι σταθερό και έχουμε:

$$PV = P_1 V_0$$

$$\eta \quad PV = P_0 V_0 T/273$$

$$\text{θέτοντας } T_0 = 273^\circ\text{K} \text{ έχουμε: } PV/T = P_0 V_0/T_0 \tag{15}$$

Θεωρώντας 1mol αερίου σε θερμοκρασία 273°K, το δινόμενο P₀V₀ της πίεσης επί την θερμοκρασία είναι σταθερό και έτσι έχουμε:

$$\frac{P_0 V_0}{T_0} = R \tag{16}$$

Η σταθερά R ονομάζεται **παγκόσμια σταθερά των αερίων**. Η τιμή της R υπολογίζεται εύκολα λαμβάνοντας υπόψη ότι για πίεση P=1at=101300 Pa, ο όγκος του ενός γραμμαρίου θα είναι V₀ = 22.4L = 22.4*10⁻³m³, επομένως:

$$R = \frac{101300 \times 22.4 \times 10^{-3}}{273} = 8.31 \text{ J/mol} \cdot \text{grad}$$

δεν αποτερεί στην ουσία μια πραγματική μέθοδο μέτρησης της θερμοκρασίας. Μέτρηση είναι η σύγκριση του μετρούμενου μεγέθους με ένα άλλο ομοειδές μέγεθος που καθορίζουμε σαν μονάδα μέτρησης. Αυτό δεν συμβαίνει βέβαια με την κλίμακα Κελσίου που μια θερμοκρασία π.χ. 30°C δεν έχει το νόημα ότι είναι διπλάσια αυτής των 40°C. Η κλίμακα αυτή δεν είναι παρά μια αναφορά που επιτρέπει να πούμε αν δύο θερμοκρασίες είναι ίδιες ή πόσους βαθμούς διαφέρουν μεταξύ τους αλλά όχι και τη σχέση αναλογίας που έχει η μια με την άλλη. Η μέτρηση της θερμοκρασίας μπορεί να οριστεί ξεκινώντας από την κινητική θεωρία των ιδανικών αερίων. Όπως είδαμε:

$PV = nRT$
 Επομένως, αντικαθιστώντας την P από τη σχέση 6 και λύνοντας ως προς T, έχουμε:

$$T = \frac{2}{3} \frac{vV}{nR} < 1/2m_0v^2 >$$

αλλά nV είναι ο συνολικός αριθμός των μορίων και nV/n ο αριθμός των μορίων ανά μοί, δηλαδή Na, επομένως:

$$T = \frac{2}{3} \frac{Na}{R} < 1/2m_0v^2 > \quad (19)$$

Θέτουμε $R/Na = k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ όπου η σταθερά k είναι γνωστή σαν σταθερά του Boltzman και αντιπροσωπεύει τα 2/3 της μέσης κινητικής ενέργειας των μορίων του αερίου σε 1°K. Έτσι έχουμε:

$$T = \frac{2}{3} < 1/2m_0v^2 > \quad (20)$$

δηλαδή η απόλυτη θερμοκρασία ιδανικού αερίου είναι μακροσκοπικό μέγεθος και ισούται με τη μέση κινητική ενέργεια των μορίων του επί μια σταθερά (2/3k).

Από την άλλη μεριά, βλέπουμε ότι παίρνοντας σαν κλίμακα μέτρησης την κλίμακα Kelvin, η απόλυτη θερμοκρασία ενός ιδανικού αερίου μπορεί να μετρηθεί συγκρίνοντας στην ουσία τη μέση κινητική ενέργεια των μορίων του αερίου με τη μέση κινητική ενέργεια στη θερμοκρασία του 1°K. Το απόλυτο μηδέν, αντιστοιχεί στην οριακή κινητική απόλυτη θερμοκρασία και στην κατάσταση αυτή το αέριο έχει μηδενική κινητική ενέργεια.

1.8 Νόμος του Dalton

Όπως είδαμε, η μέση κινητική ενέργεια των μορίων ενός ιδανικού αερίου που βρίσκεται σε θερμοκρασία T, είναι ανεξάρτητη του είδους των μορίων του.

Φυσική με εφαρμογές στις επιστημες υγείας

Από την (6) έχουμε: $P_{01} = \frac{2}{3} n < 1/2 m_0v^2 >$
 και παραρτηρούμεντας επί V_{01} , τον όγκο ενός μοί θα έχουμε:

$$P_{01} V_{01} = \frac{2}{3} Na < 1/2 m_0v^2 >$$

επομένως:

$$\frac{P_{01} V_{01}}{T_0} = \frac{2}{3} Na < 1/2 m_0v^2 >$$

Για $T_0 = 1°K$:

$$R = \frac{2}{3} Na < 1/2 m_0v^2 > \quad (17)$$

δηλαδή η παγκόσμια σταθερά των αερίων είναι ίση με τα 2/3 της συνολικής μεταφορικής κινητικής ενέργειας των μορίων ενός μοί αερίου στη θερμοκρασία ενός βαθμού Kelvin. Αν έχουμε η μοί, τότε η σχέση (15) γίνεται:

$$\frac{PV}{T} = n \frac{P_0 V_0}{T_0} = nR \quad (18)$$

Η σχέση (18) είναι γνωστή σαν εξίσωση των ιδανικών αερίων.

1.7 Θερμοκρασία

Ο άνθρωπος είχε εμπειρικά την έννοια του θερμού και του ψυχρού πολύ πριν μετρήσει τη θερμοκρασία και ακόμη περισσότερο πριν επινοήσει την κινητική θεωρία των ιδανικών αερίων. Η έννοια λοιπόν της θερμοκρασίας ήταν μια έννοια υποκειμενική. Οι πρώτες μετρήσεις γίνονται στον 17ο αιώνα και μόνο τον 18ο ο Fahrenheit προτείνει τον ορισμό μιας θερμομετρικής κλίμακας με τη βοήθεια δύο σταθερών θερμοκρασιών αναφοράς που μπορούμε εύκολα να δημιουργήσουμε. Λίγα χρόνια αργότερα, ο Celsius πρότεινε την εκατοντάβαθμη κλίμακα, καθορίζοντας σαν θερμοκρασίες αναφοράς αυτές της τιμής του πάγου και του βρασμού του νερού υπό ατμοσφαιρική πίεση και αντιστοιχώντας τις στους 0° και στους 100°C, αντίστοιχα.

Θα πρέπει όμως να παρατηρήσουμε εδώ ότι η κλίμακα αυτή του Κελσίου

Φυσική με εφαρμογές στις επιστημες υγείας

Έχουμε επίσης δει ότι πίεση ενός αερίου ισούται προς τα 2/3 του πλήθους των μορίων ανά cm³ επί την κινητική ενέργεια των μορίων. Επομένως, η πίεση που θα ασκεί ένα mol αερίου που καταλαμβάνει όγκο V, είναι ανεξάρτητη του είδους του ιδανικού αυτού αερίου (ανεξάρτητη της μάζας m₀) και εξαρτάται μόνο από τη θερμοκρασία. Κατένεκταση, κάθε αέριο ενός μίγματος αερίων που βρίσκεται σε ένα χώρο όγκου V θα δράσει ανεξάρτητα της παρουσίας άλλων αερίων και θα ασκήσει στα τοιχώματα μια πίεση:

$$P_1 = \frac{2}{3} \sum_1 kE$$

που καλείται μερική πίεση του αερίου 1.

Η συνολική πίεση P που θα ασκήσει από όλα τα αέρια του μίγματος θα είναι προφανώς το άθροισμα των μερικών πιέσεων.

$$P = P_1 + P_2 + \dots + P_i = \sum P_i$$

Επειδή η θερμοκρασία του μίγματος είναι κοινή σε όλα τα αέρια του μίγματος, η μέση κινητική ενέργεια των μορίων θα είναι ίση για όλα τα αέρια και επομένως:

$$P = \sum P_i = (2/3) \sum v_i^2 kE \\ = (2/3) \sum v_i^2 kE$$

Από τις παραπάνω σχέσεις έπεται ότι

$$P/P = v_1/v_2$$

(21)

Δηλαδή ο λόγος των μερικών πιέσεων είναι ίσος προς τον λόγο του αριθμού των μορίων στη μονάδα του όγκου. Για παράδειγμα, ο λόγος των μερικών πιέσεων μίγματος 2g H₂ και 32g O₂ θα είναι ίσος με τη μονάδα.

1.9 Διάχυση

Η κινητική θεωρία των αερίων μας οδήγησε στο συμπέρασμα ότι: Μόρια αερίων με διαφορετικές μάζες που βρίσκονται στην ίδια θερμοκρασία, έχουν διαφορετικές μέσες ταχύτητες αλλά την ίδια κινητική ενέργεια. Δηλαδή η κινητική αυτή ενέργεια είναι ανάλογη της απόλυτης θερμοκρασίας. Έτσι, σε ένα μίγμα αερίων, τα μόρια με τη μικρότερη μάζα θα έχουν μεγαλύτερη μέση ταχύτητα από τα μόρια με τη μεγαλύτερη μάζα. Η σχέση των ταχυτήτων αυτών προκύπτει από την ισότητα των κινητικών ενεργειών:

$$m_1 \langle v_1^2 \rangle = m_2 \langle v_2^2 \rangle \quad \rightarrow \quad v_1/v_2 = \sqrt{(m_2/m_1)} \quad (22)$$

Φυσική με Εφαρμογές στις Σειρήνες στη Λιμνοθέρμανση

Σ' ένα τέτοιο μίγμα αερίων που μακροσκοπικά βρίσκεται σε κατάσταση ισορροπίας, τα μόρια των αερίων που το απαρτίζουν, παρόλο που βρίσκονται σε διαρκή κίνηση καταμένονται εξίσου στο διαθέσιμο χώρο, δηλαδή η συγκέντρωσή τους δεν παρουσιάζει μεταβολή. Αν όμως η συγκέντρωσή των αερίων είναι διαφορετική σε ένα σημείο του χώρου από ένα άλλο και δεν βρίσκονται σε κατάσταση ισορροπίας, θα έχουμε μια συνισταμένη μέση κίνηση των μορίων προς τη διεύθυνση που οδηγεί σε αποκατάσταση ισορροπίας. Αν για παράδειγμα, αφύσικα μια ποσότητα "ξηρού πάχου" (CO₂ σε στερεά κατάσταση) στο δάπεδο του δωμάτιού θα έχουμε μια σχετικά χρηδαυτή εξάερωση του CO₂. Το αποτέλεσμα θα είναι η συγκέντρωση των μορίων του αερίου στο χώρο γύρω από τη στερεά φάση να είναι τοπικά μεγαλύτερη από αυτή της ατμοσφαιρικής μέσα στο δωμάτιο. Αυτή η διαφορά συγκέντρωσης οδηγεί στη μεταφορά των μορίων σε όλο το χώρο του δωματίου. Λεμε τότε ότι το CO₂ διαχέεται διά μέσου των μορίων του αέρα και τείνει να κατανεμηθεί ομοιόμορφα σε όλο το διαθέσιμο χώρο. Η διάχυση αυτή του αερίου γίνεται εξαιτίας της διαφοράς συγκέντρωσης.

Αν σε μια θέση A του χώρου η συγκέντρωση ενός αερίου είναι C_A μόρια ανά μονάδα όγκου, ενώ σε μια γειτονική θέση B σε απόσταση Δx από την A η συγκέντρωσή είναι C_B και C_A > C_B, τότε τα μόρια του αερίου διαχέονται από την περιοχή A προς την περιοχή B. Ο ρυθμός διάχυσης είναι ανάλογος προς το λόγο της διαφοράς συγκέντρωσης προς την απόσταση (C_B - C_A)/Δx = ΔC/Δx. Ο ρυθμός διάχυσης εκφράζεται από τον αριθμό των μορίων του αερίου που περνούν από την περιοχή A προς την περιοχή B. Ο ρυθμός διάχυσης είναι ανάλογος προς το λόγο της διαφοράς συγκέντρωσης μεταφέρονται δια μέσου μιας επιφάνειας στο λιμνοθέρμανση του χώρου από την περιοχή της μεγαλύτερης συγκέντρωσης προς την περιοχή της μικρότερης συγκέντρωσης. Έτσι, για ΔN διαχέομενα μόρια σε σε χρόνο Δt μιας επιφάνειας εμβαδού E, έχουμε:

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = -DE \frac{\Delta C}{\Delta x} \quad (23)$$

όπου D ο συντελεστής διάχυσης. Η εξίσωση 23 είναι γνωστή σαν νόμος του Fick.

Επειδή το μέσο τετράγωνο της ταχύτητας των μορίων του αερίου είναι ανάλογο της θερμοκρασίας και αντιστρόφως ανάλογο της μάζας αερίου είναι επόμενο ότι όσο μεγαλύτερη είναι η ταχύτητα τόσο ταχύτερη είναι η διάχυση, ο συντελεστής D θα πρέπει να είναι ανάλογος του √T/m θερμοκρασίας που ισχύει σε πρώτη προσέγγιση.

Πίνακας 1. Τιμές του συντελεστή διάχυσης για διάφορα μέρια αερίων σε θερμοκρασία 0°C

Μέριο	Μάζα	D (m ² /s)
H ₂	2	6.34 * 10 ⁻⁵
O ₂	32	1.78 * 10 ⁻⁵
CO ₂	44	1.39 * 10 ⁻⁵

Στον πίνακα 1 έχουμε τις τιμές του συντελεστή διάχυσης για διάφορα αέρια από τις οποίες μπορούμε να επαληθεύσουμε την παραπάνω σχέση. Έτσι, για παράδειγμα, ο λόγος των συντελεστών διάχυσης του οξυγόνου και του υδρογόνου θα είναι αντίστροφα ανάλογος της τετραγωνικής ρίζας των μαζών τους

$$D(\text{H}_2)/D(\text{O}_2) = 3.56 \quad \sqrt{m(\text{O}_2)/m(\text{H}_2)} = 4$$

2. ΘΕΡΜΙΚΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΤΗΣ ΥΛΗΣ

2.1 Εισαγωγή

Όπως είδαμε η κινητική θεωρία των ιδανικών αερίων έδωσε ένα φυσικό νόημα στην έννοια της θερμοκρασίας. Σε κάθε υλικό, στερεό, υγρό ή αέριο, τα μόρια που το απαρτίζουν βρίσκονται συνεχώς σε κίνηση. Στα αέρια η κίνηση αυτή είναι ελεύθερη μεταξύ των διαδοχικών συγκρούσεων, στα υγρά τα μόρια ολισθαίνουν μεταξύ των γειτονικών τους, ενώ στα στερεά εκτελούν ταλαντώση γύρω από τη μέση θέση που κατέχουν στο χώρο. Έτσι ένα σώμα εκτός από την κινητική ενέργεια που μπορεί να έχει εξ αιτίας της κίνησης του σαν σύνολο, χαρακτηρίζεται και από ένα ποσό κινητικής ενέργειας λόγω της επιμέρους κίνησης των μορίων του. Η ενέργεια αυτή αποδίδεται από τη θερμοκρασία που όπως είδαμε στα ιδανικά αέρια είναι ανάλογη με την κινητική ενέργεια. Κατά την επαφή δύο σωμάτων που έχουν διαφορετική θερμοκρασία συγκρούσεις των μορίων του ενός με τα μόρια του άλλου, οδηγούν σε μεταφορά ενέργειας από το θερμότερο στο ψυχρότερο. Την ενέργεια αυτή ονομάζουμε θερμική ενέργεια ή **θερμότητα**.

Φυσική με εφαρμογές στις επιστήμες υγείας

Αφού η θερμότητα είναι μια μορφή ενέργειας, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε σαν μονάδα μέτρησης το erg ή το Joule. Πριν όμως διατυπώσει η θεωρία της μηχανικής φύσης της θερμότητας, η πρακτική της χρήσης νερού στα θερμικά φαινόμενα, οδήγησε στην σύνδεση του νερού με τη μονάδα θερμότητας. Έτσι σαν μονάδα μέτρησης της θερμότητας ορίστηκε η θερμίδα. **Μια θερμίδα (1cal) είναι η ποσότητα θερμότητας που προστιθέμενη σε ένα γραμμάριο νερού θερμοκρασίας 14.5°C ανεβάζει τη θερμοκρασία του κατά 1°C.** Το 1840 ο J.P Joule μέτρησε τις θερμίδες που παράγονται λόγω τριβής κατά την κατανάλωση γνωστού μηχανικού έργου και βρήκε την ισοδυναμία: 1cal=4.184Joule.

2.2 Ειδική, μοριακή και ατομική θερμότητα

2.2.1 Ορισμοί

Ορίζοντας τη θερμίδα, είδαμε ότι αν 1g νερού απορροφήσει ποσό θερμότητας ίσο με μια θερμίδα, ανεβάζει τη θερμοκρασία του κατά 1°C. Αν όμως το ίδιο ποσό θερμότητας απορροφήσει από 1g αλουμινίου, η θερμοκρασία του μετάλλου θα ανέβει όχι 1 αλλά σχεδόν 5°C, ενώ για 1g υδρογόνου θα έχουμε αύξηση 30°C περίπου. Δηλαδή κάθε υλικό αποκρίνεται με διαφορετική αύξηση της θερμοκρασίας του όταν απορροφήσει μια καθορισμένη ποσότητα θερμότητας. Η απόκριση αυτή του κάθε υλικού αποδίδεται με την ειδική θερμότητα. Με τον όρο **ειδική θερμότητα** ονομάζουμε την ποσότητα θερμότητας που απαιτείται για αύξηση κατά 1°C της θερμοκρασίας ενός υλικού που έχει μάζα m με τη μονάδα μάζας. Έτσι, αν η μάζα m ενός υλικού απαιτεί την προσθήκη θερμότητας ΔQ, για να αυξηθεί η θερμοκρασία της κατά ΔΤ, τότε η ειδική θερμότητα του υλικού είναι:

$$c = \frac{\Delta Q}{m\Delta T} \tag{24}$$

Αν η ποσότητα του υλικού εκφράσσει σε γραμμωμόρια (n=π/M) και όχι σε γραμμάρια, έχουμε τη **μοριακή θερμότητα**.

$$C = \frac{\Delta Q}{n\Delta T} \tag{25}$$

Άρα C=cm.

Αν το μόριο περιέχει ένα άτομο, όπως συμβαίνει σε πολλά στερεά, η μοριακή θερμότητα ισούται με τη θερμότητα που αυξάνει κατά 1°C τη μάζα ενός γραμμωστούμου και καλείται ατομική θερμότητα. Οι ατομικές και μοριακές

Θερμότητες ακολουθούν ορισμένους κανόνες διότι είναι θερμότητες που σφύζουν τον ίδιο αριθμό ($N_A = 6.02 \cdot 10^{23}$) μορίων ή ατόμων

Σε συνήθειες και υψηλές θερμοκρασίες, η ατομική θερμότητα όλων των στερεών έχει την ίδια περίπου τιμή. Η ατομική θερμότητα των στερεών υπό σταθερή πίεση C_p κυμαίνεται μεταξύ 6 και 7 cal/γραμμοστόμο*grad. Η σταθερότητα αυτή της ατομικής θερμότητας των στερεών εξηγείται με την κινητική θεωρία της θερμότητας. Όπως στα ιδανικά μονοατομικά αέρια έτσι και στα μονοατομικά στερεά, η θερμοκρασία είναι ανάλογη της μέσης μηχανικής ενέργειας των ταλαντούμενων ατόμων και δεν εξαρτάται από το είδος του στοιχείου. Επομένως, αύξηση της θερμοκρασίας κατά 1° C σημαίνει ίση αύξηση της μέσης μηχανικής ενέργειας των ατόμων οποιουδήποτε στερεού στοιχείου. Αφού όμως το γραμμοστόμο οποιουδήποτε στοιχείου έχει τον ίδιο αριθμό (N_A) ατόμων, θα απαιτείται το ίδιο ποσό θερμότητας (ατομική θερμότητα C_p) για την αύξηση της θερμοκρασίας του γραμμοστόμου κατά 1° C.

Τα υγρά αποτελούν ενδιάμεση περίπτωση μεταξύ των στερεών (πλήρης τάξη στις μέσες θέσεις των ταλαντούμενων ατόμων) και των ιδανικών αερίων (πλήρης αταξία και πρακτικά ανυπαρξία ελαστικών δυνάμεων μεταξύ των μορίων). Για τις μοριακές θερμότητες των υγρών, δεν υπάρχει γενικός κανόνας.

Το ποσό της θερμότητας Q που πρέπει να αποδοθεί σε υλικό μάζας m για να προκαλέσει αύξηση της θερμοκρασίας του κατά ΔT είναι:

$$Q = mc\Delta T$$

όπου c η ειδική θερμότητα του υλικού.

Πίνακας 2. Ειδικές θερμότητες σε cal/g °C.

Υλικό	Νερό	Πάχος	Ατμός	Αλουμ.	Γυαλί	Σίδηρος	Χαλκός	Μόλυβδος
c	1.00	0.50	0.46	0.21	0.15	0.11	0.093	0.031

Η ειδική θερμότητα του νερού είναι υψηλότερη από εκείνη όλων των άλλων υλικών όπως φαίνεται στον Πίνακα 2. Η ειδική θερμότητα υγρού ή στερεού μετρήεται εύκολα με την μέθοδο των μικμάτων. Αυτή βασίζεται στην αρχή της διατήρησης της ενέργειας. Η θερμότητα που χάνει το σώμα που εξετάζουμε, ισούται με τη θερμότητα που κερδίζει το νερό και το δοχείο στο οποίο βυθίζεται το σώμα.

$$(mc\Delta T)_{\text{σώματος}} = (mc\Delta T)_{\text{νερού}} + (mc\Delta T)_{\text{δοχείου}}$$

Από την εξίσωση αυτή βρίσκεται η ειδική θερμότητα του σώματος

Θερμότητα με εφαρμογές στις επιστήμες υγείας

2.2.2. Μοριαστικά αέρια

Στην περίπτωση των αερίων το απαιτούμενο ποσό θερμότητας για αύξηση της θερμοκρασίας εξαρτάται όχι μόνο από τη μάζα και τη διαφορά θερμοκρασίας αλλά και τις συνθήκες πίεσης (ή όγκου) κάτω από τις οποίες γίνεται η μεταβολή. Γι' αυτό διακρίνουμε δύο περιπτώσεις ειδικής θερμότητας:

- την ειδική θερμότητα υπό σταθερό όγκο c_v και
- την ειδική θερμότητα υπό σταθερή πίεση c_p

Η c_p μπορεί να υπολογισθεί θεωρητικά από την κινητική θεωρία των αερίων. Θεωρούμε παρά ότι τα μόρια είναι ελαστικές σφαιρές που έχουν μόνο μεταφορική κινητική ενέργεια: $(1/2)m_0 \langle v_0^2 \rangle$. Τα μονατομικά αέρια He, Ne ή Ar ικανοποιούν αυτούς τους όρους. Η θερμότητα ΔQ που απορροφάται από ένα τέτοιο αέριο μάζας m_0 , θα αυξήσει τη μέση κινητική ενέργεια των μορίων από $(1/2)m_0 \langle v_0^2 \rangle$ σε $(1/2)m_0 \langle v_1^2 \rangle$. Αφού το πλήθος των μορίων είναι m/m_0 , έχουμε:

$$\Delta Q = m_0 \left[\frac{1}{2} m_0 \langle v_1^2 \rangle - \frac{1}{2} m_0 \langle v_0^2 \rangle \right] \quad (26)$$

Αλλά στη βάση της εξίσωσης (20) ξέρομε ότι: $(1/2)m_0 \langle v_0^2 \rangle = (3/2)kT$ οπότε η (26) γίνεται:

$$\Delta Q = \frac{m}{m_0} \frac{3}{2} k(T_1 - T_0) \quad \text{ή} \quad \Delta Q = \frac{3k}{2m_0} m\Delta T$$

$$\text{ή} \quad \frac{3k}{2m_0} = \frac{\Delta Q}{m\Delta T}$$

Συγκρίνοντας την τελευταία με την (24) προκύπτει:

$$c_v = \frac{3k}{2m_0} \quad (27)$$

Άρα, όσο μεγαλύτερη η μάζα m_0 του μορίου, τόσο μικρότερη η c_v , δηλαδή τόσο λιγότερη θερμότητα απαιτείται για την ανύψωση της θερμοκρασίας 1 γραμμαρίου κατά 1° C.

Επειδή $k=R/N_A$ και $N_A m_0 = M$ (το μοριακό βάρος) η (27) γράφεται:

$$c_v = \frac{3R}{2M} \quad \text{ή} \quad M c_v = \frac{3}{2} R$$

Η ποσότητα $M c_v = C_v$ είναι η μοριακή θερμότητα.

Θερμότητα με εφαρμογές στις επιστήμες υγείας

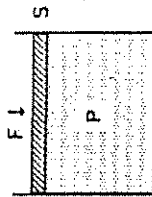
Άρα, $C_v = (3/2)R$ (28)

Αλλά αν θυμηθούμε την φυσική σημασία της R ότι δηλαδή είναι ίση με τα 2/3 της συνολικής μεταφορικής ενέργειας των μορίων ενός μοι αερίου στη θερμοκρασία του 1^{ου} βαθμού Kelvin γίνεται αμέσως φανερό ότι η ειδική θερμότητα υπο σταθερό όγκο θα εκφράζει το σύνολο της ενέργειας ανα μοι αερίου και ανα βαθμό.

Πίνακας 3 - Ειδική θερμότητα αερίων υπό σταθερό όγκο

Αέριο	He	Ar	O ₂	N ₂	H ₂	CO ₂	H ₂ O (200°C)
C _v	0.75	0.075	0.155	0.177	2.40	0.153	0.359

Ας θεωρήσουμε τώρα την περίπτωση του ίδιου αερίου υπό σταθερή πίεση όπως φαίνεται στη διάταξη του σχήματος 5. Το αέριο βρίσκεται υπό σταθερή πίεση P=F/S. Αν δώσουμε θερμότητα στο αέριο θα αυξηθεί τόσο η θερμοκρασία του όσο και ο όγκος του.



Σχήμα 5: Δοχείο με ιδανικό αέριο στο οποίο η πίεση P=F/S του αερίου παραμένει σταθερή.

Η καταστατική εξίσωση μετά και πριν από την προσθήκη της θερμότητας δίνει:

$$P(V+\Delta V) = \frac{m}{M} R(T+\Delta T) \quad \text{και} \quad PV = \frac{m}{M} RT$$

Αφαιρώντας κατά μέλη βρίσκουμε:

$$P\Delta V = (m/M)R\Delta T$$

Αλλά η αύξηση του όγκου έχει σαν αποτέλεσμα την απόδοση από το αέριο έργου ίσου με $\Delta W = P\Delta V$. Η θερμότητα δηλαδή που δώσαμε ΔQ καταναλώθηκε για να αυξησει την κινητική ενέργεια των μορίων, $\Delta Q = c_v m \Delta T$,

Φυσική με εφαρμογές στις επιστημες υγείας

και για να δώσει το έργο $\Delta W = P\Delta V$ που σύμφωνα με την (29) είναι:

$$\Delta W = \frac{m}{M} RT$$

Άρα, $\Delta Q = c_v m \Delta T + \frac{R}{M} m \Delta T$ ή $\Delta Q = (c_v + \frac{R}{M}) m \Delta T$

Συγκρίνοντας την τελευταία με την (24) που για την περίπτωση της σταθερής πίεσης P χράζεται: $\Delta Q = c_p m \Delta T$ και έχουμε:

$$c_p = c_v + R/M \quad (30)$$

Πολλαπλασιάζοντας την (30) με τη μοριακή μάζα M παίρνουμε $c_p M = c_v M + R$ ή $c_p = c_v + R$ (31)

Αντικαθιστώντας την αριθμητική τιμή της σταθεράς R έχουμε:

$$c_v = \frac{3R}{2} = 12.470 \text{ J/mole} \cdot \text{K}$$

και $c_p - c_v = R = 8.314 \text{ J/mole} \cdot \text{K}$

Οι τιμές αυτές που προέχει η θεωρία, συμφωνούν με τις πειραματικές τιμές του Πίνακα 4 για τα μονατομικά αέρια, όπως άρρωστε περιμέναμε.

Πίνακας 4 : Πειραματικές τιμές των c_v και c_p σε cal/ mole °K

Αέριο 15°K	c_v	c_p	$c_p - c_v$	$\gamma = c_p/c_v$
He	3.00	4.98	1.98	1.66
Ar	3.00	5.00	2.00	1.67
O ₂	4.96	6.95	1.99	1.40
N ₂	4.96	6.95	1.99	1.40
H ₂	4.80	6.78	1.98	1.41
CO	4.93	6.95	2.02	1.41
HCl	5.02	7.08	2.06	1.41
H ₂ O	6.46	8.46	2.00	1.31

Στα λοιπά αέρια (δίοατομικά, τριατομικά, κλπ.) το μέρος είναι σύστημα συνδεόμενων ατόμων και χ'αυτό μπορεί να αποθηκεύσει και δυναμική ενέργεια και κινητική ενέργεια υπό διάφορες μορφές (μεταφορική, περιστροφική, ταλαντωτική). Δεν μπορεί δηλαδή να θεωρηθεί πια ότι είναι

Φυσική με εφαρμογές στις επιστημες υγείας

μικρή ελαστική σφαίρα που έχει μόνο μεταφορική κινητική ενέργεια (ιδανικά αέρια). Γι'αυτό η C_p δεν είναι πια μόνο $3ca/(g \cdot mole \cdot K)$. Το ίδιο ισχύει για τη C_p . Η διαφορά όμως ($C_p - C_v$) είναι το μηχανικό έργο (ΔW) που δίνει το $g \cdot mole$ όταν ανέβει η T κατά $1^\circ K$ υπό σταθερή P . Αυτό το έργο οφείλεται στις συχρυσώσεις των μορίων με τα ταχύτητα (μεταφορική κίνηση των μορίων σαν σωματίων) και Γι'αυτό είναι ανεξάρτητο της δομής του μορίου. Έτσι, η διαφορά $C_p - C_v$ είναι περίπου ίση με $2ca/(g \cdot mole \cdot K)$ για όλα τα αέρια.

2.3 Πραγματικά αέρια

Τα πραγματικά αέρια ακολουθούν το νόμο των ιδανικών αερίων όταν βρίσκονται σε συνθήκες που απέχουν πολύ από εκείνες της υδροποίησής τους. Το αέριο π.χ., υπό συνθήκη θερμοκρασία και πίεσης που ακολουθεί το νόμο $PV=nRT$. Αν συμπιεζόμαστε μια ποσότητα αερίου διατηρώντας τη θερμοκρασία του σταθερή, με σχετικά υψηλή τιμή το πείραμα συμφωνεί με το νόμο (βλέπε καμπύλη T_1 σχήματος 6). Δηλαδή, στο διάγραμμα P, V η συμπίεση αυτή θα δώσει μια καμπύλη (υπερβολή) που ακολουθεί την εξίσωση: $PV=σταθερό$

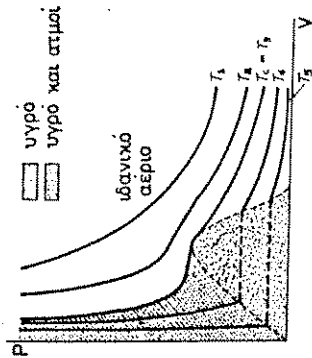
Αν επανοληφθεί το πείραμα της ισόθερμης ($T=σταθερό$) συμπίεσης σε χαμηλότερες θερμοκρασίες (T_2, T_3), η "πραγματική" καμπύλη χάνει το ιδανικό σχήμα της για τους εξής λόγους:

(α) Στις χαμηλότερες θερμοκρασίες, ο όγκος είναι μικρότερος υπό την ίδια πίεση, δηλαδή τα μόρια πλησιάζουν μεταξύ τους. Έτσι, ο πραγματικός όγκος b των μορίων που μένει ο ίδιος, παύει να είναι αμελητέος σε σχέση με τον όγκο V του δοχείου. Γι'αυτό, στην εξίσωση $PV=nRT$ πρέπει να αντικατασταθεί ο όγκος V με τον πραγματικό ελεύθερο χώρο που είναι $(V-b)$. (β) Όσο μειώνεται η απόσταση μεταξύ των μορίων, τόσο σημαντικότερες γίνονται οι μεταξύ τους ελκτικές δυνάμεις (δυνάμεις Van der Waals), που βοηθούν την πίεση P στο να τα φέρει πλησιέστερα.

Γι'αυτό, η πίεση P πρέπει να αντικατασταθεί με: $[P+(a/V^2)]$. Ο προσθετός a/V^2 μετράει όσο ελαττώνεται ο όγκος V (πλησιάζουν μεταξύ τους τα μόρια και αυξάνουν οι ελκτικές δυνάμεις) ενώ μηδενίζεται όταν ο όγκος V τείνει στο ∞ (τα μόρια απέχουν πολύ και μηδενίζονται οι ελκτικές δυνάμεις). Έτσι, ο J. D. Van der Waals για 1mol πραγματικού αερίου πρότεινε την εξίσωση:

$$(P+a/V^2)(V-b) = RT \tag{32}$$

Φυσική με εφαρμογές στα θερμοδυναμικά συστήματα



Σχήμα 6. Με μείωση της θερμοκρασίας (T_1, T_2, T_3, T_4, T_5) το αέριο γίνεται λιγότερο ιδανικό.

Η σχέση (32), για κατάλληλες τιμές των a και b , προλέγει με ακρίβεια τις περιβατικές καμπύλες (θετική περιοχή του σχήματος 6) που απεικονίζουν τη συμπεριφορά των πραγματικών αερίων. Στη σκιασμένη περιοχή, το αέριο έχει υδροποιηθεί (μερικώς ή ολικώς) επομένως δεν ισχύει η (32) και θα ελεγχθεί η συμπεριφορά του παρακάτω.

2.4 Σύστημα δύο πραγματικών μορίων

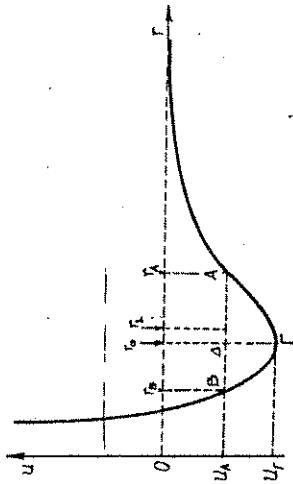
Η παραπάνω απόκλιση των πραγματικών αερίων από το νόμο των ιδανικών αερίων καθώς και πολλά άλλα θερμικά φαινόμενα (δύσπληξη, τήξη, εξάχνωση, κλπ.) εξηγούνται ευκολότερα αν κατανοηθεί η εξάρτηση της δυναμικής και κινητικής ενέργειας των μορίων από τις μεταξύ τους αποστάσεις.

Θα εξετάσουμε λοιπόν το απλούστερο σύστημα που αποτελείται από δύο μόνο μόρια. Όταν η μεταξύ των δύο μορίων απόσταση r είναι πολύ μεγάλη σε σχέση με την ακτίνα τους, τότε η μεταξύ τους ελκτική δύναμη είναι πρακτικά μηδενική. Δεχομαστε δηλ. ότι για $r=\infty$ η δυναμική ενέργεια U του συστήματος των δύο μορίων είναι ίση με μηδέν.

Υποθέτουμε τώρα ότι συγκρατούμε τα δύο μόρια και τα πλησιάζουμε αργά-αργά το ένα προς το άλλο. Όσο ελαττώνεται η r τόσο αυξάνεται η μεταξύ τους ελκτική δύναμη $F(r)$. Διατηρώντας σταθερή και μικρή την ταχύτητα του ενός προς το άλλο, για κάθε μεταβολή dr (μείωση της απόστασής τους) παράγεται και μίας αποδίδεται έργο $dW=F(r)dr$. Επομένως ίση και αντίθετη θα είναι η μεταβολή της δυναμικής ενέργειας U του συστήματος $dW=-F(r)dr$. Δηλαδή, για κάθε τιμή της μεταξύ τους απόστασης r , η δυναμική ενέργεια του συστήματος είναι:

$$U(r) = - \int_{r=\infty}^r F(r)dr$$

Όταν φθάσουν σε μια ορισμένη απόσταση r_0 , η μεταξύ τους δύναμη μηδενίζεται ($F(r_0)=0$) και η δυναμική τους ενέργεια παίρνει την ελάχιστη τιμή της U_M . Αν σταματήσουμε την προσέγγιση και τα ελευθερώσουμε, τα μόρια θα μείνουν ακίνητα και η απόστασή τους r , αμεταβλήτη. Αν τα αφήσουμε το ένα προς το άλλο, προσπαθώντας να μειώσουμε ακόμα περισσότερο την απόστασή τους, αυτά αναπτύσσουν απωστική δύναμη. Όσο περισσότερο πλησιάζουμε τα μόρια ($r < r_0$), τόσο περισσότερο αυξάνει η απωστική δύναμη $F(r)$ και τόσο περισσότερο έργο $dW = -F(r)dr$ πρέπει να προσφέρουμε. Το έργο αυτό, το κερδίζει φυσικά το σύστημα υπό μορφή δυναμικής ενέργειας. Γι' αυτό, η κινητική της U (σχήμα 7) ανεβαίνει για $r < r_0$.



Σχήμα 7. Μεταβολή της δυναμικής ενέργειας U δύο μορίων με την απόστασή τους, r .

Ας θεωρήσουμε τώρα τα δύο μόρια στην απόσταση r_A , που το σύστημα έχει δυναμική ενέργεια U_A (αρχική). Αν ελευθερώσουμε τα δύο μόρια, λόγω της μεταξύ τους έλξης, θα επιταχυνθούν και φθάνοντας στην απόσταση r_0 θα έχουν κινητική ενέργεια ($U_A - U_M$) και δυναμική U_M (ολική ενέργεια $(U_A - U_M) + U_M = U_A$ σταθερή μετά την απελευθέρωσή τους). Τα μόρια συνεχίζουν κινούμενα το ένα προς το άλλο αλλά με επιβραδυνόμενη κίνηση γιατί για $r < r_0$

η μεταξύ τους δύναμη γίνεται απωστική και σταματούν όταν $r = r_B$ οπότε η κινητική ενέργεια έχει μετατραπεί σε δυναμική (η ολική ενέργεια ισούται παρά προς U_A). Λόγω της απωστικής μεταξύ τους δύναμης, τα μόρια θα αρχίσουν να απομακρύνονται στην αρχή ($r < r_0$) με επιταχυνόμενη και στη συνέχεια ($r > r_0$) με επιβραδυνόμενη κίνηση μέχρι να φθάσουν στην απόσταση $r = r_A$. Αν δεν μεταβληθεί η ολική ενέργεια U_A του συστήματος, τα μόρια θα εξακολουθήσουν επί άπειρο να παλινδρομούν μεταβιβάζοντας την μεταξύ τους απόσταση από r_A έως r_B .

Έστω τώρα ότι το σύστημα παίρνει ενέργεια από έξω. Έστω π.χ. ότι η κινητική ενέργεια των δύο μορίων αυξάνεται λόγω προσπτώσης σταυτά τρίτων μορίων. Αυξανόμενης της $U_A - U_M$ αυξάνει η ($r_A - r_0$), αυξάνει και η μέση απόσταση $r_1 = (r_A + r_B)/2$ μεταξύ των δύο παλλόμενων μορίων ($r_1 > r_0$). Έτσι εξηγείται η θερμική διαστολή των σωμάτων. Πρόσληψη θερμότητας οδηγεί σε αύξηση της μέσης κινητικής ενέργειας των μορίων που, όπως είδαμε, προκαλεί αύξηση της μέσης απόστασής των μορίων, δηλαδή διαστολή του σώματος.

2.5 Διαστολή

Η παραπάνω εξήγηση της θερμικής διαστολής (αύξηση της r) με την αύξηση της μέσης κινητικής ενέργειας (ήδη) της αύξησης της θερμοκρασίας) ισχύει και για περιθωκώτερα συστήματα που αποτελούνται από πολλά μόρια. Έτσι, η αύξηση της θερμοκρασίας καταλήγει σε αύξηση του μήκους L , της επιφάνειας S και του όγκου V των στερεών και υγρών σωμάτων. Για αύξηση της θερμοκρασίας κατά $\Delta\theta$, η ποσοστιαία αύξηση είναι:

$$\Delta L/L = \alpha \Delta\theta \quad , \quad \Delta S/S = \beta \Delta\theta \quad , \quad \Delta V/V = \gamma \Delta\theta$$

Οι α , β και γ कहώνται συντελεστές "δilatation", "δilatation" και "κυβικής" διαστολής αντίστοιχα και είναι ανεξαρτητέα της θερμοκρασίας και της διαστάσεως θερμοκρασίας.

Οι συντελεστές dilatation της θερμικής διαστολής μερικών υλικών γίνονται στον πίνακα 5.

Πίνακας 5 : Συντελεστές α χρωματικής διαστολής.

Υλικό	χαλκός	συσσί	γυαλί πυρεξ κοινό	μπετόν	Fe	Cu	Al	Pb
$\alpha \cdot 10^6 \text{ grad}^{-1}$	0	4	9	12	12	17	25	29

Γράφοντας: $dL/L = \alpha \Delta\theta$ και ολοκληρώνοντας: $\int_{L_0}^L dL/L = \int_0^{\theta} \alpha d\theta$ έχουμε.

$$\ln(L/L_0) = \alpha\theta \quad \text{ή} \quad L/L_0 = e^{\alpha\theta}$$

ή αναπτύσσοντας την σε σειρά:

$$L/L_0 = 1 + \alpha\theta + \frac{\alpha^2\theta^2}{2!} + \dots +$$

Επειδή για τα περισσότερα υλικά το α είναι πολύ μικρό (πίνακας 4), το $\alpha\theta$ είναι πολύ μικρότερο της μονάδας και επομένως οι υψηλότερες δυνάμεις του μπορούν να παραληφθούν οπότε σε πρώτη προσέγγιση έχουμε:

$$L = L_0(1 + \alpha\theta) \quad (33)$$

Με τον ίδιο τρόπο βρίσκουμε:

$$S = S_0(1 + \beta\theta) \quad \text{και} \quad V = V_0(1 + \gamma\theta) \quad (34)$$

Δεχόμενοι ισότροπη διαστολή προς όλες τις διευθύνσεις, αποδεικνύεται εύκολα ότι οι συντελεστές διαστολής ενός στερεού συνδέονται μεταξύ τους με τις σχέσεις:

$$\beta = 2\alpha \quad \text{και} \quad \gamma = 3\alpha \quad (35)$$

Οι συντελεστές διαστολής ελατώνονται στις πολύ μικρές θερμοκρασίες και μηδενίζονται στο "απόλυτο μηδέν". Γι' αυτό, οι τύποι (33) και (34) που βρήκαν για σταθερές τιμές των α , β , γ καθώς και οι τιμές του πίνακα 5, ισχύουν για συνήθεις θερμοκρασίες (0° έως 100°C). Οι τιμές αυτές, εξηγούν διάφορα θερμικά φαινόμενα και εφαρμογές της διαστολής των σωμάτων. Για παράδειγμα, αντικείμενα από pyrex δεν σπάζουν τόσο εύκολα όσο εκείνα του κοινού γυαλιού, όταν τα μέρη τους βρίσκονται σε διαφορετικές θερμοκρασίες (μεγαλύτερη διαστολή του γυαλιού προκαλεί μεγαλύτερες εσωτερικές τάσεις).

Κατά τη χύτευση χονδρών μολυβδοτεμαχίων (μολυβδοτουβία ακτινοπροστασίας, κεφαλές μηχανημάτων τηλεθέρμανσης, κ.α.) ο μόλυβδος μπορεί να στερεοποιηθεί πρώτα ολόκληρο στο επιφανειακό στρώμα του, από όπου και μεταβιβάζεται στο περιβάλλον η θερμότητα. Όταν, στη συνέχεια, στερεοποιείται το κέντρο του τεμαχίου, λόγω του υψηλού συντελεστή

Φυσική με εφαρμογές στις ελαστικές υλεις

($\alpha = 29 \cdot 10^{-6} \text{ grad}^{-1}$) συστολής και λόγω της απότομης (χωρίς μεταβολή θερμοκρασίας) μείωσης του όγκου κατά την πύξη του μόλυβδου, δημιουργούνται στο εσωτερικό του κενά, διά των οποίων μπορεί να διαρρέει η ακτινοβολία. Γι' αυτό, πρέπει να ελέγχεται η στερεοποίηση. Ενώ, π.χ. η κάτω και η παράλληλη επιφάνεια ψύχονται και στερεοποιούνται, η άνω επιφάνεια θερμαίνεται με φλόγα και διατηρείται υγρή. Έτσι, κατά την στερεοποίηση καταβρίνει βράσματα η στάθμη και συμπληρώνουμε το έλλειμμα από πάνω με μικρές ποσότητες υγρού (λυσμένου) μόλυβδου.

2.6 Αλληλεξέλιξη φάσης υλικού (τήξη, εξάχνωση).

Δίνοντας συνεχώς θερμότητα σένα υλικό που βρίσκεται στη στερεά φάση, αρχικά αυξάνεται η μέση κινητική ενέργεια των παθημένων "δομικών λίθων" του (ατόμων ή μορίων). Δηλαδή αυξάνεται η θερμοκρασία του και διαστέλλεται χωρίς να αλλάξει φάση. Οι δομικοί λίθοι του δεν αποσπώνται από τα αντίστοιχα φέρετα δυναμικού που φείρονται στις δυνάμεις που ασκούν οι γειτονικοί "λίθοι". Σε μια ορισμένη θερμοκρασία όμως, η προσφορά θερμότητας έχει σαν αποτέλεσμα την απόσπαση δομικών λίθων από το υλικό και την **απόλαξη φάσης**.

Η απόλαξη από τη στερεά στην υγρή φάση, μπορεί να εξηγηθεί ως εξής: Ανεβάζοντας συνεχώς τη θερμοκρασία του σώματος, η μέση κινητική ενέργεια των δομικών λίθων αυξάνεται συνεχώς και η πιθανότητα ορισμένοι από αυτούς να αποκτήσουν κινητική ενέργεια μεγαλύτερη από το φέρεμα δυναμικού αυξάνεται. Οι λίθοι αυτοί αποσπώνται έτσι από τις θέσεις τους. Η διαρρασία αυτή γίνεται με δαπάνη κινητικής ενέργειας, με αποτέλεσμα το στερεό να έχει τελικά μικρότερη κινητική ενέργεια από εκείνη που είχε πριν, γεγονός που οδηγεί σε ελάττωση της θερμοκρασίας του. Επομένως, απαιτείται προσθήκη θερμότητας για τη διατήρηση της ίδιας θερμοκρασίας. Έτσι, αρχίζει η απόλαξη από τη στερεά στην υγρή φάση, δηλαδή η τήξη, σε μια ορισμένη **θερμοκρασία τήξης**. Η θερμότητα που απαιτείται για την τήξη 1gr του υλικού, ονομάζεται **λανθάνουσα θερμότητα τήξης** γιατί η θερμότητα αυτή δεν γίνεται αντιληπτή αφού δεν προκαλεί διάφορα θερμοκρασίας, αλλά καταναλώνεται για την αποκοδόμηση του στερεού.

Ακριβώς το αντίστροφο συμβαίνει κατά την πύξη. Τότε το σώμα αποδίδει το ίδιο ποσό λανθάνουσας θερμότητας που έλαβε κατά την τήξη. Κατά το ποσό ελάττωνεται και η εσωτερική του ενέργεια καθώς οι ελκτικές δυνάμεις παράρουν αυτό το έργο μεταφέροντας πλησιέστερα και "ξανακαταβάζοντας" τους

Φυσική με εφαρμογές στις ελαστικές υλεις

ενέργεια των μορίων και αυτά μπορούν να περάσουν από τη στερεά κατάσταση στην υγρή και στην αέρια. Το πέρασμα αυτό γίνεται σε συνεχόμενες κινήσεις καθορισμένες μόνο στην περίπτωση εκείνων των στερεών που βρίσκονται σε κρυσταλλική μορφή.

Οι γενικοί νόμοι που ισχύουν κατά την αλλαγή της φάσης των σωμάτων και οι οποίοι έχουν βρεθεί πειραματικά, είναι οι παρακάτω:

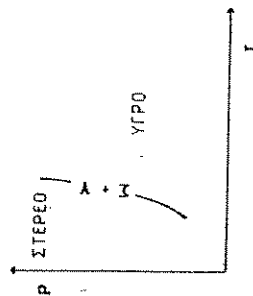
1. Η θερμοκρασία στην οποία γίνεται η αλλαγή φάσης είναι χαρακτηριστική του σώματος, σταθερή για συγκεκριμένη πίεση και παραμένει αμετάβλητη σε όλη τη διάρκεια της αλλαγής φάσης.
2. Η θερμοκρασία αυτή είναι ή ίδια και κατά τις δύο "φόρες" της αλλαγής φάσης (εκτός ορισμένων εξαιρέσεων σταθερού ισοσώματος της κατάστασης που βρίσκεται το σώμα).
3. Η αλλαγή φάσης, συνοδεύεται από απορρόφηση ή απελευθέρωση μιας ποσότητας θερμότητας ανά γραμμάριο ουσίας που λέγεται "λανθάνουσα θερμότητα αλλαγής φάσης". Η λανθάνουσα θερμότητα είναι ανεξάρτητη της "φόρας" της αλλαγής φάσης.

2.7.1. ΕΠΙΘΕΩΡΗΣΗ ΤΗΣ ΠΙΕΣΗΣ ΣΤΗ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ ΤΗΣ ΣΤΕΡΕΗΣ

Κατά την αλλαγή φάσης έχουμε μια μεταβολή του όγκου σε σταθερή θερμοκρασία. Συνήθως ο όγκος της υγρής φάσης είναι μεγαλύτερος του όγκου της στερεάς. Εξαιρέση αυτού τον κανόνα είναι το νερό που στερεοποιούμε αυξάνει τον όγκο του. Η αλλαγή αυτή του όγκου ανά μονάδα βάρους (1g) υπεισέρχεται στην εξίσωση των Clapeyron-Clausius που μας δίνει τη λανθάνουσα θερμότητα τήξης (τήξης) και είναι η παρακάτω:

$$L = T(V_u - V_s) \Delta P / \Delta T \quad (36)$$

όπου L η λανθάνουσα θερμότητα, T η απόλυτη θερμοκρασία, V_u ο όγκος του υγρού, V_s ο όγκος του στερεού, ΔP η μεταβολή της πίεσης, ΔT η μεταβολή της θερμοκρασίας αλλαγής φάσης.



Σχήμα 8 Σχέση μεταξύ της πίεσης και της θερμοκρασίας αλλαγής φάσης.

Φυσική με εφαρμογές στο Σχολικό βιβλίο

"πίεσης" στις Στοιχείες του Σου.

Υπάρχουν όμως και υγρά που ψυχόμενα δεν στερεοποιούνται με την παραπάνω έννοια (ορισμένοι θερμοκρασία πήξεως και κρυσταλλική δομή). Με την επάτηση της θερμοκρασίας αυξάνει απίως το ιξώδες τους σε ποσό ψηλότες τιμές 10⁸ poise (το ιξώδες του νερού είναι 10⁻² poise). Έτσι, πρακτικά δεν πέφτουν πια και καθύνται γυαλιά (καινο γυαλί, πολυστυρόλη, "plexiglass"). Τα μόρια τους δεν απαρτίζουν πια θέσεις αβή παραμένουν σε άτακτη, σε τυχία μη κρυσταλλική διάταξη. Αρα στα γυαλιά δεν υπάρχει λανθάνουσα θερμότητα τήξης.

Στα υγρά, τα μόρια δεν έχουν ούτε τη μόνιμη δωματιακή τάξη και δέσμευση που έχουν στα στερεά, ούτε την πλήρη σταξία και ελευθερία που έχουν στα αέρια. Γι'αυτό δεν υπάρχει για τα υγρά ικανοποιητική θερμια αντιστοιχία με την κινητική θερμια των αερίων. Τα μόρια των υγρών, εκκόμενα μεταξύ τους (δυνάμεις Van der Waals) παραμένουν σε μικρές μεταξύ τους αποστάσεις κινόμενα κατά τυχίο τρόπο.

Ανεβάζοντας τη θερμοκρασία ανεβαίνει και η μέση κινητική ενέργεια των μορίων. Σε κάποια θερμοκρασία, τα ταχύτερα από τα μόρια που βρίσκονται κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια του υγρού κινούνται κάθετα προς αυτή, καταρθύνουν να υπερνικήσουν τις ελκτικές δυνάμεις και να διαφύγουν. Έτσι, αρχίζει η εξάτμιση ή εξάερση. Αφού αυτά που ξεφεύγουν από το υγρό έχουν μεγαλύτερη κινητική ενέργεια, η μέση κινητική ενέργεια των υπολοίπων, δηλαδή η θερμοκρασία, τείνει να μειωθεί. Απαιτείται λοιπόν η παροχή θερμότητας κατά τη διάρκεια της εξάερσης για να διατηρηθεί σταθερή η θερμοκρασία. Αυτή ονομάζεται **λανθάνουσα θερμότητα εξάερσης**. Το παραχόμενο αέριο, όταν βρίσκεται κοντά στις συνθήκες υγραποίησης, καλείται συχνά **ατμός** και η διερχασία καλείται **εξάτμιση**. Η ακριβής αντίστροφη αλλαγή από την αέρια στην υγρή φάση, καλείται **υγραποίηση** και αποδίδει την ίδια λανθάνουσα θερμότητα που απορροφήθηκε κατά την εξάερση ή εξάτμιση.

2.7 Γενικοί νόμοι της αλλαγής φάσης των σωμάτων

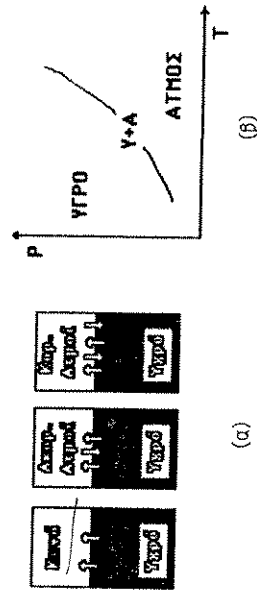
Όπως είδαμε προηγουμένα, η ύλη παρουσιάζεται υπό στερεά, υγρή ή αέρια κατάσταση. Ανάλογα με τις συνθήκες της θερμοκρασίας και της πίεσης, ένα σώμα μπορεί να βρίσκεται σε κάποια από αυτές τις τρεις καταστάσεις. Γενικά, μπορούμε να πούμε ότι αύξηση της θερμοκρασίας αυξάνει την κινητική

Φυσική με εφαρμογές στο Σχολικό βιβλίο

Επειδή $V_u - V_g > 0$, θα πρέπει $\Delta P / \Delta T > 0$, δηλαδή αύξηση της πίεσης προκαλεί αύξηση της θερμοκρασίας πήξης. Αν κάνουμε τη γραφική παράσταση της μεταβολής της θερμοκρασίας αλλαγής φάσης συναρτήσει της πίεσης, έχουμε το χωρίο του επιπέδου σε δύο περιοχές, στα αριστερά τη στερεά κατάσταση και στα δεξιά την υγρή (βλέπε σχήμα θ). Κατά μήκος της γραμμής έχουμε τις δύο φάσεις, υγρή και στερεή σε ισορροπία.

2.7.2. Ταχύτητα εξάτμισης υγρού

Ας θεωρήσουμε τώρα ποσότητα υγρού σε κλειστό δοχείο και ας υποθέσουμε ότι δημιουργούμε κενό πάνω από τη στάθμη του υγρού. Τότε, ποσότητα του υγρού θα αρχίσει να εξατμίζεται για να καλύψει τον κενό χώρο. Ένα μέρος των ατμών που δημιουργούνται θα ξαναεπιστρέψει στην υγρή κατάσταση μέχρις ότου υγρή και αέρια κατάσταση φθάσουν σε συνθήκες ισορροπίας. Στις συνθήκες αυτές, η ποσότητα των ατμών στη μονάδα του χρόνου που υαροποιούνται και του υγρού που εξατμίζονται, είναι ίσες. Κατά συνέπεια τις συνθήκες, λέμε ότι οι ατμοί, είναι **κορεσμένοι** και η πίεση κατά την οποία βρίσκεται ονομάζεται **πίεση των κορεσμένων ατμών**. Η πίεση των κορεσμένων ατμών αυξάνεται με τη θερμοκρασία. Η καμπύλη της πίεσης των



Σχήμα 9 (α) Σε κλειστό δοχείο που περιέχει υγρό έχουμε αποκατάσταση ισορροπίας μεταξύ υγρής και αέριας φάσης όταν οι ατμοί χάνουν κορεσμό. (β) Σχέση πίεσης και θερμοκρασίας αλλαγής φάσης μεταξύ υγρού και ατμού.

Φυσική με εφαρμογές στις Σκευολογίες

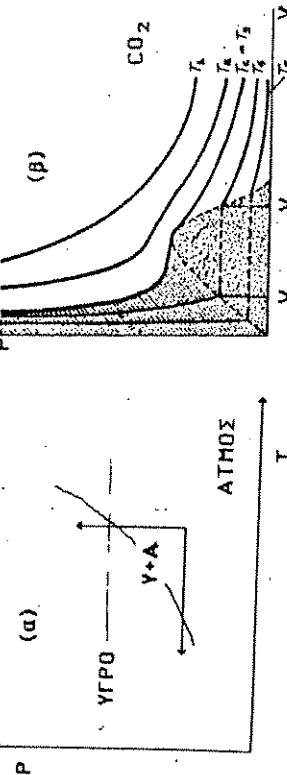
κορεσμένων ατμών συναρτήσει της θερμοκρασίας, χωρίζει το επίπεδο σε δύο περιοχές: την περιοχή της υγρής φάσης και αυτή της αέριας φάσης. Κατά μήκος της γραμμής, οι δύο φάσεις βρίσκονται σε ισορροπία (βλέπε σχήμα θβ). Αν η εξάτμιση γίνεται σε ατμόσφαιρα αερίων αντί σε κενό, τα φαινόμενα θα είναι τα ίδια μόνο που αλλάζει η ταχύτητα εξάτμισης που δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$U = ks \frac{f - P_a}{P_{sat}} \quad (37)$$

όπου k συντελεστής αναλογίας, s η ελεύθερη επιφάνεια του υγρού, f η πίεση των κορεσμένων ατμών, P_a η μερική πίεση των ατμών στη συγκεκριμένη στιγμή, P_{sat} η πίεση της ατμόσφαιρας μέσα στην οποία γίνεται η εξάτμιση.

2.7.3. Υγροποίηση των αερίων

Η καμπύλη της πίεσης των κορεσμένων ατμών συναρτήσει της θερμοκρασίας, δείχνει ότι ένα αέριο σε κατάσταση Α μπορεί να υγροποιηθεί είτε αυξανοντας την πίεση είτε ελαττώνοντας τη θερμοκρασία (βλ. σχήμα 10).



Σχήμα 10: (α) Υγροποίηση ενός αερίου επιτυγχάνεται με μείωση της θερμοκρασίας ή/και αύξηση της πίεσης. (β) Ισόθερμα κομμάδες διοξειδίου του άνθρακα σε διάφορες θερμοκρασίες.

Υπάρχει όμως μια θερμοκρασία πάνω από την οποία ένα αέριο δεν μπορεί να υγροποιηθεί με συμπίεση. Αυτό αποδείχθηκε πρώτα πειραματικά με τη μελέτη της συμπεριφοράς του διοξειδίου του άνθρακα από τον Andrews. Όπως φαίνεται και από το παραπάνω σχήμα 10β όπου έχουμε ισόθερμες κομμάδες που

Φυσική με εφαρμογές στις Σκευολογίες

αποδίδουν τη μεταβολή της πίεσης συναρτήσει του όγκου, για το διοξείδιο του άνθρακα, ο όγκος V_0 του υγρού και ο όγκος V_a της αέριας φάσης, μειώνεται σταδιακά με αύξηση της θερμοκρασίας σε σημείο ώστε στους 31°K κάτω από κρίσιμη πίεση και θερμοκρασία να γίνουν ίσοι. Αυτό διατί ο όγκος V_0 του υγρού αυξάνεται με αύξηση της θερμοκρασίας λόγω διαστολής.

Από την άλλη μεριά, η πίεση των κορεσμένων ατμών αυξάνεται με αύξηση της θερμοκρασίας, επομένως οι κορεσμένοι ατμοί είναι πιο συμπιεσμένοι για μεγαλύτερες θερμοκρασίες και ο όγκος τους V_a μειώνεται. Το αποτέλεσμα είναι η διαφορά $V_a - V_0$ να ελαττώνεται συνεχώς με αύξηση της θερμοκρασίας και σε κάποια τιμή της να μηδενίζεται στους 31°C , $V_a = V_0$ πράγμα που σημαίνει ότι οι πυκνότητες των κορεσμένων ατμών και του υγρού είναι ίσες και στη θερμοκρασία αυτή οι κορεσμένοι ατμοί περνούν κατευθείαν σε υγρή κατάσταση. Στη θερμοκρασία αυτή, δεν απαιτείται πλέον ενέργεια για το πέρας από τη μία κατάσταση στην άλλη. Αυτό φαίνεται και από τον τύπο των Clapeyron-Clausius όπου η λανθάνουσα θερμότητα γίνεται ίση με το μηδέν. Η θερμοκρασία αυτή λέγεται **κρίσιμη θερμοκρασία** και το σημείο που γίνεται η αλλαγή φάσης **κρίσιμο σημείο**. Πάνω από την κρίσιμη θερμοκρασία το διοξείδιο δεν μπορεί πια να υδραποιεθεί ανεξάρτητα από την πίεση που θα του επιβάλουμε.

2.Β Βρασιμός

Αν η πίεση των κορεσμένων ατμών που αντιστοιχεί σε μια ορισμένη θερμοκρασία γίνει μεγαλύτερη της εξωτερικής πίεσης, τότε το υγρό εξατμίζεται και με σχηματισμό φυσαλίδων ατμού που σχηματίζονται μέσα στη μέση του υγρού. **Βρασιμό** ονομάζουμε ακριβώς αυτήν την εξάτμιση του υγρού με σχηματισμό φυσαλίδων μέσα στο ίδιο το υγρό. Η θερμοκρασία στην οποία γίνεται το φαινόμενο αυτό ονομάζεται **θερμοκρασία βρασμού**.

Όταν σχηματίζεται μια φυσαλίδα ατμού, μέσα στο υγρό υφίσταται μια πίεση ίση με την εξωτερική πίεση συν την υδροστατική πίεση στο σημείο σχηματισμού της. Επομένως, για να υπάρξει μια τέτοια φυσαλίδα ατμού, πρέπει η πίεση των κορεσμένων ατμών που περιέχει να είναι τουλάχιστον ίση με την εξωτερική πίεση. Η αρχή του σχηματισμού των φυσαλίδων γίνεται από διάφορα αέρια που είναι διαλυμένα μέσα στο υγρό. Με την αύξηση της θερμοκρασίας, η διαλυτότητα των αερίων ελαττώνεται και πα αυτά σιγά σιγά συσσωρεύονται.

Συσκευή Σηπλίσιας Ύψου Σερβιτόρας για Λιγνάρι

Οι φυσαλίδες αυτές, αμέσως μετά τη γέννησή τους με κορεσμένους ατμούς του υγρού. Η καμπίλη των κορεσμένων ατμών συναρτήσει της θερμοκρασίας μας δίνει και τη θερμοκρασία βρασμού συναρτήσει της πίεσης.

2.9 Σχετική υγρασία

Στον αέρα υπάρχουν πάντα υδρατμοί που χαρακτηρίζονται από τη μερική τους πίεση P_m . Αυτή η πίεση δεν είναι δυνατόν να γίνει μεγαλύτερη από την πίεση των κορεσμένων ατμών f , για τη δοσμένη θερμοκρασία του περιβάλλοντος. Αν η θερμοκρασία πέσει, η πίεση των κορεσμένων ατμών ελαττώνεται. Αν η ελαττώση αυτή είναι τόσο ώστε $f = P_m$ δηλαδή η η μερική των κορεσμένων ατμών στη νέα ελαττωμένη θερμοκρασία γίνει ίση με τη μερική τους την πίεση αρχίζει να συμπυκνώνεται. Ο λόγος P_m/f της της μερικής τους πίεσης των κορεσμένων ατμών στη θερμοκρασία του περιβάλλοντος, ονομάζεται **σχετική υγρασία** και εκφράζεται συνήθως επί τοις εκατό.

2.10 Διάδοση και μεταβίβαση θερμότητας

Η διάδοση της θερμικής ενέργειας γίνεται από ένα σώμα σε άλλο σύμφωνα με τρεις τρόπους: **αγωγή**: Μεταβίβαση θερμότητας μέσω της ύλης χωρίς μετακίνηση υλικού. **μεταφορά**: Μεταβίβαση θερμότητας με μεταφορά της ύλης και **-ακτινοβολία**: Μεταβίβαση θερμότητας χωρίς μετακίνηση ύλης.

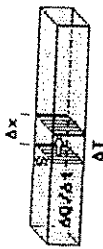
(α) Διάδοση δι'αγωγής.

Όταν ένα τμήμα ενός σώματος βρίσκεται σε διαφορετική θερμοκρασία από ένα άλλο, θερμική ενέργεια μεταβιβάζεται από το πρώτο στο δεύτερο μέσω των συχνοτήτων των μορίων με τα δραστικά τους. Η μεταβίβαση αυτή της θερμότητας είναι τόσο ταχύτερη όσο μεγαλύτερη είναι η διαφορά θερμοκρασίας. Για παράδειγμα στη διάδοση της ύλης διασπείρονται σε περιπτώση μετακίνησης μόλυνσης όπως της ύλης της αγωγής, στην περίπτωση μετακίνησης μόλυνσης όπως της ύλης της αγωγής, στην περίπτωση μετακίνησης θερμότητας T_1 και T_2 , ο ρυθμός $\Delta Q/\Delta t$ της θερμότητας ή το θερμικό ρεύμα σε μια εκκάρσια διατομή μήκους Δx και πλάτους S , προς μια εγκάρσια διατομή που απέχει απόσταση Δx και είναι ψυχρότερη από την πρώτη κατά ΔT είναι:

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t} = -\kappa S \frac{\Delta T}{\Delta x} \quad (3B)$$

Το αρνητικό σημείο δείχνει ότι η θερμότητα ρέει προς κατεύθυνση αντίθετη προς εκείνη της αύξησης της θερμοκρασίας. Ο συντελεστής κ καλείται συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας και εκφράζεται σε cal/(cm²·sec·grad) ή σε W/(m²·grad). Γενικότερα ο ρυθμός διάδοσης της θερμότητας διαγράφει είναι ανεξάρτητος της επιφάνειας και της διαφοράς θερμοκρασίας μεταξύ θερμής και ψυχρής περιοχής.

Σχήμα 11. Μετάδοση της θερμότητας διαμέσου σε μεταλλική ράβδο διατομής S.



Ο πίνακας 6 δείχνει ότι καλοί αγωγοί της θερμότητας είναι κυρίως τα στερεά και ιδιαίτερα τα μέταλλα. Η θερμική και ηλεκτρική αγωγιμότητα των μετάλλων συμβαδίζουν διότι οφείνονται κυρίως στην κίνηση των ελεύθερων ηλεκτρονίων. Όσο μεγαλύτερη η πυκνότητα των ελεύθερων ηλεκτρονίων, τόσο υψηλότερες οι αγωγιμότητες αυτές (λ και 1/ρ). Πειραματικά βρίσκεται ότι το διπλάσιο της θερμικής αγωγιμότητας λ επί την ειδική ηλεκτρική αντίσταση ρ είναι σταθερό (νόμος Franz-Wiedemann).

Πίνακας 6. Συντελεστής λ θερμικής αγωγιμότητας σε 20°C, μετρούμενος σε cal/(sec·cm²·grad)

Στερεό	Ag	Cu	Fe	Beton	Γυαλί	Αμιάντος	Ξύλο	Φεφιάς
λ	1.00	0.93	0.16	0.002	0.002	0.0004	0.0003	0.0001
Ρευστό	Νερό	Ορυκτέλαιο	Υδρογόνο	Αέρας				
λ	0.0014	0.0003	0.00044	0.000064				

Φυσική με εφαρμογές στις επιστήμες υγείας

Αντίθετα, τα περισσότερα αέρια και υγρά είναι κακοί αγωγοί θερμότητας. Οι πολύ μικρές τιμές του κ μερικών στερεών (φεφιάς, υδροφάνης, πορτοκάλι) οφείλονται ακριβώς στον αέρα που περιέχεται κρυμμένος σε μικροσκοπικούς θύλακες μέσα τους διότι ο αέρας είναι πολύ κακός αγωγός της θερμότητας (πίνακας 6). Τα στερεά αυτά χημικολογούνται και τα σταθερά θερμοκρασία μετατρέπονται.

(β) Διάδοση δι' ακτινοβολίας

Ο μηχανισμός αυτός απαιτείται για τη διάδοση της θερμότητας στο ρευστό. Το ρευστό αυτό μεταφέρει θερμότητα με διάδοση ακτινοβολίας. Η ακτινοβολία μεταδίδεται με ρ. Αν η το ύψος της στρώσης είναι h, η επιφάνεια της διαφοράς πίεσης είναι S, η απόσταση που διανύει η ακτινοβολία από την κίνησή της προς τα πάνω, λόγω της κίνησης, η θερμική ενέργεια που μεταφέρεται με ψυχρή ακτινοβολία θα είναι: $Q = \rho \cdot h \cdot S \cdot v$.

Όταν η μετακίνηση του ρευστού οφείλεται μόνο στην παραγωγή μεταβολής της πίεσης, η μεταφορά λέγεται "αυτομάτη" ή "φυσική", ενώ όταν προκαλείται από άλλη αιτία (ανεμιστήρας, άνεμος, κλπ) λέγεται "εξαναγκασμένη" μεταφορά. Ο μηχανισμός αυτός της μεταφοράς είναι πολύ απλοδοσοτικός από το μηχανισμό αγωγής.

(γ) Διάδοση δι' ακτινοβολίας

Αντίθετα με τους δύο προηγουμένους, ο μηχανισμός διάδοσης της θερμότητας δι' ακτινοβολίας από σώμα σε σώμα δεν προϋποθέτει την ύπαρξη υλικού που να μεταφέρει την ενέργεια. Η ακτινοβολία αυτή είναι ηλεκτρομαγνητική φύσης και η περιγωγή των μικρών κύματός της εξαρτάται από τη θερμοκρασία του σώματος. Για σώματα σε θερμοκρασία δωματίου, η ακτινοβολία γίνεται σε μήκη κύματος της περιοχής του υπέρυθρου του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Σε ψηλότερα δωματίζονται στην περιοχή του ορατού.

Η θερμότητα (Q) που εκπέμπεται υπό μορφή ακτινοβολίας μήκους κύματος λ από ένα αντικείμενο σε θερμοκρασία T₁ στη μονάδα του χρόνου, δηλαδή η εκπεμπόμενη ισχύς (P) δίνεται από τη σχέση:

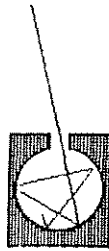
$$P = \frac{Q}{t} = \epsilon_0 \sigma T_1^4 \quad (39)$$

όπου S η επιφάνεια του σώματος, σ η σταθερά Stefan-Boltzmann ίση με $5.67 \cdot 10^{-8}$ erg/cm²·sec·grad⁴ και ϵ_0 ο συντελεστής εκπομπής του σώματος για ακτινοβολία μήκους κύματος λ. Ο συντελεστής εκπομπής ϵ_0 ισούται με τον συντελεστή απορρόφησης του σώματος στο ίδιο μήκος κύματος. Έτσι, ένας ιδανικός εκπομπός ($\epsilon_0=1$) είναι συγχρόνως και ιδανικός απορροφητής ($\alpha_0=1$)

Φυσική με εφαρμογές στις επιστήμες υγείας

απορροφά δηλαδή το 100% της προσπίπτουσας σ'αυτών ακτινοβολίας. Ένας ιδανικός απορροφητής για κάθε μήκος κύματος θα απορροφούσε σε θερμοκρασία σώματός του και όλη την ακτινοβολία στην περιοχή του ορατού φωτός δηλαδή θα φαινόταν μαύρος. Ένα τέτοιο ιδανικό σώμα ονομάζουμε "μέλαν σώμα".

Στην πραγματικότητα, προσεγγίζουμε αυτή την ιδιότητα με τη μέθοδο της παγίδας. Κάθε ακτίνα που πέφτει πάνω σε οπή-παχίδα (σχήμα 12) παγιδεύεται στην κοιλότητα κι ανακλάται πολλές φορές μέχρις ότου απορροφηθεί εντελώς. Έτσι, η οπή φέρεται σαν μέλαν σώμα.



Σχήμα 12. Η οπή της κοιλότητας φέρεται σαν "μέλαν σώμα".

Αντίστροφα, αν θερμανθεί η κοιλότητα, εκπέμπεται από την οπή ακτινοβολία μέλανος σώματος. Κοιλότητα θερμοκρασίας T_1 εκπέμπει διά οπής επιφάνειας S , ισχύ

$$P = \sigma S T_1^4 \quad (40)$$

Η ισχύς ανά μονάδα επιφάνειας οπής, δηλαδή η πυκνότητα ισχύος, ονομάζεται **αφεικτική ικανότητα**.

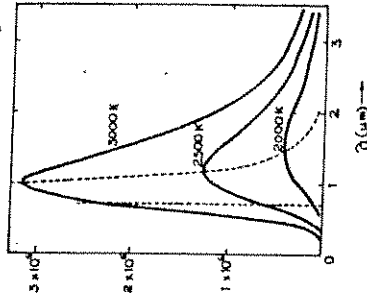
$$j_e = \frac{P}{S} = \sigma T^4 \quad (41)$$

Η ακτινοβολία αυτή αποτελείται από φωτόνια διαφόρων μηκών κύματος λ . Αν αναλυθεί με φασματόμετρο, λαμβάνεται κομμάτι όπως εκείνες του σχήματος 13. Η τεταγμένη $E_{\lambda} = dJ_{\lambda}/d\lambda$ δίνει την αφεικτική ικανότητα ανά μονάδα μήκους κύματος.

Όπως είπαμε, κάθε πραγματικό (μη μέλαν) σώμα ανακλά μέρος της ακτινοβολίας που προσπίπτει σ'αυτό. Ο **συντελεστής απορρόφησης** $\epsilon_{\lambda} = (\text{απορροφούμενη ισχύς})/(\text{προσπίπτουσα ισχύς})$ εξαρτάται από την επιφάνεια και το υλικό καθώς και από το μήκος κύματος λ της ακτινοβολίας.

Φυσική με εφαρμογές στις Σελιότητες 129-130

Αφού $\alpha_{\lambda} < 1$, το φάσμα εκπομπής κάθε πραγματικού σώματος δίνεται από κομμάτι με τεταγμένης E_{λ} μικρότερης δεκάκις του μέλανος σώματος της ίδιας θερμοκρασίας T .



Σχήμα 13. Φάσμα εκπομπής "μέλανος σώματος" για τρεις θερμοκρασίες.

Η ακτινοβολία όμως είναι αμείωρη. Δι'ακτινοβολίας το σώμα χάνει ενέργεια προς το περιβάλλον αλλά κερδίζει και ενέργεια από το περιβάλλον. Αν η θερμοκρασία του σώματος είναι T_1 και του περιβάλλοντος T_2 και θεωρήσουμε ότι συμπεριφέρονται σαν μέλαν σώμα, τότε η συνολική ροή ενέργειας που μεταφέρεται δι'ακτινοβολίας θα είναι:

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t} = \sigma S (T_2^4 - T_1^4)$$

Στα πραγματικά σώματα, υπεισέρχεται φυσικά ο συντελεστής απορρόφησης που εξαρτάται από το μήκος κύματος.

Σελιότητες 131-132

Σημειώσεις: Η νομοτική κίνηση της αίσθησης του θύρα ή ψυχρού φυσικού σώματος

Σημειώσεις: Η ενέργεια που μετατρέπεται μερικώς ψυχρό - θερμό σώματος

Σημειώσεις κίνηση: Η ενέργεια, χωρική κίνηση των δομημένων ατόμων των αερίων
 Στα στερεά οι δομημένοι ατομικοί τμήματα, φέρω και διαφορετικές θέσεις

Πώς δηλαδή κίνηση τα μόρια έχουν κινητική ενέργεια $E_{kin} = \frac{1}{2} m_0 \bar{v}^2$, m_0 μάζα μορίου

$\bar{v} = n$ μέση ταχύτητα

$$\bar{v}^2 = \sum_{i=1}^N \frac{N_i v_i^2}{N}$$

T ~ E_{kin} Ε. Κινητική, ΓΕΧ. 1

Κινητική Θερμότητα Αερίων

- Η ταχύτητα των μορίων κερδίζει σταθερή κατανομή
- Η κατανομή αυτή είναι ισοθερμική ως προς (x, y, z) , (z) ,
- Οι διαφορετικές κεραιές μορίων και κεραιές μορίων και το μήκος τους, στο οποίο περιέχεται, είναι ελαστικές

$$\bar{v} = \frac{N_1 v_1 + N_2 v_2 + \dots + N_k v_k}{N} ; \begin{matrix} \text{ΓΡΗΓΟ} \\ \text{ΝΥΝΔΟΣ} \\ \text{ΜΟΡΙΩΝ Κ} \\ \text{ΤΑΧΥΤΗΤΑ } v_i \end{matrix}$$

$$= \sum_{i=1}^k \frac{N_i v_i}{N}$$

$$\bar{v}^2 = \sum_{i=1}^k \frac{N_i v_i^2}{N}$$

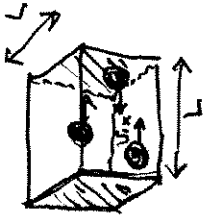
Μέση τετραγωνική ταχύτητα

Η μέση κινητική ενέργεια για N μόρια, μάζας m_0

$$E_{kin} = \sum_{i=1}^N \frac{N_i}{N} \left(\frac{1}{2} m_0 v_i^2 \right) = \frac{1}{2} m_0 \left\{ \sum_{i=1}^N \frac{N_i v_i^2}{N} \right\} = \frac{1}{2} m_0 \bar{v}^2$$

→ Η μέση κινητική ενέργεια εξαρτάται από τη μέση ταχύτητα της ταχύτητας

ΠΙΕΣΗ ΑΕΡΙΩΝ ΚΑΙ ΑΝΟΙΞΗ ΤΗΣ ΚΙΝΗΣΗΣ ΤΩΝ ΚΙΝΗΜΑΤΩΝ



Υποδίνω εξίσωση δύναμης για το κοίλο i $\Rightarrow v_{ix} = v_{ix} \cdot t$
 v_{ix} η συνιστώσα της ταχύτητας κατά τον άξονα x

Η δύναμη που ασκεί στο τοίχωμα: $F_{ix} = \frac{\Delta(m_0 v_{ix})}{\Delta t}$ (3)

$$\Delta(m_0 v_{ix}) = m_0 v_{ix} - m_0 (-v_{ix}) = 2m_0 v_{ix} \quad (3)$$

Ζητούμε να το τοίχωμα εμβαδόν $2L$ $\Rightarrow \Delta t = \frac{2L}{v_{ix}}$ (4)

$$F_{ix} = \frac{2m_0 v_{ix}}{\frac{2L}{v_{ix}}} = \frac{m_0 v_{ix}^2}{L}$$

Για N κοίλια η συνισταμένη δύναμη $\bar{F}_x = \frac{N}{L} \sum_{i=1}^N m_0 v_{ix}^2$
 $= \frac{m_0 N \cdot \overline{v_x^2}}{L}$ (5)

Και η πίεση για εμβαδόν $S = L^2$

$$P = \frac{\bar{F}_x}{L^2} = \frac{N}{L^3} m_0 \overline{v_x^2}$$

υποδίνοντας (6) τον ίδιο κίνηση \Rightarrow

$$\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2} = \frac{\overline{v^2}}{3}$$

$$P = \frac{N}{L^3} m_0 \frac{\overline{v^2}}{3} = \frac{1}{3} m_0 N \overline{v^2} = \frac{2}{3} N \frac{1}{2} m_0 \overline{v^2} = \frac{2}{3} N \overline{E_{kin}}$$

Ανοίξη θερμοκρασίας (T) ως αποτέλεσμα της κίνησης των κινήσεων

$$PV = nRT \Rightarrow$$

$$T = \frac{PV}{nR} = \frac{2}{3} \frac{V}{nR} E_{kin}$$

$$v = \frac{N}{L^3}$$

$$N = v \cdot L^3 = vV$$

$$\frac{N}{n} = N_A \quad (\text{αριθμός κοίλων ανά mole})$$

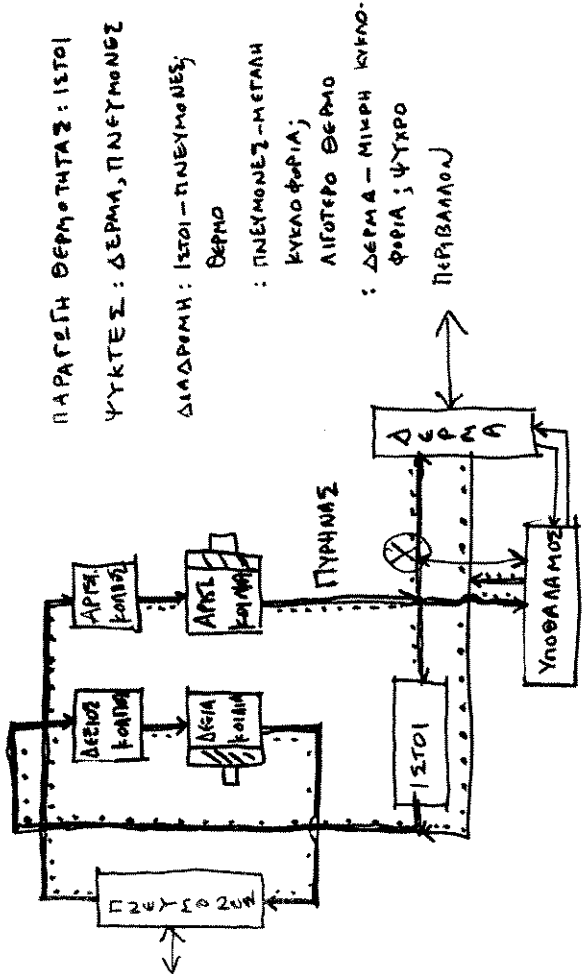
Θεωρούμε $\frac{N_A}{R} = \frac{1}{k}$; όπου k η σταθερά Boltzmann

$$\Rightarrow T = \frac{2}{3} k E_{kin}$$

$$E_{kin} \neq 0 \Rightarrow T_{min} = 1^\circ K$$

Ε. Κωσταρίδης, σελ. 2

1. Διατήρηση Θερμότητας Ανθρώπινου Σώματος



ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ: ΙΣΤΟΙ
 ΨΥΚΤΕΣ: ΔΕΡΜΑ, ΠΝΕΥΜΟΝΕΣ
 ΔΙΑΔΡΟΜΗ: ΙΣΤΟΙ - ΠΝΕΥΜΟΝΕΣ, ΔΕΡΜΑ
 : ΠΝΕΥΜΟΝΕΣ - ΜΕΤΑΝΗ ΚΥΚΛΟΦΟΡΙΑ, ΛΙΓΟΤΕΡΟ ΘΕΡΜΟ
 : ΔΕΡΜΑ - ΜΙΚΡΗ ΚΥΚΛΟΦΟΡΙΑ; ΨΥΚΤΟ ΠΥΡΝΟΣ

2. Ευεργετοί Μηχανισμοί Θερμότητας (Αναδραστικοί)

- a. Αγγειοδιαστολή (⊗) ; $T_{\text{πυρνήμης}} > 37^\circ\text{C}$
 $\Rightarrow \uparrow T_{\text{δέρματος}} \Rightarrow \uparrow \text{μεταφοράς θερμότητας}$
 { και το δέρμα σε υπερθέρμανση }
- b. Εκδύρωση
 $T_{\text{δέρματος}} > 34^\circ\text{C}$
 $\Rightarrow \text{αύξηση ακαίμακας πυκνότητας} \Rightarrow \uparrow T_{\text{πυρνήμης}}$
 $T_{\text{δέρματος}} < 34^\circ\text{C}$
- c. Δια $T_{\text{δέρματος}} \leq 34^\circ\text{C}$
επιλογή φλεβικής διαδρομής
 E. κωστέριδων, σελ. 23

3. ΑΠΕΛΕΙΑ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ ΑΠΟ ΤΟΥΣ ΠΝΕΥΜΟΝΕΣ

2 μηχανισμοί

- (α) Εξάνοή του αέρα των πνευμόνων, ο οποίος βρίσκεται σε κατάσταση κορεσμού με το νερό (ισορροπία υδρής και αέριας φάσης), (ισοδυναμεί με την εξάτμιση ίσους ποσότητες νερού από και το δέρμα)
- (β) Για $T_{\text{πνευμάλλοτος}} < T_{\text{πυρνήμης σώματος}}$, υπάρχει επιπλέον απώγεια θερμότητας πυρνήμης για τη δέρκωση του ειννεώκων αέρα

4. (Ευεργετοί Μηχανισμοί 2.2) Επιλογή Φλεβικής Διαδρομής

[Για συνθήκες ψύξης]:

- Επιτοροφή του αίματος από τα άκρα, μέσω εσωτερικών φλεβών που βρίσκονται σε επαφή με τις αρτηρίες που μεταφέρουν το αίμα στα άκρα, με συνέπεια
 - 1. Θέρκωση του αίματος που επιστρέφει
 - 2. Ψύξη του αίματος που τροφοδοτεί τα άκρα (και το δέρμα) με αποτέλεσμα μείωση της ανώγης θερμοκρασίας προς το περιβάλλον
- [Για συνθήκες ζέσης]:

Επιτοροφή του αίματος από τα άκρα μέσω εσωτερικών (και στο δέρμα) φλεβών. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα δέρκωση του αίματος και αύξηση της ανώγης θερμοκρασίας

Φυσικοί μηχανισμοί μεταδόσης θερμότητας στο ανθρώπινο σώμα.

1. Με ακτινοβολία: Θερμική εκπομπή/ απορρόφηση

Ρυθμός μεταδόσης θερμότητας: $\frac{Q}{t} = \epsilon \cdot \sigma \cdot A \cdot T^4$

όπου: ϵ σταθερά εκπομπής/απορρόφησης; $0 \leq \epsilon \leq 1$

σ σταθερά Stefan-Boltzmann

A το εμβαδόν της επιφάνειας του σώματος

T απόλυτη θερμοκρασία σε βαθμούς Kelvin (OK)

Ρυθμός μεταβολής μεταδόσεως:

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t} = \epsilon \cdot \sigma \cdot A \cdot \Delta T^4$$

όπου $\Delta T^4 = T^4 - T_4$

σωστός περιβάρτης [δέρμα]

Η σταθερά $\epsilon \approx 1$, για το δέρμα και για υπέρυθρη κίνη κίνησης. (κάποιες υπέρυθρες, depth detection)

E. κωστέριδης, 66 > 4

Φυσικοί μηχανισμοί μεταδόσης της θερμότητας στο σώμα

2. Με ρεύματα μεταφοράς (π.χ. δέρμα - περιβάλλον, αίμα,

Ρυθμός μεταβολής μεταδόσεως θερμότητας:

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t} = k_c \cdot A \cdot \Delta T$$

όπου k_c είναι συνάρτηση της ταχύτητας υ του ρεύματος μεταφοράς

A: εμβαδόν επιφάνειας

$$\Delta T = T_{\text{δέρμα}} - T_{\text{περιβάλλον}}$$

* Ρεύματα μεταφοράς: Όταν ένα ρευστό θερμαίνεται

οι δολικοί του λήθαι ηλίου της ηλίου δέρματος

κινούνται με τη ταχύτητα, απομακρύνονται και ο κύβος γίνεται αραιότερος. Με αυτό τον τρόπο συζητείται

ρεύματα μεταφοράς από ταχύτητες προς την αραιότερη περιοχή του ρευστού.

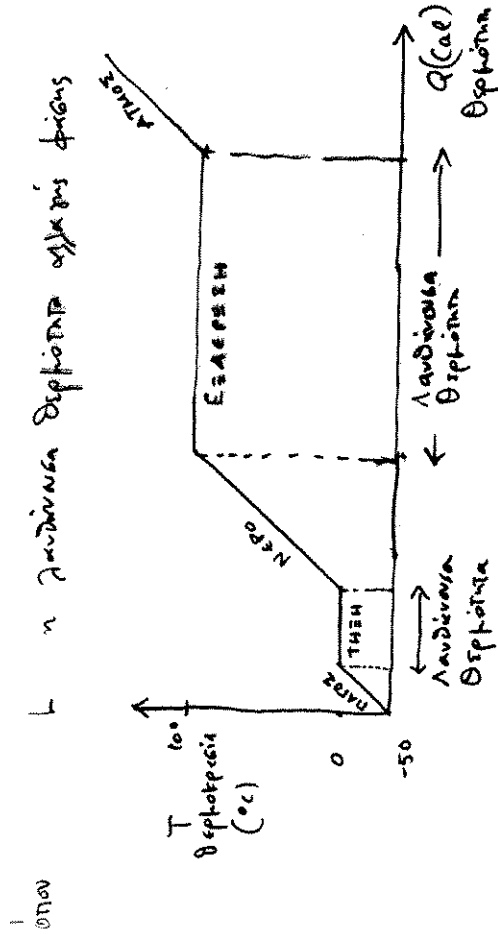
[περιοχή δέρματος: $v_1 > v_2$; v_2 ταχύτερα είναι ταχύτερα αραιότερη

ταχύτερη περιοχή: $\rho_2 > \rho_1$; ρ : πυκνότητα]

ΦΥΣΙΚΟΙ ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΣΩΜΑ

3. Με ελάττωση: Λαυδάνια Δερμάτινα Ελαφύων * (επίδραση, έκθεση υδατικών αερίων αερίων)
 Ρυθμός Μεταβολής Μεταδοσης Θερμότητας:

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t} = \frac{\Delta m}{\Delta t} L$$

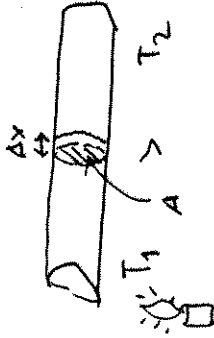


* Λαυδάνια Θερμότητα αλλαγής φάσης: η θετική εύρεση να απαιτείται για την αλλαγή φάσης στοιχειώδους μήκους Δm (π.χ. στην περίπτωση της επίδρασης $\frac{\Delta m}{\Delta t}$ ρυθμός έκθεσης ιδρώτα)

Ε. Κωσταρίδης, ε.ε.ε.σ

ΦΥΣΙΚΟΙ ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ ΣΤΟ ΣΩΜΑ

4. Με αγωγή (αγωγή ή Συμπαγής Δερμάτινη Ραδιόματις για στέρεα και στις διενεργούμενες στέρεων-ρυστών, π.χ. αλληλοτομήματα αβύσσων)



Ρυθμός Μεταβολής Μεταδοσης:

$$\left[\frac{\Delta Q}{\Delta t} \right] = k \cdot A \cdot \frac{\Delta T}{\Delta x}$$

Όπου A εμβαδόν, Δx απόσταση μεταδοσης, k σταθερά υλικού, Βέλτιστα Θερμοκρασίες

$$I = \frac{1}{R} V \quad (\text{υπερελαστικό αεροσκάφος}) \Rightarrow$$

R: Δερμάτινη αντίσταση; $R = \frac{L}{kA}$ για πορώδη επιφάνειες (χόνδρος, πουχίος)

* Διάρκεια των στέρεων αυξάνει το μήκος των παρατηρούμενων των δοκίμων ριθμού ήρω και τις δικές λειτουργίες τους για υλικό που διανέμεται επιφάνεια ε⁻ (ελαστοί αεραίοι σφαιροί) * (υπερελαστικό), η διάρκειά τους αυξάνει την ταχύτητα των ελαστικών ε⁻, με αποτέλεσμα την περσισμένη εύρεση των Δερμάτινη Ραδιόματις

Διάρκεια αέρα, περιστασιακή ριθμόν, Συμπαγής Δερμάτινη Ραδιόματις, Διάρκεια Τη, Αφού το αέριο αέρα (T2)

**ΜΗΧΑΝΙΚΗ ΡΕΥΣΤΩΝ:
ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΣΤΟ ΑΝΑΠΝΕΥΣΤΙΚΟ
ΚΑΙ ΣΤΟ ΚΑΡΔΙΑΓΓΕΙΑΚΟ ΣΥΣΤΗΜΑ
(2010/11)**

1. ΣΚΟΠΟΣ

Η κατανόηση των ιδιοτήτων των πραγματικών ρευστών και χρήση τους στην περιγραφή λειτουργιών του αναπνευστικού και του καρδιαγγειακού συστήματος.

2. ΕΚΠΑΙΔΕΥΤΙΚΟΙ ΣΤΟΧΟΙ

Ο φοιτητής/η φοιτήτρια θα πρέπει να γνωρίζει:

- έννοιες-κλειδιά της μηχανικής ρευστών και ιδίως των πραγματικών, καθώς και
- χρήση τους για την ερμηνεία λειτουργιών του αναπνευστικού και του καρδιαγγειακού συστήματος, όπως αναπνοή, ανταλλαγή αναπνευστικών αερίων και ροή του αίματος στα αγγεία.

3. ΕΝΝΟΙΕΣ – ΚΛΕΙΔΙΑ

Πίεση

Μονάδες Πίεσης

Πίεση στο Ανθρώπινο Σώμα

Πίεση κατά την Αναπνοή

Πίεση στο Κυκλοφορικό Σύστημα

Μεταβολή πίεσης ρευστού με τη βαρύτητα (Νόμος Pascal)

Πίεση ρευστού– Γύση τοίχουατος

Δυναμική Ρευστών

Νόμος Συνέχειας (Παροχή)

Ιδανικά Ρευστά (Νόμος Bernoulli)

Πραγματικά Ρευστά: Εξώδες (συντελεστής γλισθητικότητας)

Νευτώνια Ρευστά: Κατανομή Ταχυτήτων, Παροχή (Νόμος Poiseuille)

Νευτώνια Ρευστά: Στρωτή, Τυρβώδης Ροή, Αριθμός Reynolds

Μη Νευτώνια Ρευστά

Ανταλλαγή Αναπνευστικών Αερίων

Μερική Πίεση Αερίων

Διάχυση Αερίων μέσω μεμβρανών

Διαλυτότητα Αερίων στο πλάσμα

Κορεσμός Αιμοσφαιρίνης

ΥΛΗ

ΦΥΣΙΚΗ ΤΟΥ ΑΝΘΡΩΠΙΝΟΥ ΣΩΜΑΤΟΣ, J.R. Cameron, J. G. Skofronick, E.M. Grant. Επιστημονικές Εκδόσεις ΠΑΡΩΣΙΑΝΟΥ Α.Ε. ΑΘΗΝΑ

Κεφάλαιο 5: Πίεση στο Σώμα, εκτός των ακόλουθων υπο-ενοτήτων:

5.5
5.6
5.8

Κεφάλαιο 7: Φυσική των Πνευμόνων και της Αναπνοής, εκτός των ακόλουθων υπο-ενοτήτων:

7.3
7.4
7.7
7.8
7.9

Κεφάλαιο 8: Φυσική του Καρδιαγγειακού Συστήματος, εκτός των ακόλουθων υπο-ενοτήτων:

8.2
8.4
8.9
8.10
8.11

Συμπληρωματικά:

Στατική Ρευστών και Δυναμική Ρευστών, Πρόϊμος Β. Ιατρική Φυσική: Τόμος Ι
Μηχανική, Πάτρα 1999.

(σελίδες :151-176)
(σελίδες: 254-27)
(+σελ.190)

Επιλεγμένες διαφάνειες (11 διπλές σελίδες)

6.2. Η ε τ α β ο λ ή τ η ς π ι έ σ ε ω ς μ έ τ η ή β α ρ ύ τ η τ α .

Έστω κυλινδρική περιοχή ύψους Δz, που χωρίζουμε νοητά (διακεκομμένες γραμμές, Σχήμα 134) μέσα στο ρευστό. Αφού η περιοχή αυτή ισορροπεί, ή ολική εξωτερική δύναμη που άσκειται σ' αυτήν είναι μηδέν.

Οι πλευρικές δυνάμεις F', άλληλοεξουδετερώνονται και μένουν οι δυνάμεις στην πάνω επιφάνεια: F(z) = p(z) · S, στην κάτω επιφάνεια F(z+Δz) = p(z+Δz) · S και το βάρος ΔB = Δm · g της κυλινδρικής περιοχής.

Άρα S · p(z) - S · p(z+Δz) + Δm · g = 0 και επειδή p(z+Δz) = p(z) + Δp γίνεται:

$$S \cdot \Delta p = \Delta m \cdot g \quad (26)$$

Η "βάση μας" ή "κλίση" της πίεσης ως προς το βάθος z δίνεται από την $\frac{dp}{dz}$. Δηλ. είναι: $\Delta p = \frac{dp}{dz} \cdot \Delta z$, οπότε η εξίσωση (26) γίνεται:

$$S \cdot \frac{dp}{dz} \cdot \Delta z = \Delta m \cdot g$$

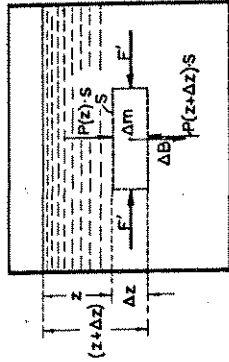
Αλλά S · Δz = ΔV είναι ο όγκος του κυλινδρικού.

$$\text{Άρα } \frac{dp}{dz} = \frac{\Delta m}{\Delta V} \cdot g$$

Θεωρώντας ότι Δz → 0, έχουμε και ΔV → 0 και όο $\frac{\Delta m}{\Delta V} = \rho(z) = \rho$ πυκνότητα του ρευστού στο βάθος z.

$$\text{Δηλ. τελικά: } \frac{dp}{dz} = \rho(z) \cdot g \quad (27)$$

Αυτή είναι η διαφορική εξίσωση της μεταβολής της πίεσης με το βάθος z. Η ολοκλήρωση της θα δώσει την πίεση p σε κάθε βάθος z.



Σχ. 134. Δυνάμεις επί μικρού κυλινδρικού όγκου του ρευστού λόγω βαρύτητας.

6.2.1. Ασυμπίεστα ρευστά.

Όγκος V νερού μελώνεται σε 0,80V, αν η πίεση αύξηθεί κατά 10.000 άτιμόσφαιρες. Δηλ. τα ύγρά είναι πρακτικά ασυμπίεστα. Αυτό σημαίνει ότι στα ύγρά είναι: ρ(z) = ρ = σταθερά (ανεξάρτητη του βάθους z). Τότε η εξίσωση ολοκληρώνεται άμεσα:

$$\int_{z_1}^{z_2} dp = \rho \cdot g \cdot dz \quad \text{ή} \quad p_2 - p_1 = \rho \cdot g \cdot (z_2 - z_1) \quad (28)$$

Αν είναι p₁ = p₀, η πίεση που άσκειται στην επιφάνεια του ύγρου και z το βάθος που μετρείται από την επιφάνεια προς τα κάτω, τότε η τελευταία σχέση δίνει την πίεση p στο βάθος z.

$$p = p_0 + \rho \cdot g \cdot z \quad (29)$$

Η εξίσωση αυτή έκφράζει τον νόμο του Pascal και έχει σαν άμεση συνέπεια την άρχή του Αρχιμήδη:

"Κάθε σώμα βυθισμένο σε ύγρο ύφιστάται την δύναμη της άνωσης, που είναι κατακόρυφη προς τα πάνω και είναι ίση με το βάρος του ύγρου που εκτόπισε το σώμα."

Μονάδες πίεσης.

Η μονάδα πίεσης στο S.I. είναι 1N/m². Επειδή είναι πολύ μικρή χρησιμοποιείται και το 1bar = 10⁵ N/m²

Άλλες μονάδες πίεσης είναι:

(α) Η τεχνική άτιμόσφαιρα = 1at = 1kg · 9,81m · sec⁻² / 10⁻⁴ m² = 0,981 · 10⁵ N/m² = 0,981 bar. Την "at" χρησιμοποιούν οι φυσικοί και οι μηχανικοί ύψηλων πιέσεων.

(β) Η φυσική άτιμόσφαιρα = 1atm = πίεση της ατμόσφαιρας στην επιφάνεια της θάλασσας = 1,033 at = 1,033kg/cm².

(γ) Η μονάδα ύψους στήλης νερού (H₂O) ή ύδαργύρου (Hg).

Αν στη σχέση (29) θέσουμε z = 10m στήλης ύδατος (ρ = 1000kg/m³) έχουμε: Δp = 1000 (kg/m³) · 9,81 (m/sec²) · 10m = 0,981 · 10⁵ N/m² = 0,981 bar = 1at.

Δηλ. αύξηση του βάθους κατά 10m αύξάνει την πίεση κατά 1 τεχνική άτιμόσφαιρα.

Συνολικά: 1 φυσική άτιμόσφαιρα = 1atm = 1,033 at = 1,013bar = 760mmHg = 10,33m H₂O.

6.2.2. Συμπιεστά ρευστά.

Στά συμπιεστά ρευστά ή πυκνότητα ρ μεταβάλλεται με το ύψος z . Επομένως για να ολοκληρώσουμε την εξίσωση (27) πρέπει να γνωρίζουμε την συνάρτηση: $\rho = \rho(z)$.

Αυτό μπορεί να γίνει με αρκετή ακρίβεια για την γήινη ατμόσφαιρα χρησιμοποιώντας τον νόμο των τελείων αερίων: $P = n \cdot k \cdot T$ όπου: $n \approx$ αριθμός μορίων ανά cm^3

$$k \approx \text{σταθερά του Boltzman} = 1,38 \times 10^{-16} \text{ erg/K}^\circ$$

$T \approx$ απόλυτη θερμοκρασία (βαθμοί Κελβίν)

Εάν M_1, M_2 και M είναι οι μάζες ενός μορίου σε γραμμάρια τότε για κάθε αέριο είναι: $\rho = \frac{M \cdot P}{k \cdot T}$ και η εξίσωση των τελείων αερίων δίνει: $P = \frac{\rho}{M} \cdot k \cdot T$

δηλ. $\rho = \frac{M \cdot P}{k \cdot T}$
 "Αν μετράμε το ύψος z από την επιφάνεια της γης προς τα πάνω όταν αυξηθεί το z μειώνεται η πίεση και η εξίσωση (27) γίνεται:

$$\frac{dP}{dz} = - \frac{M \cdot g}{kT} \cdot P \quad (30)$$

Στην ατμόσφαιρα:

(α) Η μέση μάζα των μορίων του αέρα είναι:
 $M \approx 0,78M_{N_2} + 0,21M_{O_2} + 0,01M_{Ar} \approx 48,1 \times 10^{-24}$ γραμ.

(β) Το ύψος που μας ενδιαφέρουν (μέχρι 10 km) είναι μικρό σε σχέση με την ακτίνα R της γης ($R = 6400$ km) δηλ. δεχόμαστε ότι είναι: $g = \text{σταθερά} = 9,80 \text{ m/sec}^2$.

(γ) Η θερμοκρασία δεν μεταβάλλεται πολύ. Στην επιφάνεια της γης είναι περίπου $T = 293^\circ K$ και στη στρατόσφαιρα είναι $T = 220^\circ K$. Επομένως μπορούμε να την θεωρήσουμε σταθερή ($T \approx 273^\circ K$).

(δ) Ονομάζοντας: $z_0 \equiv \frac{kT}{M \cdot g}$ και αντικαθιστώντας τις παραπάνω τιμές βρίσκουμε:

$$z_0 \approx \frac{1,38 \times 10^{-16} \cdot 273}{48,1 \times 10^{-24} \cdot 980} \text{ cm} = 7,99 \times 10^5 \text{ cm} \approx 8000 \text{ m}$$

Τώρα η διαφορική εξίσωση (30) παίρνει τη γνωστή μορφή:

$$\frac{dP}{P} = - \frac{1}{z_0} \cdot dz$$

και η ολοκλήρωσή της δίνει: $P = P_0 \cdot e^{-z/z_0}$ (31)

όπου P_0 είναι η πίεση στο ύψος $z=0$ και P_0 είναι η πίεση στην επιφάνεια της θάλασσας. Το $z_0 = 8000 \text{ m}$ είναι μία βαθμίδα ύψους που μειώνει την πίεση στο $1/e$ της αρχικής. Παράγεται για $P = P_0 \cdot e^{-z/z_0}$ ή (31) δίνει $P = \frac{P_0}{e}$

Η εξίσωση (31) μπορεί να γραφεί: $P = 760 \cdot e^{-z/z_0}$ σε mmHg (32) από την (32) υπολογίστηκαν οι πιέσεις του Πίνακα 10 για διάφορα ύψη. Η μερική πίεση του οξυγόνου είναι 21% της πίεσης του αέρα.

Πίνακας 10. Ολική πίεση αέρα και μερική πίεση οξυγόνου σε διάφορα ύψη της ατμόσφαιρας.

Μέγεθος τόπος	Ύψος (μέτρα)	Ατμοσφαιρική πίεση (mm Hg)	Μερική πίεση οξυγόνου (mm Hg)
Επιφάνεια θάλασσας.	0	760	160
Όρος Washington	1,917	600	125
Λευκό όρος (Mont Blanc)	4,810	420	87
Όρος Έβερεστ	8,841	250	53
Αεροπορικά ταξίδια	10,000	217	46
	12,000	169	36

Θα δείξουμε ότι η άσχημη του 'Αρχιμήδη ισχύει και για συμπιεστά ρευστά.

Θεωρούμε σήμα κυλινδρικό οριζόντιας διατομής S και ύψους h μέσα σε ρευστό. Αν ΔP είναι η διαφορά πιέσεως του ρευστού μεταξύ των δύο βάσεων, θα άσκειται στον κύλινδρο δύναμη άνωσης:

$$A = S \cdot \Delta P = S \int_z^{z+h} \left(\frac{dP}{dz} \right) \cdot dz$$

Αντικαθιστώντας το $\frac{dp}{dz}$ από την εξίσωση $\frac{dp}{dz} = \rho(z) \cdot g$

$$A = \int_a^b \rho(z) \cdot g \cdot dz$$

Αλλά $\rho(z) = \rho_0 \cdot e^{-\frac{z}{H}}$ και $\rho_0 = \rho(z=0) = \rho_0 \cdot e^{-\frac{0}{H}} = \rho_0$.
Επομένως $\rho(z) = \rho_0 \cdot e^{-\frac{z}{H}}$.
Επομένως $A = \int_a^b \rho_0 \cdot e^{-\frac{z}{H}} \cdot g \cdot dz = \rho_0 \cdot g \cdot \int_a^b e^{-\frac{z}{H}} dz$
που καταρχήν έχει τη θέση του $\int e^{-ax} dx = -\frac{1}{a} e^{-ax} + C$.
Επομένως $A = \rho_0 \cdot g \cdot H \cdot (e^{-\frac{a}{H}} - e^{-\frac{b}{H}})$.

6.2.3. Ομογενή ομογενή κλίση

Η μεταβολή της πίεσης κατά μήκος του άξονα κατά μήκος του άξονα z είναι $\frac{dp}{dz} = -\rho(z) \cdot g$.
Επομένως $\rho(z) = -\frac{1}{g} \frac{dp}{dz}$.
Επομένως $\rho(z) = \rho_0 \cdot e^{-\frac{z}{H}}$.
Επομένως $A = \int_a^b \rho_0 \cdot e^{-\frac{z}{H}} \cdot g \cdot dz = \rho_0 \cdot g \cdot H \cdot (e^{-\frac{a}{H}} - e^{-\frac{b}{H}})$.

Αν ο άξονας κληθεί την άνω του άξονα κατά την άνω του άξονα, τότε η πίεση είναι $p(z) = p_0 \cdot e^{-\frac{z}{H}}$.
Επομένως $\rho(z) = -\frac{1}{g} \frac{dp}{dz} = \rho_0 \cdot e^{-\frac{z}{H}}$.

Αν ο άξονας κληθεί την άνω του άξονα κατά την άνω του άξονα, τότε η πίεση είναι $p(z) = p_0 \cdot e^{-\frac{z}{H}}$.
Επομένως $\rho(z) = -\frac{1}{g} \frac{dp}{dz} = \rho_0 \cdot e^{-\frac{z}{H}}$.

Προφανώς είναι επιβεβαιωμένο ή άναγκη συνιστάται εξίσωση των πιέσεων του αέρα των διαφόρων κοιλότητων (αυτιά, έντερα κ.λ.) προς την έκταστοτε εξωτερική πίεση:

Εστω ότι στον άξονα παραχέεται συνήθως αέρας (78% N₂, 21% O₂ και 1% Ar). Οσο μεγαλύτερο είναι το βάρος του αέρα που περιλαμβάνεται στον άξονα, τόσο περισσότερο αυξάνεται η πίεση του αέρα που περιλαμβάνεται στον άξονα. Αυτό μπορεί να συμβεί:

- (α) Την τελική ανάκλιση από άξονα του δότη.
- (β) Την "ρόση" κατά την ανάκλιση.

Η "ρόση" (πρόσθια) είναι η πίεση που δημιουργείται από την πίεση που ασκείται από τον αέρα που περιλαμβάνεται στον άξονα. Η πίεση που ασκείται από τον αέρα που περιλαμβάνεται στον άξονα είναι η πίεση που ασκείται από τον αέρα που περιλαμβάνεται στον άξονα. Η πίεση που ασκείται από τον αέρα που περιλαμβάνεται στον άξονα είναι η πίεση που ασκείται από τον αέρα που περιλαμβάνεται στον άξονα.

Απαιτούμενη έρευνα είναι να δοθεί από κοινού του σώματος του αέρα από άξονα σχετικά εύκολα με μέγεθος της πίεσης του αέρα από άξονα. Η πίεση που ασκείται από τον αέρα που περιλαμβάνεται στον άξονα είναι η πίεση που ασκείται από τον αέρα που περιλαμβάνεται στον άξονα. Η πίεση που ασκείται από τον αέρα που περιλαμβάνεται στον άξονα είναι η πίεση που ασκείται από τον αέρα που περιλαμβάνεται στον άξονα.

Η παρουσία λοιπόν του αέρα που περιλαμβάνεται στην ταχύτητα ανάσωσης και δημιουργεί την άναγκη μακροχρόνιων αποσυμπίεσεων.

Για τους λόγους αυτούς κατά τον δεύτερο Παγκόσμιο Πόλεμο έγινε προληπτική ή περισυλλογή των νεφών, που πόντιζαν οι Γερμανοί γύρω από την Αγγλία.

Οι Άγγλοι για να αυξήσουν την απόδοση των δυνάμεων, σκέφθηκαν να χρησιμοποιήσουν καθαρό οξυγόνο (χωρίς αζώτο ή άλλο αέριο).

6.2.4. Φυσιολογικά φαινόμενα στις αναβίσεις.

(α) "Νόσος τών όρέων" ή "Νόσος του ύψομέτρου".

Κατά την άνάβαση μέχρι ύψομέτρου 3000m εμφανίζονται μόνο μικρές (μη έντολχητικές) αόξήσεις του ρυθμού τής άναπνοής και τής καρδιάς. Μεταξύ 3000m και 4000m εμφανίζονται βαθμιαία: δύσπνοια, ταχυκαρδία, άδυναμία, πονοκέφαλος, ναυτία, τόση έμετο. Τά συμπτώματα αοξάνουν με την περαιτέρω αόξηση του ύψους τόσο, ώστε ή άνάβαση άνω τών 4000m γίνεται πολύ δύσκολη.

(β) "Ανοδος με άερόστατο."

Υγιή άτομα σε κατάσταση ήρεμίας ή έλαφράς δραστηριότητας εμφανίζουν τίσ έξής λειτουργικές μεταβολές. Μέχρι ύψους 3000 m, οι έκανόνητες δοσσεως και οι ρυθμοί άναπνοής και καρδιάς μένουν άνετηράστατοι.

Άπό 3000 m μέχρι 4.500 m είναι ή περιοχή τής υποξείας που αντιμετωπίζεται με αίσθητή αόξηση τών ρυθμών άναπνοής και καρδιάς και φέρονει μείωση τής έκανόνητας για έτέλεση περιπλοκων έργων.

Μεταξύ 4.500 m και 6000 m (περιοχή έντονης υποξείας) άρχίζουν δραματικές άλλαγές. Οι ρυθμοί άναπνοής και καρδιάς αοξάνουν πολύ και εμφανίζεται μείωση τών αίσθήσεων και του μυϊκού έλέγχου.

Η περιοχή άπό 6000 m έως 7500 m, τής "κρίσιμης υποξείας" είναι θανατηφόρα. Έμφανίζεται γρήγορη άπώλεια του νευρομυϊκού έλέγχου και τών αίσθήσεων, που ακολουθείται από διακοπή τής άναπνοής και θάνατο χωρίς πόνους.

(γ) Φόρτιση και έμφόρτιση του αίματος με όξυγόνο.

Τά παραπάνω φυσιολογικά φαινόμενα τών αναβάσεων στην άτιμόσφαιρα οφείλονται στην έλάττωση τής μερικής πίεσης του όξυγόνου και κατανοούνται με τους μηχανισμούς προσαλήψεως και άποσπάσεως του όξυγόνου από τό αίμα.

Οι μηχανισμοί προσαλήψεως είναι (α) ή διάλυση του όξυγόνου στο πλάσμα του αίματος (β) ή ένωση του όξυγόνου στην αιμοσφαιρίνη τών έρυθρών αιμοσφαιρίων.

Η διαλυτότητα ενός άερίου σ' ένα υγρό είναι άνάλογη τής μερικής πίεσεως του άερίου (νόμος Henry). Στην περίπτωση μας είναι:

$$\frac{V_{O_2}}{V_H} = 0,023 \frac{P_{O_2} \text{ (σε mm Hg)}}{760 \text{ mm Hg}}$$

Κανονικά, ή μερική πίεση του όξυγόνου τής άτιμόσφαιρας στην έπιφάνεια τής θάλασσας είναι 21/100=0,21 atm. Εάν όμως χορηγηθεί καθαρό όξυγόνο ή μερική πίεσή του γίνεται 1 atm.

Η χορήγηση όμως καθαρού όξυγόνου είναι συχνά επικύνδινη. Έτσι σε πρόωπα νεογνά φέρει διακοπή τής ανάπτυξης τών αγγείων του άμφιβληθραειδοδός και φέρει τύφλωση.

Η αόξηση, λόγω βάρους, τής μερικής πίεσεως του όξυγόνου πάνω από 2 atm, μπορεί να φέρει στο όθη σπασμούς, ίδιους με εκείνους τής έπιληψίας ή του ηλεκτροσόκ, που μετά δύο-τρία λεπτά ακολουθούνται από άπώλεια τών αίσθήσεων και τελικά θάνατο. Έγκαιρη άπαίρεση του όξυγόνου που περισεύει άναστρέφει τό φαινόμενο τής δηλητηρίασεως.

Αν ό όύτης είσπνέει καθαρό όξυγόνο φθάνει στην κρίσιμη μερική πίεση τών 2,4 atm, όταν καταδυθεί σε βάθος μόνο 10 μέτρων. Αν είσπνέει συνήθη άέρα πρέπει να καταδυθεί σε βάθος 90 μέτρων για να φθάσει στην κρίσιμη μερική πίεση όξυγόνου: 0,2(9+1)= 2 atm.

Δέν είναι πολύ γνωστός ό μηχανισμός τής δηλητηρίασεως όξυγόνου. Υποτίθεται ότι τό όξυγόνο με μερική πίεση σχετικά μεγάλη διασπεί στους πνεύμονες τους δεσμούς ορισμένων ένζύμων και τά άδραντοποιεί.

Παρά τόν κίνδυνο τής δηλητηρίασεως χρησιμοποιείται καθαρό όξυγόνο σε πολεμικές καταδύσεις, για γρήγορη άνάδυση χωρίς τά προβλήματα του άζώτου άλλά τηρούνται οι μέγιστοι έπιτρεπτοί χρόνοι του Πύνακα 11.

Πύνακας 11. Μέγιστοι έπιτρεπτοί χρόνοι καταδύσεως σε διάφορα βάθη με καθαρό όξυγόνο.

Βάθος (m)	3	4,5	6	7,5	9	10	12
Χρόνος (min)	240	150	110	75	45	25	10

Όπου V_0 είναι ο όγκος του αερίου που διαλύεται σε όγκο πλάσματος $V_{π}$ σε θερμοκρασία 0°C και P_0 είναι η μερική πίεση του αερίου.

Η μερική πίεση του αερίου στον αέρα που εισπνέουμε στη στάση της θάλασσας είναι άρχικά περίπου $P_0 = 0,21 \times 760 = 160 \text{ mm Hg}$. Η θέρμανση και ύγρανση του μέγα στον πνεύμονα την μεταβάλλει κατά $\Delta P_0 = -47 \text{ mm Hg}$ (μείωση). Επί πλέον στις κυψελίδες ή άνάμυλη με το CO_2 που αποβάλλεται κατά την ανταλλαγή αερίων μεταξύ του αίματος και του αίματος, την μεταβάλλει κατά $\Delta P_0 = -9 \text{ mm Hg}$. Δηλ. τελικά κατά την οξυγόνωση του αίματος η μερική πίεση του αερίου είναι: $(P_0)_L = 160 - 47 - 9 = 104 \text{ mm Hg}$.

Άρα η διαλυτότητα του αερίου στο πλάσμα είναι:

$$\frac{V_0}{V_{π}} = 0,023 \cdot \frac{104}{760} = 0,0032 = 0,32\%$$

Το αίμα όμως, με κανονική συγκέντρωση έρυθρων αιμοσφαιρίων, έχει πολύ μεγαλύτερη ικανότητα προσλήψως και αποθηκεύσως αερίου. Εάν άρτηριακό αίμα, σε ίσο όγκο με αερίο μερικής πίεσως 100 mm Hg, αποξυγονωθεί, θα δώσει 20 cm³ O₂ ανά 100 cm³ αίματος. Επομένως το κλάσμα του όγκου του αερίου, που συγκρατείται από την αιμοσφαιρίνη των έρυθρων αιμοσφαιρίων, δίδει το αντίστοιχο όγκο του αίματος, που περιέχει αυτά τα αιμοσφαίρια, είναι:

$$\left(\frac{V_0}{V_a} \right) = 0,20 = 20\%$$

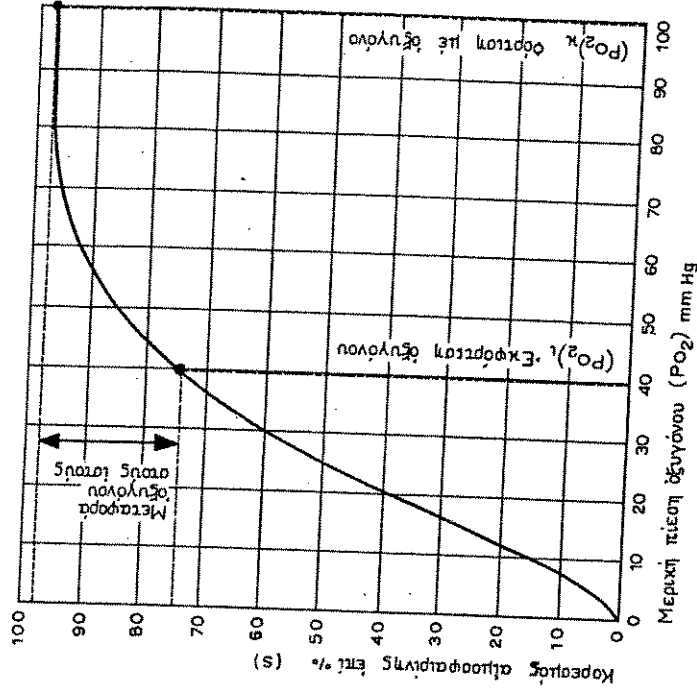
Άρα στον ίδιο όγκο αίματος τα έρυθρα αιμοσφαίρια είναι: $0,20 / 0,0032 = 62,5$ φορές πιο αποτελεσματικά από το πλάσμα στην αποθήκευση αερίου.

Η πρόσληψη αερίου στα μόρια της αιμοσφαιρίνης είναι στατιστικό φαινόμενο. Κάθε μόριο αιμοσφαιρίνης με πλήρη οξυγόνωση (κορεσμός) μπορεί να συγκρατήσει 4 μόρια αερίου. Η διαδικασία της οξυγονώσως είναι αντιστρεπτή. Ο βαθμός κορεσμού της αιμοσφαιρίνης εξαρτάται από την μερική πίεση (P_0) του αερίου και δίνεται από την περαματική καμπύλη του σχήματος 135.

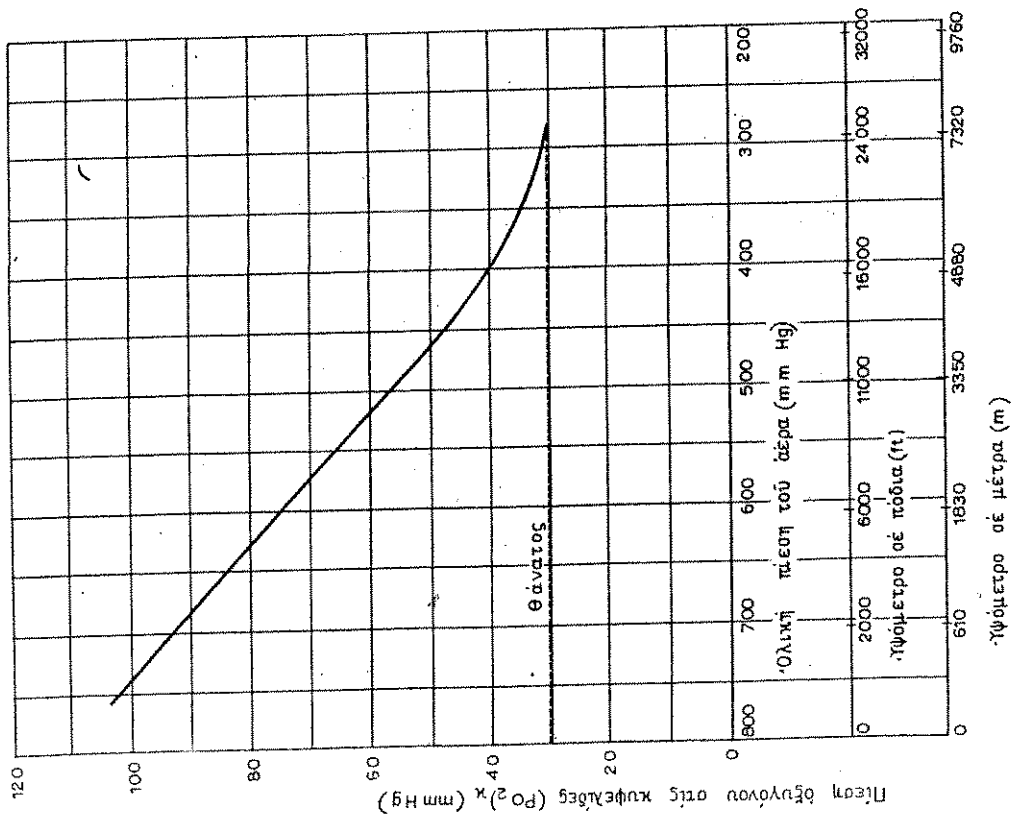
Το μόριο της αιμοσφαιρίνης όταν βρίσκεται στον πνεύμονα με μερική πίεση αερίου στις κυψελίδες (P_0)_L = 100 mm Hg, παίρνει σχεδόν πάντα: 4 O₂ (δηλ. S = 98%). Στη συνέχεια επιστρέφει στην καρδιά και αποστέλλεται στους ιστούς, όπου με μέση πίεση (P_0)_I = 40 mm Hg

αποδίδει κατά μέσον όρο το ένα από τα τέσσερα μόρια του αερίου (S=75%).

Η συγκριτική καμπύλη του σχήματος 135 μετατίθεται προς τα δεξιά αν (α) αυξηθεί η μερική πίεση του CO₂ (β) αυξηθεί η θερμοκρασία και (γ) αν ελαττωθεί το pH. Μετάθεση της καμπύλης προς τα δεξιά σημαίνει ελάττωση του S, γιὰ την ίδια (P_0)_I. Δηλ. αυξάνεται το αερίο που μεταφέρεται στους ιστούς, όταν αυξηθεί η μερική πίεση του CO₂. Η θερμοκρασία του αίματος είναι συνήθως σταθερή και το pH κανονικά κυμαίνεται από 7,2 μέχρι 7,6 επομένως δεν μεταβάλλουν σημαντικά τη θέση της συγκριτικής καμπύλης.



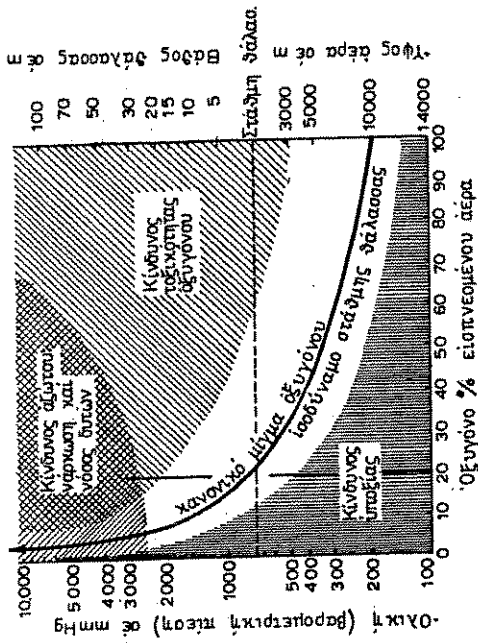
Σχ.135. Καμπύλη προσλήψως αερίου για αιμοσφαιρίνη θερμοκρασίας 38°C και pH=7,40.



Σχ.136. Μερική πίεση οξυγόνου κυψελίδων (P_{O₂}) κ.

Γιὰ νὰ κατανοήσουμε τὴν "νόσο ὑψομέτρου" πρέπει, ἐντὸς τῶν ἠνωτέρων, νὰ γνωρίσουμε καὶ τὴ μεταβολὴ τῆς μερικῆς πίεσεως τοῦ οὐρογόνου στὲς κυψελίδες (P_{O₂}) κ. σὲ συνάδηση μὲ τὸ ὑψόμετρο. Ἐάν ἀπὸ τὴς τιμῆς τοῦ Πίνακα 10, ποὺ δίνουν τὴν (P_{O₂}) κ. στὴν ἀτμόσφαιρα, ἀφαιρέσουμε πάλι: 47+9=56 mm Hg, βολόκομε τὴν (P_{O₂}) κ. Ἐπὶ πλεόν σὲ ὕψη μεγαλύτερα ἀπὸ 4.500m, διορθωτικοὶ μηχανισμοὶ τοῦ ὀργανισμοῦ δοοῦν σὴν νὰ ἀξέδουν τὴν τιμὴ τῆς (P_{O₂}) κ. σὲ τιμῆς ὑψηλότερες ἀπὸ ἐκείνες ποὺ βρήκαμε παραπάνω (ἀφαιρώντας τὸ 56mm Hg ἀπὸ τὴν P_{O₂} τῆς ἀτμόσφαιρας).

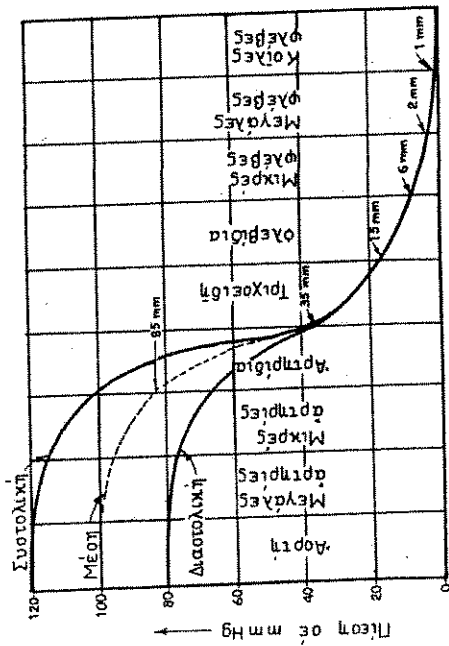
Ἡ καμπύλη τῆς (P_{O₂}) κ. ποὺ δίνει τὸ Σχ.136 βρέθηκε πειραματικῶς. Ἡ καμπύλη προσληφθεὶς οὐρογόνου (Σχ.135) δείχνει ὅτι ἡ ἀνοδος, μεταβάλλοντας τὴν (P_{O₂}) κ. ἀπὸ 100 μέχρι 70mm Hg, δὲν μείωνει σημαντικῶς τὴν οὐρογόνωση τῆς αἰμοσφαιρίνης (ὀριζόντιο τμήμα τῆς καμπύλης). Αὐτὴ ἡ μείωση τῆς (P_{O₂}) κ. ἀντιστοιχεῖ σὲ ἀνοδο ἀπὸ 0 μέχρι 1800m. Ἡ συνέχιση τῆς ἀνόδου φέρνει περαιτέρω μείωση τῆς (P_{O₂}) κ. σὲ ὕψος περίπου 3000 m, ὅπου ἡ (P_{O₂}) κ. εἶναι περίπου 60 mm Hg κἀμπτεται περισσότερο ἡ καμπύλη οὐρογόνωσης καὶ ἀρχίζουν τὰ συμπτώματα τῆς



Σχ.137. Γύρω ἀπὸ τὴν καμπύλη τοῦ μίγματος ποὺ ἐξασφαλίζει κανονικὴ οὐρογόνωση τῆς αἰμοσφαιρίνης, φαίνεται (λευκὴ) ἡ ἀσφαλὴς περιόχη. Ὁι διαγραμμισμένες περιοχὲς εἶναι ἐπικίνδυνες γιὰ τοὺς ἀναφερόμενους λόγους. Τὸ Σχῆμα βῆκε ἀπὸ τὰ στοιχεία τοῦ Biosttronautics Data Book (1973) τῆς NASA.

στη δηλητηρίαση με μονοξειδίο του άνθρακα (CO) τὰ ἐρυθρά αἱ-
μοσφαίρια χάνουν τὴν ἔκανότητά τους μεταφορᾶς O₂ γιατί πολλές
θέσεις τοῦ O₂ στὴν αἰμοσφαίρινη ἔχουν καταληφθεῖ ἀπὸ CO. Στὴν ὑπερ-
βαρική ὀξυγονοθεραπεία χρησιμοποιεῖται καθαρὸ ὀξυγόνο σὲ πίεση πε-
ρίπου 3 ατ., δηλ. ἡ μερική πίεση τοῦ O₂ γίνεται 3/0,2=15 φορές ὑπ-
λότερη ἀπὸ τὴ συνήθη. Ἔτσι ἡ διαλυτότητα τοῦ O₂ στὸ πλάσμα (νόμος
Henry) αὐξάνει ἀπὸ περίπου 0,3% σὲ πάνω ἀπὸ 5%. Αὐτὴ ἡ μέθοδος
σῶζει πολλά θύματα δηλητηριάσεως μὲ CO.

Ἡ ὑπερβαρική ὀξυγονοθεραπεία χρησιμοποιήθηκε κατὰ τὴν τελευ-
ταία εἰκοσαετία σὲ συνδυασμὸ μὲ ἀκτινοβολία γιὰ τὴ θεραπεία τοῦ
καρκίνου. Τὰ κύτταρα τῆς κεντρικῆς περιοχῆς τοῦ ὄγκου εἶναι ἀνοξι-
κὰ καὶ γι' αὐτὸ εἶναι πρὸς ἀκτινοάντοχα. Ἡ ὀξυγόνοσή τους τὰ μετα-
τρέπει σὲ ἀκτινενοαίεστα. Ἡ τεχνική αὐτὴ δὲν ἔδωσε πολὺ καλύτερα
ἀποτελέσματα ἀπὸ τὴ συνθησομένη (μὴ ὑπερβαρική) ἀκτινοθεραπεία
καὶ ἀπαυτεῖ μὲ ὅρα γιὰ τὴν προετοιμασία καὶ ὀξυγόνοση τοῦ ἀσθε-
νοῦς μὲ πίεση 3 ατ.

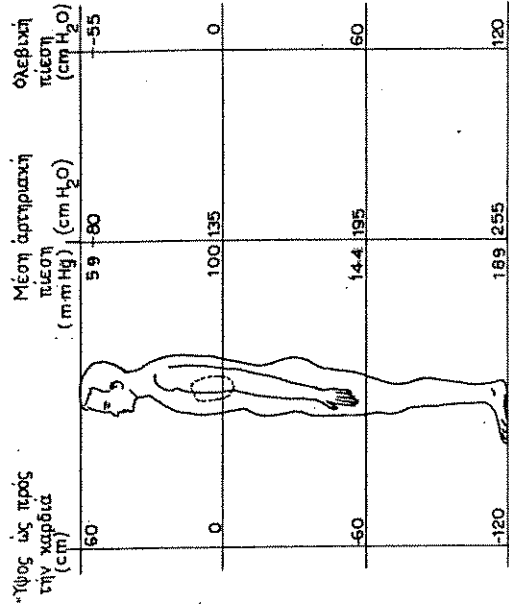


Σχ.137. Διάγραμμα τῆς μεταβολῆς τῆς πιέσεως τοῦ αἵματος ἀπὸ τὴν ἐκτό-
ξευση τοῦ (πίεση στὴν ἀορτή) μέχρι τὴν ἐπιστροφή τοῦ σπὴν
καρδία (πίεση στὶς κοιλιακὲς φλέβες) χωρίς ἐπίδραση τῆς βαρῦν-
τας.

Ἡ ὑπερβαρική ὀξυγονοθεραπεία ἔχει τὰ παρακάτω μειονεκτήμα-
τα.
(α). Αὐξάνει τὸν κίνδυνο πυρκαγιᾶς (τρὲς ἀστρωναύτες κἀπὼν σὲ
περιβάλλον ὀξυγόνου τὸ 1967, μέσα σὲ ἀκίνητο διαστημόπλοιο).
(β). Υπάρχει ὁ κίνδυνος, ἡ ὑψηλὴ πίεση νὰ διασφίξει τὴ δεξιὰ μεντῆ
τραυματίζοντας τὸν ἀσθενῆ καὶ τὸ προσωπικό.

6.4. Πίεση τοῦ αἵματος.

Ἡ καρδιά κατὰ τὴ "συστολή" τῆς ἄσκει στὸ αἷμα τῆς ἀριστερῆς
κοιλίας πίεση περίπου 120mm Hg καὶ τὸ ἐκτοξεύει πρὸς τὴν ἀορτὴ
ἐνῶ κατὰ τὴ "διαστολή" τῆς, ἡ ἀορτική βαλβίδα κλείνει σὲ πίεση
80mm Hg. Τὸ σχῆμα 137 δείχνει αὐτὴ τὴ διακύμανση τῆς πιέσεως μὲ-
σα στὴν ἀορτὴ (μέση πίεση 100mm Hg) καὶ τὴ μεταβολὴ τῆς πιέσεως
κατὰ μῆκος τῶν διαφόρων ἀγγείων μέχρι τῆς ἐπιστροφῆς τοῦ αἵματος
διὰ τῶν κοίλων φλεβῶν στὸ δεξιὸ κόλπο. Ὁ ἄνθρωπος θεωρήθηκε ὀρι-
ζόντιος (χωρὶς μεταβολὲς πιέσεως λόγω βαρύτητας). Παρατηροῦμε ὅτι
τὸ αἷμα ἐπιστρέφει στὴν καρδιά μὲ πίεση σχεδὸν μηδενική καὶ ὅτι
ἡ μεγαλύτερη πίεση πιέσεως συμβαίνει στὰ ἀγγεῖα μικρῆς διατομῆς.



Σχ.138. Μέση ἀρτηριακὴ καὶ φλεβικὴ πίεση στὰ μεγάλα ἀγγεῖα σὲ
διάφορα ὕψη ὄρθιου ἀνδρώπου, ὀλικοῦ ὕψους 1,80 cm.

Η πίεση του αίματος νοείται και μετράται σαν υπερπίεση πάνω από την ατμοσφαιρική πίεση.

Επειδή η πυκνότητα του αίματος είναι πρακτικά ίση με εκείνη του νερού (1g/cm³) ή διαφορά πίεσης λόγω βαρύτητας μεταξύ δύο σημείων του σώματος δίδεται από τον τύπο (σε cm στηλέου νερού) $P = \rho \cdot g \cdot h$ ή με άλλα λόγια $P = 1.35 \cdot 10^3 \cdot 9.81 \cdot h$ (σε cm) ή $P = 13.35 \cdot h$ (σε mm Hg). Η μέτρηση της πίεσης γίνεται με τον τύπο $P = \rho \cdot g \cdot h$ (σε mm Hg) ή $P = 13.35 \cdot h$ (σε cm) ή $P = 13.35 \cdot h$ (σε mm Hg). Η μέτρηση της πίεσης γίνεται με τον τύπο $P = \rho \cdot g \cdot h$ (σε mm Hg) ή $P = 13.35 \cdot h$ (σε cm) ή $P = 13.35 \cdot h$ (σε mm Hg).

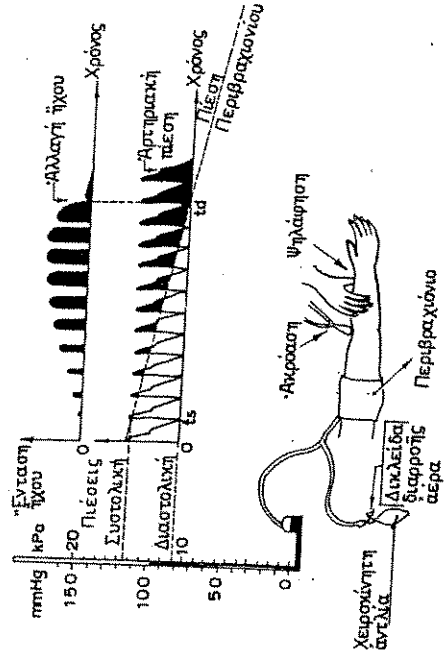
Η πίεση στην καρδιά μετράται με τη βοήθεια του συστήματος του Κιζβίτς (Kizwit's system) ή του συστήματος του Ρίβερτς (River's system) ή του συστήματος του Βιζνιάνοβιτς (Viznjanovits's system) ή του συστήματος του Βιζνιάνοβιτς (Viznjanovits's system).

6.4.1. Μέτρηση πίεσης του αίματος.

Αυτή η μέτρηση γίνεται με τη βοήθεια του συστήματος του Κιζβίτς (Kizwit's system) ή του συστήματος του Ρίβερτς (River's system) ή του συστήματος του Βιζνιάνοβιτς (Viznjanovits's system) ή του συστήματος του Βιζνιάνοβιτς (Viznjanovits's system).

Η μέτρηση της πίεσης γίνεται με τη βοήθεια του συστήματος του Κιζβίτς (Kizwit's system) ή του συστήματος του Ρίβερτς (River's system) ή του συστήματος του Βιζνιάνοβιτς (Viznjanovits's system) ή του συστήματος του Βιζνιάνοβιτς (Viznjanovits's system).

(μέ εμπεριότητα) είναι περίπου ± 2mm Hg για τη συστολική και ± 5mm Hg για τη διαστολική πίεση. Η ακρίβεια της μετρήσεως εξαρτάται και από το πάχος του άσθενους.



Σχ. 139. Αρχή λειτουργίας του σφυγμομανόμετρου. Μετρώντας την πίεση του αίματος στο περιβραχιαίο μετρούμε έμμεσα την πίεση του αίματος μέσα στην αρτηρία. Παρακολουθούμε ακουστικά τον ήχο και πηκτικά τον ύδροφορο. Τις χρονικές στιγμές t_1 (έμφάνιση ήχου) και t_2 (άλλαγή ήχου) διαβάζουμε τη συστολική και τη διαστολική πίεση αντίστοιχα.

6.5. Πίεση στην έγκέφαλο.

Μέσα στο κρανίο περιέχονται περίπου 150cm³ έγκεφαλονωτιαίου υγρού (ΕΝΥ) που υποστηρίζει (άνωση) και προστατεύει σαν αντίκρουστικό μεμβράνη τον έγκεφαλο. Αυτό το υγρό παράγεται από τον έγκεφαλο και ρέει διαμέσου κοιλιτήτων που ονομάζονται "κοιλίες" στη σπονδυλική στήλη (Σχ. 140) και τελικά στο κυκλοφοριακό σύστημα. Μία από τις διόδους ("ύδραγωγός") είναι πολύ στενή και μπορεί να ελξει και κλειστή κατά τη γέννηση. Τότε το υγρό δεν μπορεί να διαφύγει από τον έγκεφαλο. Έτσι αυξάνει η εσωτερική πίεση και μετλώνει ο όγκος της κεφαλής ("υδροκέφαλος"). Αν η άσθενεια αυτή

κοιλότητες γεμάτες αέρα μέσα στον ίσο του πνεύμονα και έχουν μία (όχι δύο) διεπιφανείες αέρα-ύγρου. Αντικαθιστώντας την επιφανειακή τάση του νερού $\sigma \approx 50 \text{ dyn/cm}$ και $R = 0,01 \text{ cm}$ έχουμε $P = 2 \cdot 50 / 0,01 = 10^4 \text{ dyn/cm}^2$. Για να δημιουργηθεί αυτή η διαφορά πιέσεως μεταξύ του εσωτερικού των κυψελίδων και της θωρακικής κοιλότητας, πρέπει το διάφραγμα που για $\text{ένήλικα έχει επιφάνεια } S \approx 500 \text{ cm}^2$ να ασκήσει δύναμη $F = P \cdot S = 10^4 \cdot 500 = 5 \cdot 10^6 \text{ dyn} = 50 \text{ N}$, (ίση προς το βάρος 5 kg). Στο νεογνό το διάφραγμα είναι μικρότερο αλλά πάλι πρέπει να ασκήσει δύναμη πολλών newtons για την άντασή. Γι' αυτό η επέκταση των φυσιολογικών κυψελίδων περιέχει έναν παράγοντα ελαττώσεως της επιφανειακής τάσης (surfactant). Η έλλειψή του προκαλεί τη συνήθως θανατηφόρα ασθένεια της "άνηπνευστικής δυσχέρειας" ή "υαλίνης μεμβράνης".

(6) Σταγονίδια.

Η σταγόνα μπορεί να θεωρηθεί φούσκα γεμάτη με το ύλικό του τοιχώματος. Δηλ. ισχύει πάλι: $P = 2\sigma/R$.

Αν τα μόρια του ύγρου έχουν μεγάλη συνοχή μεταξύ τους (ύψηλό σ) και μικρή συνάφεια με τα μόρια του στερεού, τότε το ύγρο δέν "διαβρέχει" το στερεό στο όποιο κέφτει αλλά σκορπεί σε μικρότατα σταγονίδια τερπότητας εσωτερικής πίεσης. Η επιφάνεια μικροσκοπικού ($R = 0,1 \mu\text{m}$) σταγονίδιου ύδραργύρου του άσκει πίεση 100 at. Έτσι τα σταγονίδια συμπεριφέρονται σχεδόν σαν στερεά σφαιρίδια και αν παρεμβληθούν μεταξύ δύο στερεών σωμάτων, τείνουν να μετατρέψουν την τριβή ολισθήσεως (ύψηλός μ) σε τριβή κυλήσεως (χαμηλός μ). Έτσι ξηγείται και η αύξημένη "ολισθηρότητα" του δρόμου και τα πολλά τροχαία ατυχήματα κατά τα πρωτοβρόχια (μικρή συνάφεια νερού προς τα λάδια κ.λ.) που έπεσαν στο δρόμο το θέρους.

(ε) Τριχαιδών σφαλιφία.

Η μορφή που παίρνει η επιφάνεια του ύγρου εκεί που συναντά την επιφάνεια του δοχείου που το περιέχει, εξαρτάται από την διεύθυνση της συνισταμένης των δυνάμεων που ασκούνται στα μόρια του ύγρου. Η συνισταμένη αυτή είναι κάθετη στην επιφάνεια του ύγρου, άλλως τα μόρια κινούνται παράλληλα προς την επιφάνεια του ύγρου και αλλάζουν το σχήμα της.

Στο επιφανειακό μόριο του ύγρου που εφάπτεται στο στερεό τοίχωμα, ασκείται (Σχ.145) μία δύναμη \vec{F}_σ από το στερεό και μία δύναμη \vec{F}_γ από το ύγρο. Η συνισταμένη των \vec{F}_σ και \vec{F}_γ είναι

νερού, ή συνέχεια της ροής διακόπτεται. Το νερό συγκρατείται σαν σταγόνα στην άκρη της βρύσης από την επιφανειακή τάση του. Όταν βαρύνει πολύ, ώστε να μην μπορεί να συγκρατηθεῖ, πέφτει η σταγόνα. Μικρές ποσότητες αλλάζουν πολύ την τιμή της συντελεστή α. Όσο μεγαλύτερος δ α τόσο μεγαλύτερες οι σταγόνες που βγαίνουν από τη βρύση.

(β) Φούσκες.

Μία σφαιρική φούσκα ("πομπόλυε"!) όπως η σπιουνοφούσκα μένει φουσκωμένη επειδή η εσωτερική πίεση είναι υψηλότερη από την εξωτερική κατά P. Αν την κόψουμε νοητά με επίπεδο που περνά από το κέντρο της, η δύναμη ανά μονάδα μήκους τομής είναι $f = 2\sigma$ γιατί η φούσκα έχει δύο (μέσα και έξω) επιφάνειες. Ή άλλοι στον "Εγκυκλιό Καμπύλου Τοιχώματος" (4.5.3) για σφαιρικό δοχείο ακτίνας R και εσωτερικής υπερπίεσης P, βρήκαμε $2\sigma \cdot \sigma = P \cdot R$. Επειδή x είναι το πάχος (cm) και σ είναι η τάση (kp/cm²) του τοιχώματος, το $x \cdot \sigma$ είναι η δύναμη f (kp/cm). Άρα $f = x \cdot \sigma = 2\sigma$ και η σχέση γίνεται:

$$4\sigma = P \cdot R \quad (33)$$

Το 4α είναι σταθερό και εξαρτάται μόνο από το ύλικό του τοιχώματος. Άρα όσο αυξάνει η ακτίνα R της φούσκας τόσο ελαττώνεται η εσωτερική πίεση και αντίστροφα.

Αν δύο φούσκες του ίδιου ύλικού αλλά διαφορετικής ακτίνας συνδέσθουν με σωλήνα ώστε να επικοινωνήσουν τα εσωτερικά τους, ο αέρας θα τρέξει από τη μικρότερη (μεγαλύτερη πίεση) προς τη μεγαλύτερη φούσκα (μικρότερη πίεση). Έτσι η μικρή φούσκα θα ξεφουσκώσει ενώ η μεγάλη θα αυξηθεί σε όγκο περισσότερο από τον όγκο που έχασε η μικρή, γιατί η [δυνα μάζα αέρα υπό τη μικρότερη πίεση της μεγάλης έχει μεγαλύτερο όγκο ($P \cdot V = n \cdot R \cdot T = \text{σταθερό}$).

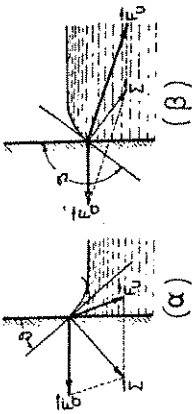
(γ) Κυψελίδες των πνευμόνων.

Όταν ο πνεύμονας δέν είναι "φουσκωμένος", οι κυψελίδες έχουν διάμετρο περίπου 0,1mm. Άς δεχτούμε ότι δέν υπάρχουν ελαστικές δυνάμεις των τοιχωμάτων τους αλλά υπάρχει μόνο η επιφανειακή τάση του νερού που επενδύει εσωτερικά τις κυψελίδες. Για να φουσκώσουν οι κυψελίδες δηλ. για να εσπνεύσουμε απαιτείται εσωτερική υπερπίεση (σε σχέση με την πίεση της θωρακικής κοιλότητας) $P = \frac{2\sigma}{R}$. Ο παράγοντας 4 της (33) έγινε τώρα 2 γιατί οι κυψελίδες είναι

ή π και ή διεύθυνσή της καθορίζεται τή γωνία θ "συνεπώς" υγρού και στερεού.

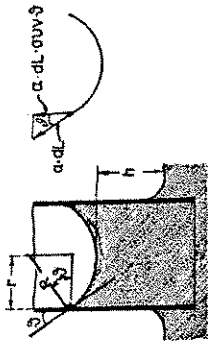
Εάν τό υγρό "διαβρέχει" τήν επιφάνεια του τριχοειδή σωλήνα (συνάφεια > συνοχή) ή επιφάνεια του υγρού

είναι κοίλη (Σχ.146) και άνεβαίνει σέ ύψος h μέσα στό σωλήνα. Σέ τμήμα μήκους dl τής περιφέρειας του συνάφειας ή επιφάνεια του υγρού τό τοίχωμα ασκείται δύναμη $a \cdot dl$ και έχει κατακόρυφη συνιστώσα $a \cdot dl \cdot \sin \theta$. Άρα όλη ή κατακόρυφη δύναμη είναι $F = 2\pi r \cdot a \cdot \sin \theta$ και σπώνεται προς τό άνω στήλη νερού βάρος $B = e \cdot \pi r^2 \cdot h$, όπου e είναι τό ειδικό βάρος. Άρα έχουμε $e \cdot \pi r^2 \cdot h = 2\pi r \cdot a \cdot \sin \theta$



Σχ.145. Διάγραμμα των δυνάμεων που ασκούνται στό μέρος όταν:

- (α) ή συνάφεια είναι μεγαλύτερη τέρη από τή συνοχή.
- (β) ή συνοχή είναι μεγαλύτερη από τή συνάφεια.



και $h = \frac{2a \sin \theta}{e \cdot r}$ (34)

Σχ.146. Ανύψωση υγρού κατά ύψος h μέσα σέ σωλήνα, μέ τοίχωματά που διαβρέχονται από τό νερό.

Εάν τό υγρό δέν διαβρέχει τό σωλήνα είναι $\theta > 90^\circ$, τότε $\sin \theta < 0$ και $h < 0$, δηλ. ή στάθμη του υγρού μέσα στό σωλήνα είναι χαμηλότερη από μέση του δοχείου.

Η πίεση στην κορυφή του υγρού (άκριβως κάτω από τό επίπεδο νεοικό στρώμα τρυμνίσκου που δρόσάν μειβρόνη) μπορεί νά γίνει μηδενική, αλλά όχι βέβαια άρνητική. Επομένως τό μέγιστο ύψος που μπορεί νά φθάσει τό νερό, ίσοδυναμεί προς 1 atm , δηλ. 10^5 dyn/cm^2 ή 10 m . Για $h = 10^5 \text{ cm}$ ή σχέση (34) δίνει $r = 10^{-4} \text{ cm}$ ή $r = 10 \text{ μm}$. Πώς λοιπόν άνεβαίνουν οι χυμοί σέ δένδρα ύψους 100 μέτρων; Η ύδροστατική και ή επιφανειακή τάση δέν μπορούν ν' άπαντήσουν. Η στήλη του χυμού άνασύρεται από δυνάμεις όσειλάμενες στην εξέλιξη του νερού από τά φύλλα και ό χυμός άντίζει σέ κάποια τάση έλκυσμού. Έτσι ό χυμός μεταφέρει και τήν τροφή στα ύψηλότερα κλαδιά του δένδρου.

7.11. Δ υ ν α μ ι κ ή Ρ ε υ σ τ ώ ν .

7.11.1. Ροή .

Η κίνηση ενός ρευστού (ύγρου ή αέριου), λέγεται ροή ρευστού. Αν η ταχύτητα \vec{v} των μορίων του ρευστού σε κάθε θέση (x, y, z) ενός ορισμένου χώρου είναι γνωστή συνάρτηση του χρόνου t τότε γνωρίζουμε το "πεδίο ταχυτήτων" της ροής σ' αυτό το χώρο.

Αν οι συνθήκες έξω από τον εξεταζόμενο χώρο μένουν σταθερές και η ταχύτητα σε κάθε θέση δεν μεταβάλλεται με το χρόνο, τότε η ροή λέγεται "στρωτή".

Αν η ταχύτητα σε κάθε θέση μεταβάλλεται γύρω από μία μέση τιμή, παρότι οι εξωτερικές συνθήκες μένουν αμετάβλητες, η ροή λέγεται "τυρβώδης".

Παραδείγματα στρωτής και τυρβώδους ροής του αέρα γύρω από τη διατομή πτέρυγας αεροπλάνου δείχνει το Σχ.173.

Η τροχιά ενός μορίου του ρευστού μέσα στο χώρο της ροής λέγεται "ρευματική γραμμή" ή "νημάτιο ροής". Στη στρωτή ροή ένα δευτερομόριο ξεκινώντας από την ίδια θέση που είχε ξεκινήσει το πρώτο θα γράφει την ίδια ρευματική γραμμή και οι γραμμές αυτές δεν διασταυρώνονται, αλλά ως θα είχαμε στο σημείο διασταυρώσεως δύο κατευθύνσεις ταχύτητας.

Αν φαντασθούμε ένα κομμάτι επίπεδης επιφάνειας μέσα σε χώ-



Σχ.173. Ροή του αέρα γύρω από την έγκάρσια τομή πτέρυγας αεροπλάνου που κινείται οριζόντια.

- (α) Στρωτή ροή όταν η γωνία προσβολής θ του αέρα στην πτέρυγα είναι κανονική,
- (β) Τυρβώδης ροή όταν η γωνία προσβολής είναι υπερβολική.

ρο στρωτής ροής και από κάθε σημείο της περιμέτρου του φέρουμε την αντίστοιχη ρευματική γραμμή, σχηματίζονται τα τοιχώματα μιας "φλέβας". Το ρευστό κατά τη ροή του δεν διαπερνά τα φανταστικά αυτά τοιχώματα της φλέβας, εάν νά ήταν πραγματικά. Γι' αυτό η στρωτή ροή (laminar flow) λέγεται και "ροή ρευματογραμμής" (stream-line flow).

7.11.2. Ρευστά .

Η μελέτη της ροής διευκολύνεται αν ξεκινήσουμε από τα "Ισο-νικά" ρευστά και προχωρήσουμε στα πραγματικά.

Ο Πίνακας 17 δίνει συγκριτικά τις βασικές ιδιότητες των Ισο-νικών και των πραγματικών ρευστών.

Ο συντελεστής εσωτερικής τριβής ή ιξώδους η δροστικε με τη διάταξη του Σχ.147 από τη σχέση $(P/S) = \eta \cdot (dv/dz)$ δηλ. $\delta \eta = \tau / \gamma$ ορίζεται εάν ο λόγος της διατμητικής τάσης $(\tau = F/S)$ προς τη βαθμίδα ή κλίση της ταχύτητας στην κάθετη προς το επίπεδο της κίνησης διεύθυνση $(\gamma = dv/dz)$. Στα "Ισο-νικά ρευστά" δεν υπάρχει, εσωτερική τριβή $(\tau = \eta = 0)$ τα "πραγματικά ρευστά" λέγονται νευτώνια όταν η τιμή του η είναι πρακτικά ανεξάρτητη της τιμής της βαθμίδας γ , όπως περίπου συμβαίνει στη ροή του νερού, των ούρων και του ιδρώτα. Αν ο η εξαρτάται και από την τιμή της γ π.χ. αν για $\gamma = 0$ είναι $\tau \neq 0$ ή αν η συνάρτηση $\tau = f(\gamma)$ δεν είναι γραμμική τότε τα ρευστά λέγονται μη νευτώνια, όπως είναι το αίμα και η βλέννα.

Πίνακας 17. Κατηγορίες και ιδιότητες ρευστών.

Ρευστά / Ιδιότητες	'Ισο-νικά ρευστά	Πραγματικά ρευστά	
		Νευτώνια Νερό, ούρα, αέρας	Μη νευτώνια αίμα, βλέννα
Συμπίεστοτητα	ΟΧΙ	Αμελητέα	ΝΑΙ
Συνάφεια με τοίχωμα	ΟΧΙ	ΝΑΙ	ΝΑΙ
'Εσωτερική τριβή (η)	ΟΧΙ	ΝΑΙ	ΝΑΙ
'Ομοιογένεια	ΝΑΙ	ΝΑΙ	ΟΧΙ
'Εξάρτηση του η από το (dv/dz)	$\eta = 0$	ΟΧΙ	-

7.11.3. Ροή Ισοενθαλπικών Ρευστών.

- (α) Νόμος Συνέχειας.
Τό άσυμπιεστό των Ισοενθαλπικών ρευστών και των πραγματικών υγρών, πρέπει να εκφρασθεί μαθηματικά.

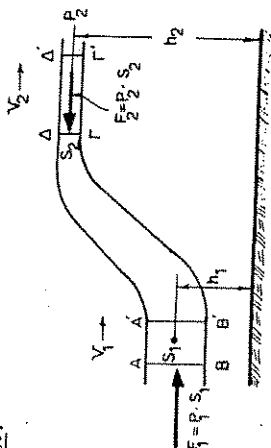
Ο σωλήνας του Σχήματος 174 αρχίζει από άριστερά με ένα οριζόντιο κομμάτι διατομής S_1 , στο οποίο το ρευστό ρέει με ταχύτητα v_1 και καταλήγει δεξιά και ύψηλότερα σε οριζόντιο κομμάτι διατομής S_2 και ταχύτητας ροής v_2 . Με δύο φανταστικά διαφράγματα (AB) και (ΓΔ) που δεν ένοχλούν τη ροή, απομονώνουμε νοητικά το ρευστό που περιέχεται στο χώρο (ΑΒΓΔ) τη στιγμή t . Με μία άλλη στιγμή t' , μετά χρόνο Δt , το πρώτο διαφράγμα έχει μεταφερθεί από το ρευστό στη θέση (Α'Β') και το δεύτερο στη (Γ'Δ'). Αφού το ρευστό είναι άσυμπιεστο και οι δύο αυτοί όγκοι περιλαμβάνουν τον όγκο (Α'Β'Γ'Δ'). Επειδή νοησε ότι ο όγκος (ΑΒΒ'Α') είναι ίσος προς τον (ΔΓΓ'Δ'), άρα:

$$S_1 \cdot (BB') = S_2 \cdot (\Gamma\Gamma') \quad \text{ή} \quad S_1 \frac{(BB')}{\Delta t} = S_2 \frac{(\Gamma\Gamma')}{\Delta t} \quad \text{ή} \quad S_1 v_1 = S_2 v_2 \quad (88)$$

Η σχέση (88) που εκφράζει τη συνέχεια της ροής χωρίς μεταβολή της πυκνότητας (άσυμπιεστο) λέγεται "νόμος συνέχειας". Αυτός δείχνει ότι όσο μικραίνει ή διατομή S της "φλέβας" ή του σωλήνα σε κάποια θέση, τόσο μεγαλώνει εκεί η ταχύτητα ροής v του ρευστού. Η "παροχή" $I = S \cdot v$ είναι τον όγκο του ρευστού που περνά από οποιαδήποτε εγκάρσια διατομή του σωλήνα στη μονάδα του χρόνου. Όπως δείχνει και η (88) ή I είναι η ίδια σ' όλες τις εγκάρσιες διατομές.

- (β) Νόμος Bernoulli.

Έστω ότι το ρευστό είναι ιδανικό (μηδενικές τριβές, μηδενικές διατημητικές τάσεις). Άρα σε κάθε νοητό τμήμα του άσοκοντου ή βαρύτητα και οι κάθετες στις νοητές επιφάνειές του πιέσεις από το γειτονικό ρευστό, ή από το τοίχωμα του σωλήνα.



Σχ.174. Διάταξη για την εξαγωγή της εξίσωσης Bernoulli.

Η αύξηση της κινητικής ενέργειας του κάθε τμήματος του ρευστού ισοσταται με το έργο που του δίνουν οι δυνάμεις αυτές. (σχέση 74) Κατά τη μετάθεση του ρευστού ΑΒΓΔ στη θέση Α'Β'Γ'Δ' άσκήθηκαν:

- (α) από τα διαφράγματα (ΑΒ) και (ΓΔ) αντίστοιχα οι δυνάμεις $F_1 = P_1 \cdot S_1$ και $F_2 = P_2 \cdot S_2$ που του έδωσαν στο χρόνο Δt έργο: $F_1(BB') - F_2(\Gamma\Gamma')$

- (β) η βαρύτητα που του "έδωσε" έργο (άδνητικό), $-\Delta m \cdot g(h_2 - h_1)$ λόγω ανύψωσης κατά $(h_2 - h_1)$ (αντίθετα προς την κατεύθυνση της βαρύτητας) της μάζας Δm του χώρου (ΑΒΒ'Α') στο χώρο (ΓΔΔ'Γ'). Από ενεργειακή άποψη είναι σαν να έμεινε άκίνητο το ρευστό Α'Β'ΓΔ. Το συνολικό έργο ισοσταται προς την αύξηση της κινητικής ενέργειας του ΑΒΓΔ που πάλι έπειδή το τμήμα (Α'Β'ΓΔ) είναι κοινό, ισοσταται προς $\frac{1}{2} \Delta m \cdot (v_2^2 - v_1^2)$. Άρα

$$P_1 \cdot S_1 \cdot (BB') - P_2 \cdot S_2 (\Gamma\Gamma') - \Delta m \cdot g(h_2 - h_1) = \frac{1}{2} \Delta m \cdot (v_2^2 - v_1^2) \quad (89)$$

Άλλω ό όγκος που μετακινήθηκε είναι: $\Delta V = S_1(BB') = S_2(\Gamma\Gamma') = \Delta m / \rho$.

Αντικαθιστώντας στην παραπάνω σχέση και άπλοποιώντας με $\Delta m / \rho$ έχουμε:

$$P_1 - P_2 + \rho \cdot g(h_2 - h_1) = \frac{1}{2} \rho (v_2^2 - v_1^2) \quad (90)$$

ή $P_1 + \rho \cdot g \cdot h_1 + \frac{1}{2} \rho v_1^2 = P_2 + \rho \cdot g \cdot h_2 + \frac{1}{2} \rho v_2^2$
ή $P + \rho \cdot g \cdot h + \frac{1}{2} \rho v^2 = \text{σταθερό}$

Αυτή είναι η εξίσωση του Bernoulli που λέει ότι το άθροισμα: $P + \rho \cdot g \cdot h + \frac{1}{2} \rho v^2$ έχει την ίδια τιμή σε κάθε θέση του σωλήνα άν το ρευστό είναι ιδανικό.

Όπως θα φανεί στα παραπάνω παραδείγματα ή εξίσωση Bernoulli είναι πολύ χρήσιμη και στη μελέτη της ροής πραγματικών ρευστών, παρότι ισχύει μόνο κατά προσέγγιση.

7.11.4. Εφαρμογές νόμου Bernoulli.

- (α) Βεντούρίμετρο.

Αν $h_1 = h_2 = \text{σταθ.}$, ή (90) γίνεται $P + \frac{1}{2} \rho v^2 = \text{σταθερό}$, με συνέπεια να ελαττώνεται ή πίεση P ότου αύξάνει ή ταχύτητα v . Έτσι ό μετρητής Venturi του Σχήματος 175 με τη διαφορά ύψους h

των δύο στηλών του μετρά

τή διαφορά πιέσεως

$(P_1 - P_2 = \rho \cdot g \cdot h)$ και επομέ-

ως τή διαφορά:

$$v_2^2 - v_1^2 = 2 \frac{P_1 - P_2}{\rho} = 2g \cdot h$$

στά δύο τμήματα του σω-

λήνα.

Έξωλλου από το νόμο τής

συνέχειας είναι:

$$v_2 = v_1 (S_1/S_2). \text{ Άρα έχουμε: } v_2^2 \left[\frac{S_1^2}{S_2^2} - 1 \right] = 2g \cdot h \quad (91)$$

Γνωρίζοντας λοιπόν τά h και (S_1/S_2) βρίσκουμε τήν ταχύτητα v_2 από τήν (91) με τήν προσεγγιστική υπόθεση ότι τό ρευστό είναι ιδανικό.

(β) Σωλήνας Pitot.

Τά αεροπλάνα μετρούν τήν ταχύτητά τους ως προς τόν άέρα με τό σωλήνα Pitot. Η ταχύτητα του αεροπλάνου ως προς τό έδαφος βράσκειται με διανυσματική άδραση τής ταχύτητάς του ως προς τόν άέρα και τής ταχύτητας του άέρα ως προς τό έδαφος.

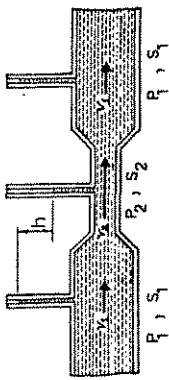
Έστω ότι τό σύστημα άναφοράς είναι δεμένο στο αεροπλάνο. Οι όροι ρ, g, h παραλείπονται λόγω μικρός ρ του άέρα και μικρός διαφοράς ύψους h μεταξύ των σημείων 1 και 2 (Σχ.176). Επίσης ή ταχύτητα του άέρα στο 1 είναι $v_1 = 0$ λόγω συμμετρίας.

Εφαρμόζοντας τόν νόμο Bernoulli σέ μία φλέβα που περνάει πάρα πολύ κοντά από τό σημείο 1 και περιέχει τό σημείο 2 έχουμε:

$$P_1 = P_2 + \frac{1}{2} \rho \cdot v_2^2 \quad \eta$$

$$\frac{1}{2} \rho \cdot v_2^2 = P_1 - P_2 = \epsilon \cdot \Delta h$$

Τό όργανο βαθμονομείται ώστε ή διαφορά ύψους στά δύο σκέλη του σωλήνα νά μετρά άπευθείας τήν ταχύτητα του άέρα v που είναι ελάχιστα μικρότερη από τή



Σχ.175. Επειδή $v_2 > v_1$ είναι $P_2 < P_1$

v_2 (λόγω επίδρασης τής συσκευής στην ροή).
(γ) Πιπίσεις πιπών, αεροπλάνου και ... στεγών.

Μέ τή βοήθεια τής εξέλιξης Bernoulli που (σχδει κατά προ-σέγγιση στον άέρα (ρευστό με μικρές τριβές) μπορούμε νά βγά-λουμε συμπεράσματα για τς διά-φορες πιπίσεις.

Ας θεωρήσουμε πάλι σύστημα Σχ.177. Η ταχύτητα v_A είναι μεγα-λύτερη από τήν v_K στην πιέ-ρυγα του αεροπλάνου. Η αντί-στοιχη διαφορά πίεσης $(P_K - P_A)$ τό άνωψώνει.

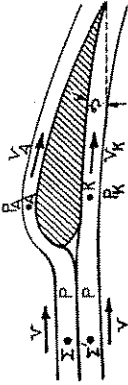
Ιδίο πάχος και τήν ίδια ταχύ-τητα v πρύν συναντήσουν τήν πτέρυγα (σημεία Σ και Σ'). Λόγω του σχήματος τής πτέρυγας τό πάχος τής άνω φλέβας στο Α είναι μικρό-τερο (μεγαλύτερη ταχύτητα v_A) από έκείνο τής κάτω φλέβας στο Κ (μικρότερη ταχύτητα v_K). Η εξέλιξη Bernoulli για τήν πάνω φλέ-βα (σημεία Σ και Α) δίνει: $P_A + \frac{1}{2} \rho \cdot v^2 = P_A + \frac{1}{2} \rho \cdot v_A^2$ και για τήν κάτω φλέβα (σημεία Σ' και Κ) δίνει: $P_K + \frac{1}{2} \rho \cdot v^2 = P_K + \frac{1}{2} \rho \cdot v_K^2$. Άρα $P_A + \frac{1}{2} \rho \cdot v^2 = P_A + \frac{1}{2} \rho \cdot v_A^2$ ή $P_K - P_A = \frac{1}{2} \rho \cdot (v_A^2 - v^2)$. Επειδή οι ταχύ-τητες v_A και v_K είναι άνάλογες τής v , δηλ. $v_A = C_1 \cdot v$ και $v_K = C_2 \cdot v$ έχουμε $P_K - P_A = \frac{\rho}{2} \cdot (C_1^2 - C_2^2) \cdot v^2$.

Για πτέρυγες δλιγής οριζόντιας έπιφάνειας S , ή "δυναμική άνοση" F ή "άνωση" (όπως τήν ονομάζουν οι πιλότοι) πού σηκώνει τό αεροπλάνο, είναι:

$$F = S(P_K - P_A) \quad \eta \quad F = \frac{C \cdot S \cdot \rho \cdot v^2}{2} \quad (92)$$

Όσο ή ροή παραμένει στρωτή (Σχ.173α)δ "παράγοντας άνώθη-σης" C είναι περίπου άνάλογος τής γωνίας προσβολής θ . Όταν αύ-ξηθεί ή γωνία θ τόσο ώστε ή ροή νά γίνει τυρβώδης (Σχ.173β) ό C μικραίνει γρήγορα και μπορεί νά προκληθεί "άπώλεια στήριξης" του αεροπλάνου (άνωση $<$ βάρος).

Στήν όριζόντια πτήση ή συνισταμένη των κατακόρυφων δυνάμεων πού άσκοούνται στο αεροπλάνο (στίς πτέρυγες, στην άτρακτο κ.λ.λ.) ίσοδται με τό βάρος του αεροπλάνου. Τά αεριωθούμενα και ιδιαιτε-ρα τά υπερηχητικά έχουν μεγάλη v , επομένως ή άπαιτούμενη F



Σχ.177. Η ταχύτητα v_A είναι μεγα-

λύτερη από τήν v_K στην πιέ-ρυγα του αεροπλάνου. Η αντί-στοιχη διαφορά πίεσης $(P_K - P_A)$ τό άνωψώνει.

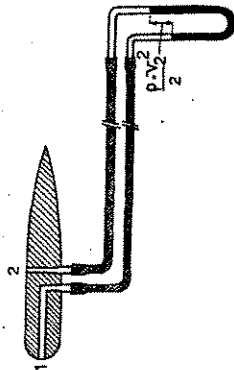
Ιδίο πάχος και τήν ίδια ταχύ-τητα v πρύν συναντήσουν τήν πτέρυγα (σημεία Σ και Σ'). Λόγω του σχήματος τής πτέρυγας τό πάχος τής άνω φλέβας στο Α είναι μικρό-τερο (μεγαλύτερη ταχύτητα v_A) από έκείνο τής κάτω φλέβας στο Κ (μικρότερη ταχύτητα v_K). Η εξέλιξη Bernoulli για τήν πάνω φλέ-βα (σημεία Σ και Α) δίνει: $P_A + \frac{1}{2} \rho \cdot v^2 = P_A + \frac{1}{2} \rho \cdot v_A^2$ και για τήν κάτω φλέβα (σημεία Σ' και Κ) δίνει: $P_K + \frac{1}{2} \rho \cdot v^2 = P_K + \frac{1}{2} \rho \cdot v_K^2$. Άρα $P_A + \frac{1}{2} \rho \cdot v^2 = P_A + \frac{1}{2} \rho \cdot v_A^2$ ή $P_K - P_A = \frac{1}{2} \rho \cdot (v_A^2 - v^2)$. Επειδή οι ταχύ-τητες v_A και v_K είναι άνάλογες τής v , δηλ. $v_A = C_1 \cdot v$ και $v_K = C_2 \cdot v$ έχουμε $P_K - P_A = \frac{\rho}{2} \cdot (C_1^2 - C_2^2) \cdot v^2$.

Για πτέρυγες δλιγής οριζόντιας έπιφάνειας S , ή "δυναμική άνοση" F ή "άνωση" (όπως τήν ονομάζουν οι πιλότοι) πού σηκώνει τό αεροπλάνο, είναι:

$$F = S(P_K - P_A) \quad \eta \quad F = \frac{C \cdot S \cdot \rho \cdot v^2}{2} \quad (92)$$

Όσο ή ροή παραμένει στρωτή (Σχ.173α)δ "παράγοντας άνώθη-σης" C είναι περίπου άνάλογος τής γωνίας προσβολής θ . Όταν αύ-ξηθεί ή γωνία θ τόσο ώστε ή ροή νά γίνει τυρβώδης (Σχ.173β) ό C μικραίνει γρήγορα και μπορεί νά προκληθεί "άπώλεια στήριξης" του αεροπλάνου (άνωση $<$ βάρος).

Στήν όριζόντια πτήση ή συνισταμένη των κατακόρυφων δυνάμεων πού άσκοούνται στο αεροπλάνο (στίς πτέρυγες, στην άτρακτο κ.λ.λ.) ίσοδται με τό βάρος του αεροπλάνου. Τά αεριωθούμενα και ιδιαιτε-ρα τά υπερηχητικά έχουν μεγάλη v , επομένως ή άπαιτούμενη F



Σχ.176. Σωλήνας Pitot. Από τή διαφο-ρά πίεσης στά σημεία 1 και 2 βράσκειται ή ταχύτητα του αε-ροπλάνου ως προς τόν άέρα πού τό περιβάλλει.

επιτυγχάνεται με σχετικά μικρή επιφάνεια S και μικρή θ (μικρό C). Μειωμένες S και γι θ μειώνουν την ανεπιθύμητη οπισθέλκουσα δύναμη (drag), που είναι ίση και αντίθετη προς τη δύναμη ώθησης των κινήσεων. Η μεγάλη ν όμως σημαίνει μεγάλη ταχύτητα άπογείωσης που απαιτεί μικρό διάδρομο-γιά να "εκολληθεί" από το διάδρομο με μέτρια ταχύτητα το αεροπλάνο αεξάνει απότομα τη γωνία προσβολής θ (αύξηση C) μόλις φθάσει σε μία κρίσιμη τιμή ταχύτητας.

Για τους παραπάνω λόγους "σηκώνονται" και οι στέγες όταν δεν είναι καλά ἀγκυρωμένες πάνω στα κτίρια. Η πίεση (P_κ) στην κάτω επιφάνεια της στέγης είναι υψηλή (δυσχερής) αν ο άνεμος μπαίνει κάτω από τη στέγη από την προσήνεμη και δεν μπορεί να διαφύγει από την υπήνεμη πλευρά, (περιοχή ανακοπή). Η πίεση στην άνω επιφάνεια (P_Α) είναι τόσο μικρότερη, όσο μεγαλύτερη είναι εκεί η ταχύτητα του ανέμου. Η άνωφωτική δύναμη είναι πάλι F = (P_κ - P_Α) · S, όπου S η επιφάνεια της στέγης. Η διαφορά πίεσης μπορεί να υπολογισθεί από τη σχέση που βγάλαμε για το σωλήνα Pitot :

$P_K - P_A = \rho \cdot v^2 / 2$, όπου v η ταχύτητα του ανέμου πάνω από τη στέγη. Οι πρόσφατες αποπείρασεις κάποιων "πηχίσις" των στεγών των Έργαστηρίων Φασμαολογίας και "Ιατρικής Φυσικής" συνέβησαν με ταχύτητα ανέμου 16m·s⁻¹. Αν δεχθούμε ότι η ταχύτητα του ανέμου πάνω από τη στέγη ήταν μόνο v=20m·s⁻¹ τότε έχουμε μέγιστη διαφορά πίεσης $P_K - P_A = \frac{1,293kg/m^3 \cdot 20^2 m^2/s^2}{2} = 260N/m^2$.

Η κίνηση των πτερόντων προς τα κάτω παρέχει στα πουλιά ταυτόχρονα άνωφωτική και προωθητική δύναμη.

Στο σχ. 178, από (α) μέχρι και (δ), η πρόσθια άκμή της επέκθεσης πτέρυγας είναι χαμηλότερα (ως προς την γραμμή πτήσης) από την-οπίσθια άκμή. Έτσι ο αέρας ώθείται ταυτόχρονα και προς τα κάτω



σχ. 178. Κατά την προς τα κάτω γρήγορη κίνηση [από (α) μέχρι και (δ)] η πρόσθια άκμή της πτέρυγας βρίσκεται χαμηλότερα από την οπίσθια (άνυψωση και προώθηση του πτηνού). Κατά την επαναφορά (ε) η άνωφωτική ταχύτητα και ύψους είναι σχετικά μικρή γιατί η πτέρυγα καμπυλώνεται.

(άνυψωση πτηνού) και προς τα πίσω (προώθηση πτηνού). Η επαναφορά των πτερόντων άνω και εμπρός (ε) γίνεται βραδύτερα και με την πτέρυγα καμπυλωμένη προς τα κάτω. Έτσι ελαχιστοποιείται η αντίσταση του αέρα και επομένως η απόσταση ταχύτητας και ύψους.

Τά μικρά πουλιά (π.χ. τὰ σπουργιτάρια) άπογειώνονται αμέσως (π.χ. οι πάπιες) πρώτα να κερδίσουν ταχύτητα ενώ τα μεγάλα στο έδαφος ή κολυμπώντας στο νερό. Η διαφορά αυτή έξηγείται παρακάτω με διαστατική ανάλυση.

Ο όγκος και το βάρος B ενός πουλιού είναι άναλογο (ακ) του κύβου μιας χαρακτηριστικής του διάστασης L, π.χ. του μήκους του (B ακL³). Η επιφάνεια των πτερόντων του S είναι άνάλογο του L² και γι' αυτό η δύναμη άνωφώσεως ("άνωση"), F = C · S · ρ · v² / 2 είναι: F ακ B · v². Στην όριζόντια πτήση είναι B=F, άρα είναι:

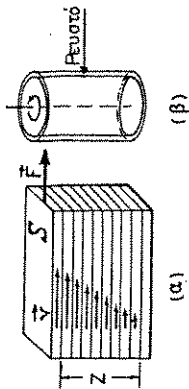
$$L^3 \alpha \rho \cdot v^2 \quad v \propto \sqrt{L} \quad (93)$$

Επομένως όσο μεγαλύτερο τό πουλί (μεγάλο L) τόσο μεγαλύτερη ή απαιτούμενη ελάχιστη ταχύτητα πτήσης v (ταχύτητα στήριξης του στον αέρα). Ένα μικρό πουλάκι έχει ταχύτητα στήριξης v ≈ 20km/h (μία στρουθοκάμηλος έχοντας χαρακτηριστικό μήκος 25 φορές μεγαλύτερο από ένα πουλάκι θα έχει ταχύτητα στήριξης v = √25 ή v=100 km/h!).

Γι' αυτό η στρουθοκάμηλος, δεν μπορεί να πετάξει. Επίσης οι "πτερόσαυροι" (της εποχής των δεινοσαύρων) έχοντας άνωφωτική πτερόντων περίπου 15 m! μάλλον δεν πετούσαν κανονικά (κιερα) έχοντας ύψος με δική του ζυγ ένέργεια). Φαίνεται ότι ξεκινούσαν από ύψολό σημείο όπως τὰ άνωμότερα και πετούσαν χάνοντας συνεχώς ύψος ή έκμεταλευόμενοι άνοδικά ρεύματα άέρα.

Οι γάρροι όταν ακολουθούν τό πλοίο για ν' άρπάξουν ότι γά- γώσιμιο άποριφθερί στη θάλασσα, γλυτώνουν κόπο και ένέργεια πετώντας τό περισσότερο χρόνο με άκίνητες φτερούγες, έπειδή έκμεταλευονται τό άνοδικο ρεύμα άέρα που δημιουργούν τὰ καυσαέρια. Κατολιθαίνονται ως προς τό άνοδικο ρεύμα (δημιουργώντας αντίσταση ίση και αντίθετη προς τό βάρος τους) με ταχύτητα ίση προς τήν ταχύτητα άνδους του ρεύματος. Άρα δεν χάνουν ύψος ως προς τήν έπιφάνεια της θάλασσας. Δηλ. οι γάρροι πετούν κυριολεκτικά με τὰ καύσιμα του πλοίου.

Στο Σχ. 179 (α) επαναλαμβάνεται η διάταξη του Σχήματος 147, αλλά συμβολίζεται και η γραμμικότητα της μεταβολής της ταχύτητας των στρώσεων από την κάτω (την άκλινη) πλάκα μέχρι την πάνω πλάκα που κινείται με ταχύτητα v .



Σχ.179. (α) Στρωτή ροή ρευστού (ή κάτω πλάκα είναι σταθερή, ενώ η πάνω πλάκα κινείται). (β) Η μέτρηση του η γίνεται στην πρόψη με ομοαξονικούς κυλίνδρους (σταθερό και περιστρεφόμενο). (Σχ.179 β).

(β) Στρωτή ροή σε σωλήνα, νόμος Poiseuille.



Ο γιατρός Jean Louis Marie Poiseuille (1799-1869) μελέτησε τη ροή του αίματος άνακά- λυψε πως συνδέεται ο ρυθμός ροής (ή παροχή) ενός ρευστού σε ένα σωλήνα με το ξ πάχος και τη διαφορά πίεσης του ρευστού και με τη διάμετρο και το μήκος του σωλήνα.

Στη στρωτή ροή μια λεπτή εξωτερική στρώση του ρευστού που έφασται με την εσωτερική επιφάνεια του σωλήνα, μένει άκλινη. Οι επόμενες στρώσεις του ρευστού ρέουν με αυξανόμενη παραβολικά (από την περιφέρεια προς το κέντρο) ταχύτητα (Σχ.180 και 181).

Έτσι ότι το ρευστό ρέει (Σχ.181 β) προς τα δεξιά ($P_1 > P_2$). Ο ομοαξονικός προς τον σωλήνα φαινομενικός κύλινδρος ρευστού άκτι- νας r κινείται προς τα δεξιά με σταθερή ταχύτητα. Άρα η συνισταμένη των δυνάμεων που του ασκούνται είναι μηδέν. Στις δύο βάσεις του κυλίνδρου άσκειται συνισταμένη δύναμη (προς τα δεξιά) $F = \pi r^2 (P_1 - P_2)$ Σ' αυτήν αντίτιθεται η δύναμη τριβής του κυλίνδρου με το ύψολοιο υγρό. Η παράπλευρη επιφάνεια του κυλίνδρου είναι $S = 2\pi r \cdot \xi$, άπότε

7.11.5. Ροή νευτώνιων ρευστών.

(α) Εσωτερική τριβή ή ξώδες.

Η ξώωση του Bernoulli βγήκε και έπομένως ίσχύει άσθητά, για δανικά ρευστά. Στα πραγματικά ρευστά θά πρέπει τό έργο των πιέ- σεων και της βαρύτητας: $\Delta V(P_1 - P_2) - \Delta m \cdot g(h_1 - h_2)$ να ξείλωθει στην (89) με την αύξηση της κινητικής ενέργειας $\frac{1}{2} \Delta m (v_2^2 - v_1^2)$, σόν τό έργο των δυνάμεων τριβής (εσωτερική ή με τά τοιχώματα) που παρουσιάζεται ως θερμότητα και αύξάνει τή θερμοκρασία του ρευστού. Άν όμως κατά τήν κίνηση του ρευστού τό έργο των μη διατηρητικών δυνάμεων τριβής μπορεί να άμειληθεί σε σχέση με τό έργο των άλλων δυνάμεων τότε η ξώωση Bernoulli δίνει άποτελέσματα που συμφο- νούν άκανονιστικά με τό πείραμα. Για παράδειγμα η ξώωση Bernoulli μπορεί να εφαρμοστεί στην ροή αίματος στις κύριες άρτη- ρίες (μικρές τριβές) αλλά όχι στα μικρά άγγεια (μεγάλες τριβές).

Η εσωτερική τριβή ή τό ξώδες του ρευστού, χαρακτηρίζεται όπως είδαμε από τόν συντελεστή η. Αξείανοντας τήν θερμοκρασία έλαττώνεται ό η των υγρών ενώ αύξάνει ό η των αερίων όπως δείχναί και ό πίνακας 18.

Παρατηρούμε ότι ό η του νερού είναι περίπου 1000 φορές μικρό- τερος από τόν η του καστορέλαιου και ότι ό η του άέρα είναι περί- που 100 φορές μικρότερος από τόν η του νερού. Στη θερμοκρασία του σώματος (37°) ό η του πλάσματος είναι περίπου διπλάσιος από τόν η του νερού, ενώ ό η του αίματος λόγω της παρουσίας και των έρυ- θρών κυττάρων είναι τριπλάσιος από τόν η του νερού.

Πίνακας 18. Τιμές ξώδους σε Pa·s ή σε N·m⁻²·s.

Υλικό θερμο-κρασία °C	Καστο-έλαιο (η)	Νερό (η·10 ³)	Άέρας (η·10 ⁵)	Αίμα (η·10 ³)	Πλάσμα αίματος (η·10 ³)
0	5,3	1,792	1,71	-	-
20	0,986	1,005	1,80	3,015	1,810
37	-	0,695	1,87	2,084	1,257
40	0,231	0,656	1,90	-	-
60	0,080	0,469	2,00	-	-
80	0,030	0,357	2,09	-	-
100	0,017	0,248	2,18	-	-

(σχέση 39) η δύναμη τριβής είναι $F_T = -\eta \cdot (2\pi \cdot r \cdot L) \cdot (dv/dr)$ το άρνητικό σημείο οφείλεται στην άρνητική τιμή του (dv/dr) (αυξανόμενη της x ελαττώνεται ή v). Η F_T είναι ίση και αντίθετη της F (μηδενική επίταχυνση). Άρα έχουν ίσα μέτρα: $\pi r^2 (P_1 - P_2) = -\eta (2\pi r L) (dv/dr) \cdot \eta = \left[\frac{(P_1 - P_2) \cdot 2\pi r L}{4\eta L} \right] \cdot dr$. Η ταχύτητα μεταβάλλεται από μηδέν για $r=R$ (εσωτερική επιώαγια σωλήνα) μέχρι v για οποιαδήποτε τιμή του r . Ολοκληρώνοντας την τελευταία σχέση έχουμε:

$$\int_0^R dv = \left[\frac{(P_1 - P_2) \cdot (2\pi r L)}{4\eta L} \right] \int_r^R r \cdot dr$$

$$v = \frac{(P_1 - P_2) \cdot (R^2 - r^2)}{4\eta \cdot L} \quad (94)$$

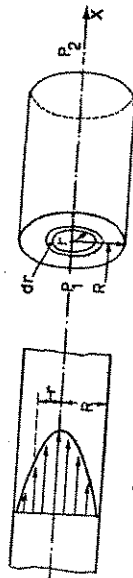
Η σχέση (94) δείχνει ότι η μεταβολή της ταχύτητας v με την ακτίνα είναι παραβολική (σχ.181 α).

Η μέγιστη ταχύτητα βρίσκεται στον άξονα του σωλήνα και η τιμή της δίνεται από τη σχέση (94) για $r=0$ και είναι $v_m = \frac{(P_1 - P_2) \cdot R^2}{4\eta L}$. Για τον υπολογισμό της ζητούμενης παροχής I σε m^3/s υπολογίζουμε πρώτα την παροχή dI του διατυλίου ακτίνας r και πάχους dr (σχ.181 β): $dI = v \cdot dS$ ή $dI = v \cdot 2\pi r \cdot dr$. Αντικαθιστώντας την v από την (94) και ολοκληρώνοντας από $r=0$ μέχρι R έχουμε:

$$I = \frac{2\pi (P_1 - P_2)}{4\eta L} \int_0^R (R^2 - r^2) \cdot r \cdot dr$$

$$I = \frac{\pi R^4 (P_1 - P_2)}{8 \cdot \eta \cdot L} \quad (95)$$

Αυτή η σχέση (95) εκκινεί το νόμο του Poiseuille και βγήκε



σχ.181. (α) Παραβολική κατανομή ταχυτήτων σε στρωτή ροή μέσα σε σωλήνα

(β) Σκίτσο για τον υπολογισμό της παροχής του ρευστού I .

για σταθερό (ανεξάρτητο της r) $\gamma = dv/dr$ συντελεστή η . Άρα ισχύει για νευτώνια ρευστά.

Παρατηρούμε ότι η μέση ταχύτητα του ρευστού είναι:

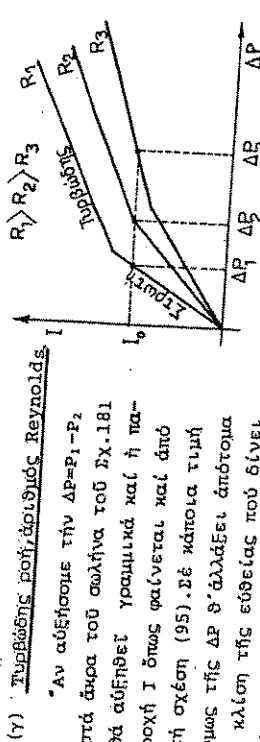
$$\bar{v} = \frac{I}{\pi R^2} = \frac{R^2 (P_1 - P_2)}{8\eta L}$$

Απλ. Ισούται προς το μισό της μέγιστης ταχύτητας ($\bar{v} = \frac{v_m}{2}$). Η έξοδος της παροχής I από την ακτίνα R είναι έντυπιακή. (είδη η , P_1, P_2 και L) τό $1/16$ της παροχής του πρώτου (δηλ. $I_2 = I_1/16$).

Η σχέση (95) θυμίζει το νόμο του Ohm και της άγωγής της της θερμότητας. Η παροχή I αντιστοιχεί στην ένταση του ηλεκτρικού ή του θερμικού ρεύματος, γι' αυτό τη συμβολίσαμε με I (συνήθως τή λένε Q). Η διαφορά πίεσης ($P_1 - P_2$) αντιστοιχεί στη διαφορά ηλεκτρικού δυναμικού ή στη διαφορά θερμοκρασίας.

Η ποσότητα $R_p = \frac{8\eta L}{\pi R^4}$ (96)

είναι η αντίσταση του σωλήνα (μήκους L και ακτίνας R) στη ροή νευτώνιου ρευστού (εξώδους η) και αντιστοιχεί στην ηλεκτρική ή τη θερμική αντίσταση. Έτσι οι κανόνες σύνθεσης αντίστασεων (παράλληλων ή σε σειρά) καθώς και οι κανόνες του Kirchhoff εφαρμόζονται και στη ροή των ρευστών. Μια εξεισημελιώτη διαφορά είναι ότι η θερμική και η ηλεκτρική αντίσταση του σύρματος είναι ανάλογες του $(1/R^2)$ ενώ η αντίσταση της ροής του σωλήνα είναι ανάλογη του $(1/R^4)$.



σχ.182. Παροχή σε στρωτή και turbulente ροή για τρεις σωλήνες διαφορετικής ακτίνας (R_1, R_2, R_3)

σημείο άλλωστε της κλίσης άρχίζει η ροή να γίνεται τυρβώδης.

Ο μηχανικός Reynolds βρήκε ότι η άλλαγή από στρωτή σε τυρβώδη ροή συμβαίνει όταν η άδιάστατη παράσταση $Re = \frac{\rho V R}{\eta}$ λάβει μία κρίσιμη τιμή που είναι $Re \approx 1000$. Δηλ. η ροή είναι στρωτή όταν $Re < R_k$ και είναι τυρβώδης όταν $Re > R_k$.

Η σπουδαιότητα του είδους ροής στην αιματική κυκλοφορία φαίνεται μέσα από το Σχ.182. Βασώ ότι ο μεταβολισμός άπαιτεί μία παροχή αίματος I_0 και ότι ένα τμήμα άγγελου μήκους L και άκτινας R_1 προσφέρει αυτή την άπαιτούμενη παροχή I_0 με στρωτή ροή και μικρή διαφορά πίεσης ΔP_1 στα άκρα του. Αν τώρα ελαττωθεί ή άκτινα να του ίδιου τμήματος από R_1 σε R_2 αλλά η ροή παραμένει στρωτή τότε για να διατηρηθεί η ίδια παροχή I_0 πρέπει να αύξηθεί η ΔP_1 κατά $(R_1/R_2)^4$ (σχέση 95) και να γίνει ΔP_2 . Αν όμως η στένωση (άπό R_1 σε R_2) μετατρέψει τη ροή σε τυρβώδη, τότε η ΔP πρέπει να γίνει ΔP_3 . Δηλ. πρέπει η ΔP να αύξηθεί πολύ περισσότερο για να διατηρηθεί η ίδια I_0 .

Στην τυρβώδη ροή οι ρευματικές γραμμές δέν έχουν χρονικά σταθερό σχήμα. Έχουν και τμήματα μη παράλληλα προς τον άξονα του σωλήνα. Η ταχύτητα σε κάθε σημείο δέν είναι σταθερή (ούτε σε μέγεθος ούτε σε κατεύθυνση), αλλά κυμαίνεται γύρω από μία μέση τιμή. Η χωρική κατανομή των μέσων σιτών ταχυτήτων δέν είναι παραβολική (όπως είναι στη στρωτή ροή). Όπως δείχνει το Σχ. 183 η μέση ταχύτητα έχει περίπου σταθερή τιμή στην κεντρική περιοχή του σωλήνα και έχει ύψηλή βαθμίδα $\gamma = \frac{dv}{dr}$ κοντά στα τοιχώματα.

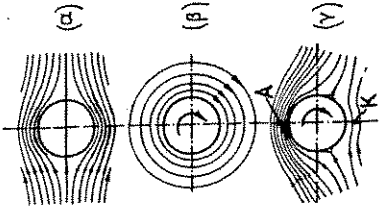


Σχ.183. Χωρική κατανομή της μέσης ταχύτητας.

(δ) Ψανόμυνο Magnus.

Ο Γερμανός φυσικός H.G. Magnus (1802-1870) απέδειξε τό 1852 ότι μία σφαίρα που κινείται μέσα σε ρευστό προς κάποια κατεύθυνση ενώ ταυτόχρονα περιστρέφεται, γύρω από άξονα που περνά από τό κέντρο της, ύψίσταται μία δύναμη κάθετη στο επίπεδο που όρίζεται η κατεύθυνση της κίνησης του κέντρου της και ο άξονας περιστροφής. Αύτή η έγκάρσια δύναμη κάμπτε την τροχιά της σφαίρας και δημιουργεί τό "σούτ με φάλτσο" στα άθλήματα με σφαίρα.

Ας υποθέσουμε ότι η σφαίρα κινείται όριζόντια προς τα άριστερά. Αυτό λούδυνα μετ με κίνηση του άέρα (γύρω από την άκίνητη σφαίρα) προς τα δεξιά (Σχ.184α). Σε κάθε θέση η κατεύθυνση των ρευματικών γραμμών δίνει την κατεύθυνση της ταχύτητας και η πυκνότητά τους μετρά τό μέγεθος της ταχύτητας του άέρα. Λόγω των τριβών άσκειται στη σφαίρα μία δύναμη (άντίσταση του άέρα ή όπισθέλκουσα) προς τα δεξιά. Ετό Σχ. 184β η σφαίρα περιστρέφεται όπως οι δείκτες του ρολογιού και λόγω των τριβών συμπιέσσει τον άέρα στην περιστροφή της. Η γωνιακή ταχύτητα του άέρα λούδεται με κείνη της σφαίρας τό στρώμα που έφάπτεται στη σφαίρα και μειώνεται με την άπόσταση από τη σφαίρα. Προσθέτοντας τις ρευματικές γραμμές των (α) και (β) βρίσκουμε στο Σχ. 184γ τό τελικό ή συνιστάμενο πεδίο ροής, άν ο άέρας κινείται προς τα δεξιά και η σφαίρα περιστρέφεται γύρω από τον άξονα που περνά από τό κέντρο της και είναι κάθετος στο χαρτί. Η μεγαλύτερη πυκνότητα των γραμμών στην πάνω πλευρά (πρόσθεση ταχυτήτων) δείχνει μεγαλύτερη ταχύτητα να του άέρα ενώ η μικρότερη γραμμών στην κάτω πλευρά (άφαίρεση ταχυτήτων) δείχνει μικρότερη ταχύτητα v_k του άέρα ως προς την ταχύτητα του πόνυ να φθάσει στη σφαίρα (που ήταν η ίδια και για την πάνω και για την κάτω φλέβα). Άρα έφαρμοζοντας δύο φορές την έξίσωση Bernoulli (όπως κάναμε για την πτέρυγα του άεροπλάνου) βρίσκουμε μία διαφορά πίεσης $(P_k - P_A)$ και μία δύναμη προς τα πάνω (έγκάρσια στην προς τα άριστερά κίνηση του κέντρου της σφαίρας).



Σχ.184. Προσθέτοντας τις ρευματικές γραμμές των (α) και (β) βρίσκουμε έκεινες του (γ).

Όπως η δύναμη της βαρύτητας άναγκάζει σφαίρα που έκτοξεύεται από ύψηλό σημείο όριζόντια (χωρίς περιστροφή) να γράψει καμπύλη τροχιά, έτσι και η παραπάνω έγκάρσια δύναμη που άσκειται στη σφαίρα όσο διαρκεί η περιστροφή της, άναγκάζει τη σφαίρα να γράψει καμπύλη τροχιά.

7.11.6. Ροή μη-νευτώνων ρευστών.

(α) Είσοδος.

Αναδεύοντας με ένα κουτάλι το μέλι ενός δοχείου διαπιστώνουμε ότι απαιτείται μεγάλη δύναμη (μεγάλη διατηρητική τάση $\tau = F/S$) άκτου και για μικρή ταχύτητα ανάδευσης (μικρή βαθμίδα ταχύτητας $\gamma = dv/dz$). Έτσι συμπεραίνουμε ότι το μέλι έχει υψηλό έξοδος $\eta = \tau/\gamma$. Αν επαναλάβουμε το ίδιο πείραμα με μαγιονέζα ή βελανιδιά είναι πολύ μικρότερη και γι' αυτό συμπεραίνουμε ότι η μαγιονέζα έχει μικρότερο η από το μέλι. Αν όμως ανυψώσουμε το κουτάλι και στις δύο περιπτώσεις το μέλι θα "τρέξει" σιγά-σιγά όλο προς τα κάτω, ενώ η μαγιονέζα, αν είναι πηκτή, θα παραμένει κολλημένη στο κουτάλι. Άρα η μαγιονέζα για μικρές τιμές του τ (σάν αυτές που φεύγονται στη βαρύτητα) συμπεριφέρεται σαν στερεό σώμα. Παραμορφώνεται ελάχιστα για να ισορροπήσει αλλά μετά δεν έβει ($\gamma=0$).

Άρα δεν άρκει μόνο ο η για να χαρακτηριζοθούν όλα οι "ρεολογικές" ιδιότητες ενός ρευστού.

Οι μηχανικές ιδιότητες των μη-νευτώνων ρευστών ερμηνεύονται ως εξής: Από τον Maxwell και στην άρχή του αιώνα μας από τον Voigt. Η μελέτη όμως προχώρησε γρήγορα κατά τον 2ο Πόλεμο λόγω της βιομηχανίας των πλαστικών. Μόνο κατά την τελευταία δεκαετία άρχισε σημαντική εφαρμογή των ρεολογικών άρχων και συμπερασμάτων των μη-νευτώνων ρευστών σε φυσιολογικές μελέτες.

Τά περισσότερα υγρά που ρέουν στο σώμα μας και ιδιαίτερα το αίμα, περιλαμβάνουν περίπλοκα μόρια με διαφορετικές μηχανικές ιδιότητες. Άρα και χρόνος άναφοράς. Παρακάτω θα προσπαθήσουμε να εκθέσουμε μερικές από τις φαινομενολογικές ρεολογικές συμπεριφορές τους από φέρνοντας τα περίπλοκα μαθηματικά της δυναμικής ανάλυσης της ροής τους.

(β) Κατηγορίες ρευστών.

Η συμπεριφορά των μη-νευτώνων ρευστών εξαρτάται από τη γ (ή η μεταβάλλεται με τη γ) ή και από την ταχύτητα εφαρμογής της τ ή και από την προέσθη του ρευστού.

Εμείς θα ασχοληθούμε εδώ μόνο με τα λεγόμενα "μη-νευτώνια ρευστά". Αυτά διαφέρουν σε τρεις τύπους των οποίων η σχέση τ προς γ φαίνεται ποιοτικά στο Σχ.185. Για άλοποίηση του σχήματος δόθηκε σ' όλες τις καμπύλες η ίδια τελική κλίση.

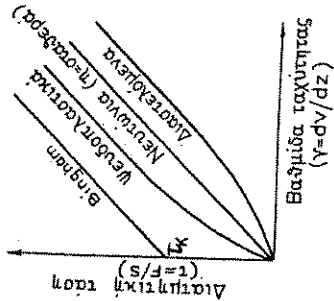
Τά πλαστικά Bingham (άνα καμπύλη) απαιτούν μία ελάχιστη ή κρίσιμη διατηρητική τάση τ_c για να άρχίσει η ροή. Μετά διατηρούν περίπου σταθερό dv/dz . Σ' αυτόν τον τύπο άνηκουν ή μαγιονέζα, ή άδο-ντόκρεμα και μερικά είδη πηλού.

Τά ψευδοπλαστικά ρέουν εύκολότερα (μελώνεται ο η) όσο αυξάνει η γ και πλησιάζουν ένα σταθερό τελικό η . Ρευστά αυτού του τύπου είναι αιώρηματα μη σφαιρικών σωματιδίων. Όταν είναι άκίνητα τα σωματίδια έχουν τυχαίο προσανατολισμό. Όταν όμως ρέουν προσανατολίζονται σε μεγάλο ποσοστό ως προς τη διεύθυνση ροής. Έτσι ελαττώνεται η άπαιτητική τριβή (ό φαινομενικός $\eta = \tau/\gamma$) και τελικά παίρνει σταθερή τιμή (Σχ.185). Ρευστά αυτού του τύπου είναι τα αίμα λόγω του σχήματος και της ελαστικότητας των ερυθρών αιμοσφαιρίων.

Τά διατεταγμένα ρευστά είναι αιώρηματα ύψηλης συγκέντρωσης. Όταν είναι άκίνητα μόλις άρκει το ύψος τους για να πληρώσει τα διάκενα μεταξύ των σωματιδίων. Σε μικρές ταχύτητες (μικρή γ) το ύψος δρά σαν λιπαντικό. Σε μεγαλύτερες όμως ταχύτητες τα σωματίδια χωρίζουν μεταξύ τους (διατελλονται) στις θέσεις ύψους γ . Τότε το ύψος δεν άρκει για να πληρώσει τον αυξημένο συναγωγό όγκο των διάκενων. Έτσι ελαττώνεται η λίπανση και άπαιτείται ύψηλότερη τ για τη ροή (Σχ.185). Τέτοιο ρευστό είναι το ύψος τοιμένο. Ράβδος κινούμενη άρχή βυθίζεται εύκολα στο φέροκο τοιμένο ενώ αν κινήσει γρήγορα συναντά μεγάλη αντίσταση.

7.12. Το α. ε. μ. α. κ. α. ε. ή ροή τ. ρ. ο. υ.

Τό αίμα είναι μη-νευτώνιο ρευστό και ο η του μεταβάλλεται με τη γ . Σε αντίθεση με τó νερό και τούς άνελαστικούς και άελαστικούς σωλήνες τού, τό αίμα είναι άνομοιογενές και δέει μέσα σε άγγεια που διατελλονται με την άύξηση της πίεσης και διαπερνώνονται από μικρά συστατικά του.



Σχ.185. Σχέση $\tau = f(\gamma)$ για τρεις τύπους ρευστών. Για άλό-ηση διατελλονται οι τελικές κλίσεις.

Επιπλέον η ροή και η πίεσή του στις άρτηριες μεταβάλλεται παλμικά λόγω της παλμικής άντλησής του από την καρδιά.

7.12.1. Συστατικά του αίματος και αιμοδυναμική σημασία τους.

Το αίμα είναι πυκνό αιώρημα κυττάρων σε υδατινο διάλυμα ηλεκτρολυτών και ουδέτερων μορίων. Αιμοδυναμικά και φυσιολογικά χωρίζεται στα κύτταρα και στο πλάσμα.

Τά κύτταρα είναι σχεδόν όλα έρυθρά (-5000000 έρυθρά ανά mm³ αίματος) γι αυτό θα τα εξετάσουμε χωριστά.

Τά λευκά κύτταρα είναι περίπου 600 φορές λιγότερα από τά έρυθρά (-5000 ως 8000 λευκά ανά mm³). Άρα ο αιμοδυναμικός ρόλος των λευκών είναι άμελητός, ενώ ο ρόλος τους στην καταπολέμηση φλεγμονών είναι βασικής σημασίας.

Τά αιμοπετάλια είναι περίπου 50 φορές περισσότερα από τά λευκά (-250.000% - 500.000 ανά mm³) αλλά ή αιμοδυναμική τους σημασία είναι άσημαντη λόγω του μικρού μεγέθους τους (διαστάσεις τρεις φορές μικρότερες από κείνες των έρυθρων).

Τό πλάσμα κατά βάρος αποτελείται από 90% νερό, 7% πρωτεΐνες, 1% οργανικές ενώσεις και 2% ανόργανες ενώσεις, έλευθερα μόρια και ιόντα (κατιόντα: Na⁺, K⁺, Ca⁺⁺, Mg⁺⁺ και ανιόντα :Cl⁻, HCO₃⁻, HPO₄⁻, H₂PO₄⁻). Αυτά θα έδιναν την τεράστια οσμωτική πίεση των 8 atm, αν τό πλάσμα χωριζόταν από νερό με μεμβράνη περατή μόνο από νερό. Τά τοιχώματα όμως των άγγείων (κυρίως των τριχοειδών) είναι περατά και από ηλεκτρολύτες και από οργανικά μόρια. Έτσι ή άνταλλαγή νερού μεταξύ αίματος και ιστών καθορίζεται από την κολοειδή οσμωτική πίεση που οφείλεται κυρίως στις πρωτεΐνες του πλάσματος και είναι μόνο ~25 mm Hg.

Οι πρωτεΐνες, λευκοπατίνες, σφαιρίνες και ινωδογόνες, έχουν μικρές διαστάσεις περίπου ίσες με κείνες της αιμοσφαιρίνης. Άρα έχουν μικρή αιμοδυναμική σημασία.

7.12.2. Έρυθρά κύτταρα.

Τό έρυθρό κύτταρο αποτελείται (σε όγκο) κατά 25% από αιμοσφαιρίνη και κατά 70% από νερό. Η αιμοσφαιρίνη είναι ο παραλήπτης και μεταφορέας του O₂ από τους πνεύμονες στους ιστούς και του CO₂ από τους ιστούς στους πνεύμονες.

Τό έρυθρό κύτταρο υδρούμενο από τή διαφορά πίεσης μεταξύ άρτηριδίων και φλεβιδίων περνά μέσα από τά τριχοειδή άγγεία των ιστών. Η διάμετρος όμως των τριχοειδών είναι περίπου ίση ή και μικρότερη από εκείνη του έρυθρου. Έτσι γιά νά περάσει αναγκάζεται νά παραμορφωθεί όπως δείχνει τό Σχ.186β. Η παραμόρφωση αυτή διευκολύνεται και από τήν έλαστικότητα της μεμβράνης του έρυθροκυττάρου αλλά και από τό ειδικό σχήμα του. Οι δύο κοιλότητες του παρέχουν μεγάλη έπιφάνεια μεμβράνης (=160μm²) σχετικά μέ τόν όγκο του (90 μm³). Αν ήταν π.χ. σφαιρικό, γιά τόν ίδιο όγκο: 90μm³ θα είχε έπιφάνεια μόνο 97 μm² (άντι 160 μm²). Επιμέλως τό σφαιρικό έρυθρό θα είχε μικρή θραυστική έπιφάνεια γιά άνταλλαγή άερίων μέ τό τοίχωμα του τριχοειδούς και πολύ μικρή δυνατότητα προσαρμολής της διαμέτρου του προς εκείνη του τριχοειδούς.

7.12.3. Πίεση του αίματος στα άγγεία.

Η κατασκευή και οι έλαστικές ιδιότητες των αιμοφόρων άγγείων περιγράφτηκαν σύντομα στη "Στατική των Πραγματικών Έτερεων" (από Σχ.97 μέχρι Σχ.103).

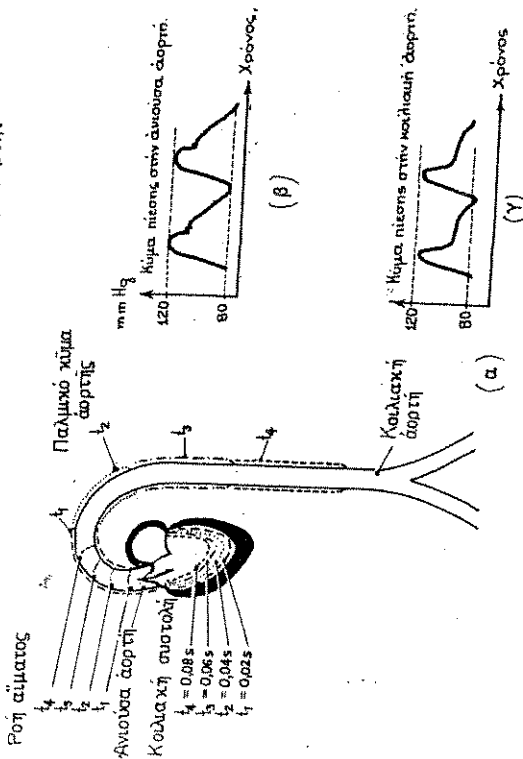
Στή "Στατική των Ρευστών" δόθηκε ή μεταβολή της πίεσης του αίματος από τήν αναχώρησή του από τήν καρδιά διά της άρτηής μέχρι τήν επιστροφή του στην καρδιά διά των κοίλων φλεβών (Σχ.137), καθώς και ή μεταβολή της μέσης άρτηριακής και της φλεβικής πίεσης μέ τή στάση του σώματος (Σχ.138). Επίσης περιγράφηκε ο συνθησιαένος τρόπος μέτρησης της πίεσης (Σχ.139) μέ τό σφυγιομανόμετρο. Στο Σχ.187 φαίνεται σέ τομή τό τοίχωμα της άριστερης κοι-



Σχ.186. (α) Τομή και διαστάσεις έρυθροκυττάρου άνθρώπου. (β) Παραμόρφωση έρυθροκυττάρων κατά τό πέρασμά τους μέσα από τριχοειδές άγγείο διαμέτρου 7 μm.

λίας (ιαύρο) και ή έσωτερική του επιφάνεια κατά τή συστολή του σέ τέσσερα στιγμιότυπα ανά 0,02 sec (t₁, t₂, t₃ και t₄). Με ίδιο είδος γραμμής έχουν χαραχθεί οι αντίστοιχες θέσεις τής έσω επιφάνειας τής κοιλίας, του μετώπου ροής και του μετώπου πίεσης. Έτσι φαίνεται πόσο γρηγορώτερα τρέχει τό μέτωπο τής πίεσης από τό μέτωπο τής ροής. Όπως έξηγήθηκε στή Στατική (Πίνακας 4) ή ταχύτητα του μετώπου πίεσης είναι άνάλογη του μέτρου ελαστικότητας του άγγείου, γι' αυτό αύξάνει μέ τήν ηλικία.

Επίσης φαίνεται (Σχ.187 β και γ) ή "κυματομορφή" τής πίεσης στήν άνωίυσα και στήν κοιλιακή άορτή. Η έγχοπή τής κυματομορφής "δικοστική έγχοπή" προκαλείται από τό κλείσιμο τής άορτικής βαλβίδας. Αυτό συμβαίνει όταν ή πίεση στήν άορτική κοιλία (όταν χαλαρώνεται) γίνεται μικρότερη από τήν πίεση στήν άορτή.



Σχ.187. (α) Συστολή του τοιχώματος τής άριστερης κοιλίας σέ στιγμή-μότυπα ανά 0,02s μέ ταυτόχρονη ένδειξη τής θέσης του μετώπου ροής και του μετώπου τής πίεσης. (β) και (γ) Χρονικές μεταβολές του κύματος πίεσης στήν άνωίυσα άορτή και στήν κοιλιακή άορτή αντίστοιχα.

Έφαρμοζόντας τήν έξίσωση του Poiseuille μπορούμε νά υπολογίσουμε τήν πίεση πίεσης κατά μήκος τής άορτής. Η παροχή αίματος τής καρδιάς ένός άνδρώπου που άόρνει είναι $I=80\text{cm}^3/\text{s}$ και ή άντίνα τής άορτής είναι $R=1\text{cm}$.

$$\Delta P = \frac{8\eta L I}{\pi R^4} = \frac{8 \cdot (3 \cdot 10^{-3} \text{Pa}\cdot\text{s}) \cdot (8 \cdot 10^{-5} \text{m}^3/\text{s})}{\pi \cdot (10^{-2} \text{m})^4} = 61 \text{ Pa/m} = 0,45 \text{ mmHg/m} = 0,45 \text{ torr/m.}$$

Έτσι ή πίεση πίεσης κατά τό μήκος (0,4m) τής άορτής είναι έντελώς άσήμαντη ($0,4 \times 0,45 = 0,18 \text{ torr}$) σέ σχέση μέ τή μέση πίεση στήν άορτή (100 torr).

Η παλμική μεταβολή τής πίεσης (Σχ.187) είναι μεγάλη (περίπου 40% τής μέσης πίεσης) στήν άορτή και τές μεγάλες άορτηές άλλά όταν τό αίμα φθάσει πιά στά τριχοειδή οι παλμοί έχουν άποσβεσθεί και ή ροή είναι σταθερή (χωρίς ταλαντώσεις).

Έάν τά άγγεία ήταν άνελαστικά θα είχαν σταθερό έσωτερικό όγκο. Έπειδή τό αίμα είναι ρευστό άσυμπιεστο, μικρή άπάθεια ή προσθήκη αίματος θα έφερναν τεράστια πτώση ή αύξηση τής πίεσης αντίστοιχα. Τά άγγεία όμως διαστέλλονται και συστέλλονται παθητικά άνάλογα μέ τήν πίεση του αίματος, που έξαρτάται και από τή συνολική ποσότητά του, άλλά συστέλλονται και ένεργητικά (άγγειοκίνη- τικός τόνος) μέ έρεθισμό των νεύρων. Έτσι υπάρχει μία κρίσιμη πίεση του αίματος (θρεπτική) κάτω από τήν όποία άποφράσσεται έντελώς τό άγγείο. Για παράδειγμα, στά δάκτυλα σέ συνθήκες πλήρους άγγειοδιαστολής ή κρίσιμη πίεση είναι 10mmHg ένώ σέ ψύχος, που φέρνει άναγγειοστολογή, ή κρίσιμη πίεση άναβαίνει μέχρι 60 mmHg. Η ένεργητική αυτή άγγειοσυστολή είναι ζωτικής σημασίας (έλάττωση άπάθειας θρομβόπτωσης στο ψύχος, μη εμφάνιση άρτηρικής πίεσης κατά τή σωματοδρασία κ.λ.).

Υπάρχει όμως και τό παθολογικό στένεμα των άγγείων. Μία άορτία στενεύει όταν πιέζεται από ένα έξωτερικό όγκο ή όταν έχει κολλημένη στήν έξωτερική της επιφάνεια μία άρτηριοσκληρωτική πλάκα. Στή θέση τής στένωσης ή ταχύτητα του αίματος αύξάνει και (κατά τήν έξίσωση Bernoulli) ή πίεση του πέφτει. Αυτή ή τοπική έλάττωση τής πίεσης άνοεί τή συνείωση του στενέματος. Έπίσης εύνοεί τήν τερματισμό τής διακλάση τής στένωσης. Έπίσης εύνοεί τήν τερματισμό τής διακλάση τής στένωσης. Έπίσης εύνοεί τήν τερματισμό τής διακλάση τής στένωσης. Έπίσης εύνοεί τήν τερματισμό τής διακλάση τής στένωσης.

Αν η πίεση πέσει κάτω από την κρίσιμη, το άγγελο άποφασιστεί έντελως. Αυτό όμως φέρνει διακοπή της ροής (v=0) με συνέπεια αόφηση της πίεσης και άνοιγμα πάλι του άγγελου. Η γρήγορη επανάληψη του φαινομένου (άνοιγμα-κλείσιμο) προκαλεί θόρυβο.

7.12.4. Είδος ροής στα άγγελα.

Η μέση ταχύτητα αίματος στην άορτή ήρεμου ανθρώπου είναι:

$$\bar{v} = \frac{I}{S} = \frac{I}{\pi \cdot R^2} = \frac{8 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}}{\pi \cdot (0,01\text{m})^2} = 0,25 \text{ m/s}$$

Ο άριθμός του Reynolds για αυτή τη ροή είναι:

$$R_e = \frac{\rho \cdot \bar{v} \cdot R}{\eta} = \frac{(1,05 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3) \cdot (0,25 \text{ m/s}) \cdot 0,01 \text{ m}}{3 \cdot 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}}$$

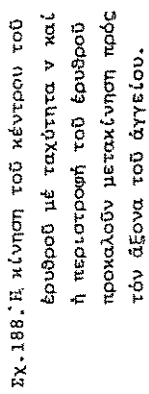
$R_e = 875$

Επειδή η τιμή αυτή ($R_e = 875$) είναι μικρότερη από την κρίσιμη ($R_k = 1000$) η ροή του αίματος στην άορτή είναι στρατή κατά το μεγαλύτερο διάστημα του καλμού (στην άρχή της συστολής είναι τυρβώδης). Σε έντονη όμως δραστηριότητα του ανθρώπου η παροχή I και επομένως η μέση ταχύτητα \bar{v} , αυξάνεται μέχρι 5 φορές. Τότε R_e σε όλκληρο τον καλμό υπερβαίνει κατά πολύ την κρίσιμη τιμή R_k . Έτσι η ροή στην άορτή και τις μεγάλες άρτηρες γίνεται τυρβώδης ενώ στις φλέβες και στα μικρά άγγελα (μικρά R και \bar{v}) η ροή παραμένει ακόμα στρατή. Τα τριχοειδή έχουν συνολική διατομή περίπου 750 φορές μεγαλύτερη από κείνη της άορτης. Άρα η μέση ταχύτητα στα τριχοειδή σε ήρεμία είναι μόνο $v = 0,25/750 = 0,3 \cdot 10^{-3} = 0,3 \text{ mm/s}$. Τις μεγάλες άρτηρες είναι $\bar{v} \approx 7 \text{ cm/s}$ και στις μεγάλες φλέβες $v \approx 2 \text{ cm/s}$.

Η πολύ μεγαλύτερη ταχύτητα έμφους του αίματος από κομμένη μεγάλη άρτηρία, παρά από κομμένη μεγάλη φλέβα, όφείλεται βέβαια στην πολύ μεγαλύτερη πίεση του άρτηριακού αίματος σε σχέση με το φλεβικό και όχι στην παραπάνω διαφορά ταχυτήτων ροής μέσα στα αντίστοιχα άγγελα.

Η κατανομή των ταχυτήτων του πλάσματος μέσα στη διατομή ενός μεγάλου άγγελου (Σχ.188) είναι σχεδόν όπως εκείνη των νευ-

τώνων ρευστών (Σχ.188). Τα έρυθρά παρασύρονται από το πλάσμα μέσα στο όμοιο αίωροβνται. Έτσι ένα έρυθρό που βρίσκεται κοντά στο τοίχωμα του άγγελου δηλ. σε μεγάλη βαθμίδα ταχύτητας ($v = \Delta v / \Delta r$). Έτσι ότι το σύστημα άναφοράς (X-Y) κινείται παράλληλα προς τον άξονα του άγγελου με την ταχύτητα v του κέντρου του έρυθρου. Το πλάσμα τότε κινείται (ως προς το σύστημα άναφοράς) στο σημείο 1 με ταχύτητα ($v_1 = v$) προς τα δεξιά ενώ στο 2 με ταχύτητα ($v = v_2$) προς τα άριστερά. ($v_1 > v > v_2$).



Σχ.188. Η κίνηση του κέντρου του έρυθρου με ταχύτητα v και ή περιστροφή του έρυθρου προκαλούν μετακίνηση προς τον άξονα του άγγελου.

Έτσι η τριβή του πλάσματος με την επιφάνεια του έρυθρου προκαλεί περιστροφή του έρυθρου (Σχ.188). Η κατάσταση αυτή, μοιάζει με κείνη του φαινομένου Magnus. Προκαλεί έλάτωση της ταχύτητας του πλάσματος στο 2 (σε σχέση με τη v_2) με τοπική αύξηση της πίεσης και ώθηση του έρυθρου προς το κέντρο του άγγελου. Έτσι τα έρυθρά συσφραύνονται κοντά στον άξονα των άγγείων άποφύγοντας την έπαφή με τα τοιχώματά τους.

Επίσης παρατηρήθηκε ότι όσο αυξάνει η μέση ταχύτητα ροής του αίματος τόσο μεγαλύτερο ποσοστό (μέχρι 80%) των έρυθρών προσανατολίζονται έτσι ώστε το επίπεδό τους, να σχηματίζει γωνία μικρότερη των 20° σε σχέση με τον άξονα του άγγελου. Άρα, το αίμα συμπεριφέρεται σαν ψευδοπλαστικό ρευστό.

7.12.5. Το είδος του αίματος.

Η έννοια του συνελεστή είδους η όρίστηκε για νευτώνια ρευστά. Η έπέκτασή της όμως στο άνομοιογενές και μη-νευτώνιο αίμα είναι πολύ χρήσιμη. Το φαινομενικό είδος του αίματος αυξάνει με τη συγκέντρωση των έρυθρών που μετρά και "κρίνει" ο "αίματοκρίτης".

Η πυκνότητα των έρυθρών είναι $\rho_e = 1,10 \text{ g/cm}^3$ ενώ η πυκνότητα του πλάσματος είναι $\rho_p = 1,03 \text{ g/cm}^3$. Άρα σε άκίνητο αίμα τα

έρυθρά καθίζανουν μέσα στο πλάσμα. Εφαρμόζοντας τη σχέση που βρήκαμε στην "ισοσταχή πτώση σφαιριδίου σε ξηδδες ύγρο", έχουμε:

$$V \cdot \rho \cdot g + 6\pi \cdot \eta \cdot Rv - V \cdot \rho \cdot g = 0 \quad \eta \quad v = \frac{V \cdot g (\rho_s - \rho_f)}{6\pi \eta \cdot R}$$

Επειδή ο όγκος του σφαιριδίου είναι $V = \frac{4}{3}\pi \cdot R^3$ η σχέση γίνεται:

$$v = \frac{2}{9} R^2 \cdot g \frac{\rho_s - \rho_f}{\eta} \quad (96)$$

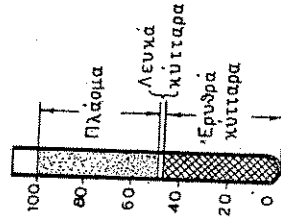
Η ταχύτητα αυτή ν ονομάζεται "ρυθμός καθίζησης". Σε αίμα που έχει προστεθεί αντιπηκτικό, ή ν φυσιολογικά κωμαίνεται από 1 μέχρι 3 mm/h για άνδρες και από 4 ως 7 mm/h για γυναίκες. Σε δξείφες μολύνσεις και σε μερικές χρόνιες ασθένειες κολλούν μερικά αιμοσφαιρία κατά ομάδες οπότε αυξάνεται η άκτινα R του σφαιριδίου που σχηματίζουν. Επειδή ή ν είναι άναλογη του R² (σχέση 96) ο ρυθμός καθίζησης ανεβαίνει σε τιμές της τάξης του v = 100 mm/s.

Στόν ύπολογισμό του "μοριακού βάρους μακρομορίων" είδαμε ότι ο ρυθμός καθίζησης ν ή ν_κ αυξάνει με την επιτάχυνση γ που δημιουργεί ή φυγοκέντρωση. Φυγοκεντρύξοντας λοιπόν σχηματίζεται γρήγορα ή στήλη του Σχήματος 189. Το ποσοστό του όγκου που καταλαμβάνουν τα έρυθρά λέγεται "αιματοκοίτης" και στόν άνθρωπο κυμαίνεται από 45% μέχρι 50%. Αν ο αιματοκοίτης είναι χαμηλότερος αυξάνει κάπως ή παροχή αίματος I

άλλα λόγω της φραστότητας των έρυθρών ελαττώνεται ή παροχή της αιμοσφαιρίνης που μεταφέρει τά άερα.

Αν ο αιματοκοίτης αυξηθεί πάνω από 50% ανεβαίνει πολύ τό ξηδδες (η) και ελαττώνεται τόσο ή παροχή αίματος. I όποτε παρά την ύψηλή συγκέντρωση των έρυθρών ελαττώνεται ή παροχή αιμοσφαιρίνης. τά ίδια ισχύουν και για άλλους οργανισμούς διαφορετικούς από τόν άνθρωπο.

Ετσι ή φυσιολογική τιμή του αιματοκοίτη για κάθε οργανισμό προσφέ-



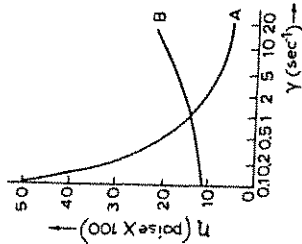
Σχ.189. Αιματοκοίτης-Διαχωρισμός των συστατικών του αίματος με φυγοκέντρωση.

ρει μέγιστη παροχή αιμοσφαιρίνης στοές ιστούς. Όταν τό αίμα είναι άκίνητο (γ=0) ή κινείται με πολύ μικρή ταχύτητα (μικρή γ) όπως συμβαίνει στα τριχοειδή, τά έρυθρά συσσωρεύονται σε ομάδες (rouleaux). Όταν αυξηθεί ή γ ξεχωρίζουν μεταξύ τους αλλά ή ύψηλή συγκέντρωσή τους τά άναγκάζει νά άλληλοσυγκροτούνται. Γι' αυτό ή μεγάλη εύκαμψία τους παίζει σπουδαίο ρόλο στη ροή τους. Αν σκληρυνθούν τεχνητά (έπεξεργασία με άλδεΐδη) ή ρεολογική συμπεριφορά του αίσρήματος (40% έρυθρά σε πλάσμα) αλλάζει έντελώς (Σχ.190). Άλλ. τό αίμα από "ψευδοπλαστικό" (Α), μετατρέπεται σε "διαστελλόμενο" ρευστό με ύψηλότερο ξηδδες στις ύψηλότερες ταχύτητες (B).

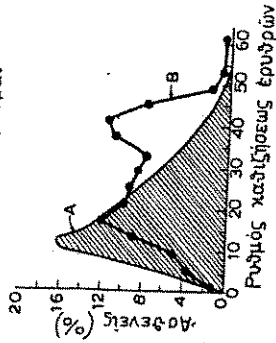
Τό ποσοστό των εδκαμπτων έρυθρων που συγκεντρώνονται κοντά στόν άξονα του άγγείου υπό μικρές γωνίες (~20°) ως προς αυτόν, αυξάνει άρχικά γρήγορα με την γ και μετά σχεδόν σταθεροποιείται. Έτσι ελαττώνεται άρχικά γρήγορα τό ξηδδες κοντά στό τοίχωμα και διευκολύνεται ή ροή. Σχ.191. Κατανομή του ρυθμού καθι- λήσεως έρυθρων για φυσιολογικές γυναίκες (Α) και για γυναίκες σε πρώτο στάδιο καρκίνου του μαστού (B).

Τό έμφραγμα του μυοκαρδίου και ή άρτηριακή θρόμβωση αυξάνουν πολύ τόν η (μέχρι 7 φορές) για μικρές γ. Έπίσης ο καρκίνος του μαστού αυξάνει τό μέσο ρυθμό καθι- λήσης των έρυθρων. Η διαφορά όμως δέν είναι άρκετά μεγάλη για νά έχει άποφασιστική σημασία.

Οι ρεολογικές μετρήσεις του αίματος έχουν μεγάλες και άκόμα άνεξερευνήτες διαγνωστικές δυνατότητες.



Σχ.190. Ξηδδες (η) ως προς βαθμίδα ταχύτητας (γ) για αίμα με 40% έρυθρά σε πλάσμα. Α κανονικά έρυθρά. Β σκληρομένα έρυθρά.



Σχ.191. Κατανομή του ρυθμού καθι- λήσεως έρυθρων για φυσιολογικές γυναίκες (Α) και για γυναίκες σε πρώτο στάδιο καρκίνου του μαστού (B).

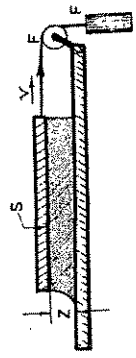
Εάν πάλι οι επιφάνειες επαφής είναι πολύ επίπεδες και πολύ στενές πνές τὰ μόρια τῶν δύο κομματιῶν στή διεπιφανείᾳ τους πλησιάζουν περίπου τόσο, ὅσο και τὰ γειτονικά μόρια τοῦ ἴδιου κομματιοῦ. Ἔτσι δὲν "γνωρίζουν" ὅτι ἀνήκουν σέ διαφορετικά κομμάτια. Ἀπλ. ἔλκονται τόσο ἔντονα πὺ κολοῦν τὰ δύο κομμάτια και αὐτὸ μακροσκοπικά αὐξάνει τὸν συντελεστὴ τριβῆς.

7.4.5. Δυνάμεις ἐσωτερικῆς τριβῆς ρευστῶν.

Ἡ κάτω πλάκα τοῦ Σχήματος 147 δέν κινεῖται ἐνῶ ἡ πάνω πλάκα ἐπιφανείας S σύρεται μέ τὴν δύναμη F ὥστε νά κινεῖται μέ σταθερὴ ταχύτητα v. Στὸ μεταξύ των δύο πλακῶν διάκενο πάχους z ὑπάρχει τὸ ἐξεταζόμενο ὑγρὸ.

Ἡ χαμηλότερη στρώση τοῦ ὑγροῦ μένει ἀκίνητη ἐνῶ ἡ ὑψηλότερη κινεῖται μέ ταχύτητα v λόγω συνάφειας μέ τὴς ἀντίστοιχες πλάκες.

Οἱ ἐνδιάμεσες στρώσεις Σχ.147. Ἐπίδειξη ἐσωτερικῆς τριβῆς ὑγροῦ.



δεχόμεστε ὅτι κινεῖται μέ ταχύτητες πὺ αὐξάνουν γραμμικά μέ τὴν ἀπόσταση ἀπὸ τὴν κάτω πλάκα.

Ἐνῶ ἡ δύναμη F εἶναι σταθερὴ, ἡ πάνω πλάκα δέν ἐπιταχύνεται (γ=0) ἀλλὰ κινεῖται μέ σταθερὴ ταχύτητα v. Ἀρα τὸ ὑγρὸ ἄσκει στήν πλάκα αὐτὴ δύναμη ἴσου μέτρου και ἀντίθετης κατεύθυνσης μέ τὴν F. Πειραματικά βρίσκεται ὅτι: $F = \eta \cdot S \cdot (v/z)$

Ο συντελεστής ἡ λέγεται συντελεστὴς ἐσωτερικῆς τριβῆς ἢ ἐξώσους. Λόγω τῆς γραμμικότητος ἔχομε: $\tau = \frac{dv}{dz}$ και ἡ σχέση γίνεται:

$$\frac{F}{S} = \eta \frac{dv}{dz} \tag{39}$$

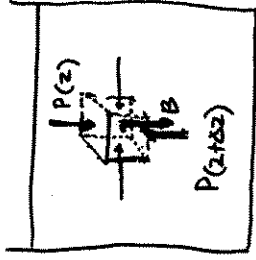
Ἀρα ἡ διατηρητικὴ τάση $\tau = F/S$ εἶναι ἀνάλογη τῆς βαθμίδας ἡ κλίσης τῆς ταχύτητας (γ = dv/dz) κατὰ τὴν διεύθυνση z (κάθετα στήν κίνηση) και ἡ (39) γράφεται: $\tau = \eta \cdot \gamma$.

7.4.6. Οπισθέλκουσες δυνάμεις σέ ρευστά.

Ἐνα στερεὸ κινούμενο μέσα σ' ἕνα ἀκίνητο ρευστὸ ὑφίσταται μιὰ δύναμη πὺ ἔχει κατεύθυνση ἀντίθετη πρὸς ἐκείνη τῆς κινήσεώς του, γι' αὐτὸ λέγεται "οπισθέλκουσα" (drag). Αὐτὴ ἡ παράγωγη δύναμη

ΜΕΤΑΒΟΛΗ ΠΙΕΣΗΣ ΜΕ ΤΗ ΒΑΡΥΤΗΤΑ

Ναυτι περιοχή που
βασισμένη σε περιοχή



$$P(z) \cdot S - P(z+\Delta z) \cdot S + \Delta m \cdot g = 0$$

$$P(z) \cdot S = \Delta m \cdot g$$

$$\Delta P \cdot S = \Delta m \cdot g$$

$$\frac{\Delta P}{\Delta z} \cdot S = \frac{\Delta m}{\Delta z} \cdot g$$

ΒΑΡΟΜΕΤΡΙΚΗ ΠΙΕΣΗ

$$\frac{\Delta P}{\Delta z} = \frac{dP}{dz}$$

ΔΕ ΠΡΟΣ ΤΟ ΒΑΘΟΣ Z

$$\frac{dP}{dz} (\Delta z \cdot S) = \Delta m \cdot g$$

$$\Delta P = \frac{dP}{dz} \Delta z$$

$$\frac{dP}{dz} \Delta V = \Delta m \cdot g$$

$$\frac{dP}{dz} = \frac{\Delta m}{\Delta V} \cdot g$$

$$\frac{dP}{dz} = [\rho(z)] \cdot g$$

$$\frac{dP}{dz} = \rho \cdot g$$

$$dP = \rho \cdot g \cdot dz$$

$$\int_{P_1}^{P_2} dP = \int_{z_1}^{z_2} \rho \cdot g \cdot dz$$

$$P_2 - P_1 = \rho \cdot g \cdot (z_2 - z_1)$$

$$\text{για } z_1 = 0 \Rightarrow$$

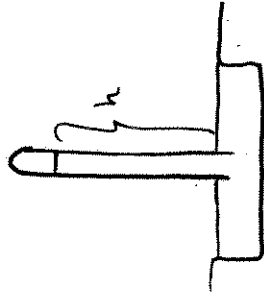
$$P_1 = P_0 \text{ ατμοσφαιρική πίεση}$$

$$P = P_0 + \rho \cdot g \cdot z$$

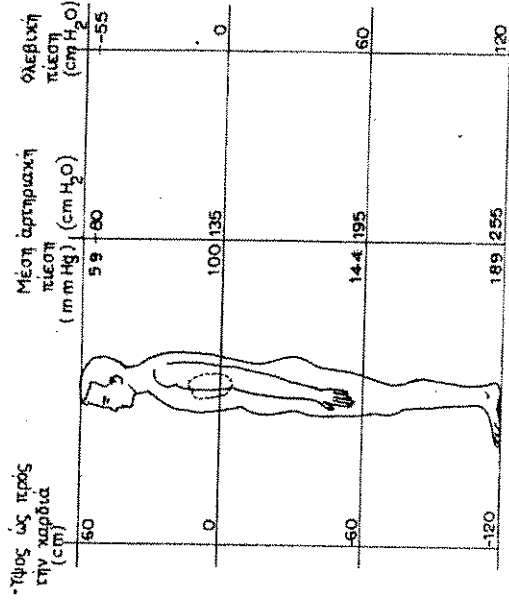
$$P_2 = P$$

$$z_2 = z$$

N. Pascal



ΜΕΤΑΒΟΛΗ ΤΗΣ ΠΙΕΣΗΣ ΤΩΝ ΑΙΜΑΤΟΣ ΚΕΤΟ ΥΨΟΣ



Μέση αρτηριακή και φλεβική πίεση στα μεγάλα αγγεία σε διάφορα ύψη όρθιου ανθρώπου, όλκιμο ύψους 1,80 cm.

Κατακόρυφη στάση του σώματος επιρροή των πιέσεων στα φάρμακα αγγεία

Το βάρος του αίματος πρέπει να ρυθιστεί υποψη των υδροστατικών της πιέσεων τους. Π.χ. για αγγείο της κεφαλής:

$$P_{\text{head}} = P_{\text{heart}} - \rho \cdot g \cdot h \quad (h: \text{ύψος από την καρδιά})$$

ή για αγγείο των κάτω άκρων

$$P_{\text{feet}} = P_{\text{heart}} + \rho \cdot g \cdot h \quad (h: \text{ύψος από την καρδιά})$$

Επιφανειακή Τάση

Τα μόρια υγρού αέριου ΕΡΓΙΚΗΣ Συναφίας (Συναφία)

Στο εσωτερικό του υγρού, κάθε μόριο περιβάλλεται από του ίσου κριτήριο γειτόνων προς όλες τις

κατευθύνσεις, με αποτέλεσμα η συνολική δύναμη να είναι μηδενική. (συνιστάμενα)

Στην επιφανειακή επιβάρυνση του υγρού, καθώς δεν υπάρχουν μόρια πάνω από αυτή η συνιστάμενα

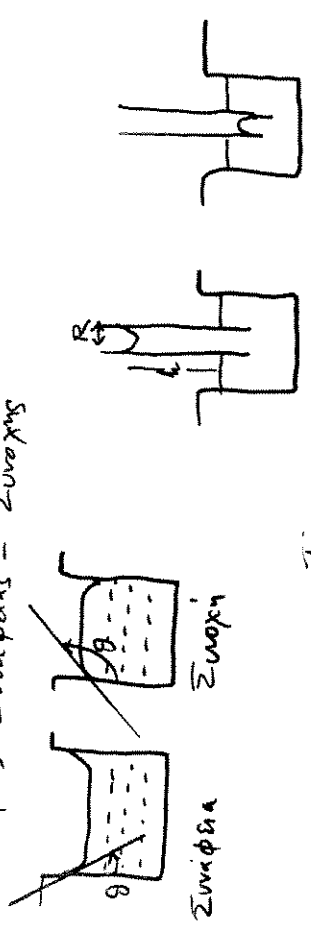
δύναμη έλκεται τα μόρια της επιφανειακής επιβάρυνσης προς το εσωτερικό, η οποία δει ως δύναμη αντίστασης στην επέκτασή της επιφάνειας επιφανειακή

Η δύναμη αυτή δεν επιδράει υγρού περιτρίτου L

$$F_T = T \cdot L, \text{ όπου } T \text{ η επιφανειακή τάση } \left[\frac{N}{m} \right]$$

(αόρατοι εφαιρηκενικοί στην επιφάνεια)

Δυναμική Συναφίας - Συνοχής



Το βάρος της στήλης υγρού
 $W = \pi R^2 h \rho g$

Ε. Κωσταροϊδάν 2020

Η δύναμη λόγω τάσης στην περιφέρεια του υγρού:

$$[F_T]_{max} = 2\pi R \cdot T$$

Η κάθετη συνιστάμενη της δύναμης αυτής

εξισορροπεί το βάρος $[W = \pi R^2 h \rho g]$

$$2\pi R T \cos \theta = \pi R^2 h \rho g \Rightarrow h = \rho \frac{2T \cos \theta}{R \rho g}$$

$$h = \frac{2T \cos \theta}{R \rho g}$$

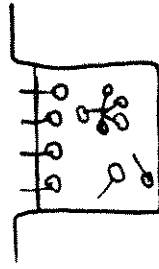
Εάν η συνιστάμενη > βάρους $\theta > 90^\circ \Rightarrow$

$h < 0$ (συνιστάμενη του υγρού είναι αρνητική)

Επιφωτισμοί Διαφορές

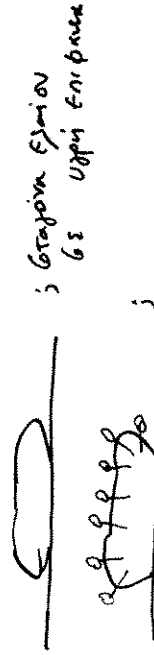
Είναι κομμάτια κειμένων των επιφωτισμένων των υφών

Η πιο κοινή δομή κομμάτι επιφωτισμένων παραφάντων:



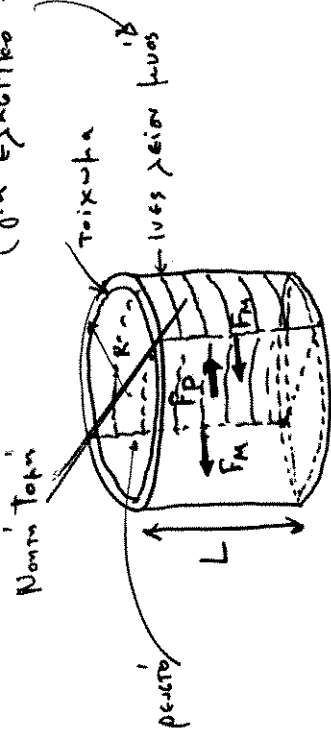
Η διατήρηση των κομμάτι στην επιφωτισμό διακρίνεται με συνέπεια της και φαίνεται των επιφωτισμένων ταίρι

Οι επιφωτισμοί παραφάντων χρησιμοποιούνται ως απορροφητικά



Τα κομμάτια κειμένων των επιφωτισμένων ταίρι της διαφοράς με κατεύθυνση να διακρίνεται ως επιφωτισμένων, που παραφάντων

Πίεση Ρεύστων - Μηχανική Ταση Τεταθωπότητας (για ελαστικό τοίχωμα)



Συστολή των κομμάτι υφών μπορεί δύναμη F_M

$$f_M (\text{huos}) = S \cdot A_M ; S: \text{δύναμη ανά κομμάτι επιφωτισμού του τοίχου}$$

A_M : επιφωτισμός και κομμάτι κητός των υφών (δύναμη ανά κομμάτι κητός της περιφέρειας)

Εστω ότι τεταθωπότητα υφών το τοίχωμα:

Η δύναμη λόγω πίεσης στο εσωτερικό του υφών Δx είναι να διαχωρίσει τα 2 κομμάτια και είναι

$$F_P = P \cdot A \quad (\text{επιφωτισμό τοίχου}) \\ = P \cdot L \cdot 2R \quad (A7)$$

Η δύναμη αυτή αντιστοιχείται από τις δύο δυνάμεις λόγω εσωτερικής τασης $2R$ (κατακόμβος της τασης)

$$F_M = 2F_M \cdot L \quad (A8)$$

$$(A7) \wedge (A8) \Rightarrow P = \frac{F_M}{R} ; \text{ η πίεση λόγω εσωτερικής τασης } \Rightarrow$$

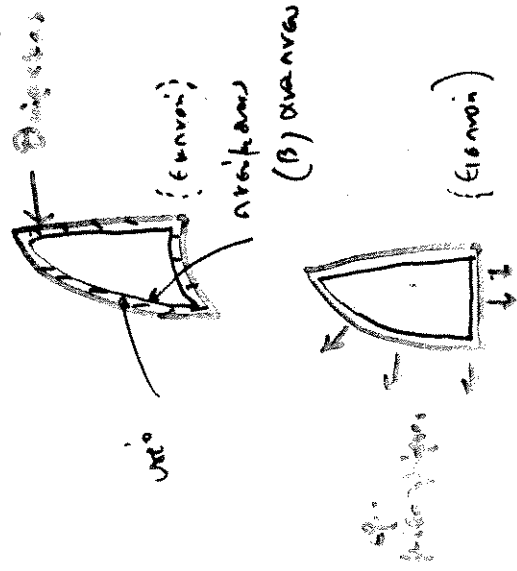
Συνέπεια: υφώνες με μικρή διαφορά έχουν πιο στενά τεταθωπότητα από υφώνες με μεγάλη διαφορά, ενώ διαφωτισμένοι από υφώνες

ΑΝΑΡΜΟΧΗ

Η εύρεια διακόμης ή η τεταμένη αέρα από μια
 ήχος τας ανάρμοχες είναι η διακόμης λόγος
Στατότης Μεγας (Δφ) μεταξύ ανακένων - ατμοσφ. αέρας

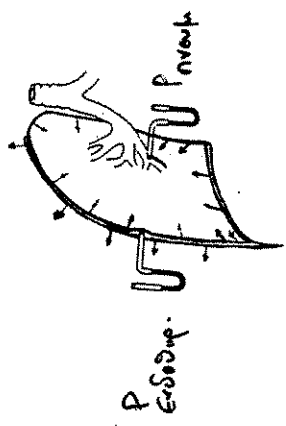
$$P_{αναρμ} \leq P_{ατμ.}$$

Ρυθμιστικό ράμα : (κλειστόδυναμική πίεση) $P_{\text{εξοδωφ.}}$
 (υπερτατότης, διατύπος ορατός υπέρως
 μεταξύ ανακένων - διακόμης)

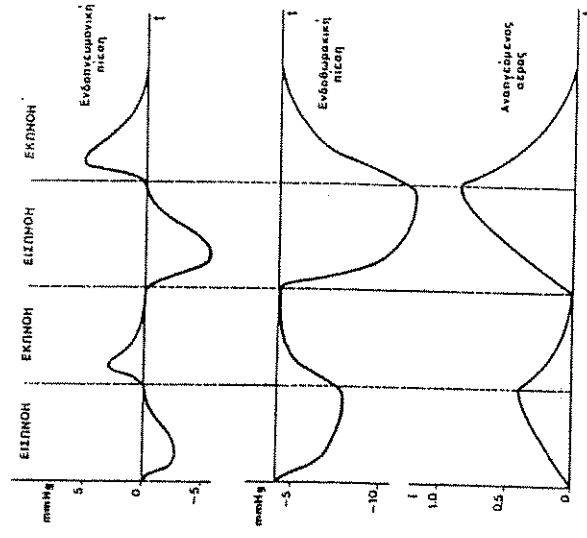


(β) ανακένων αέρας : διακόμης
 εξοδωφ. αέρας

Ανάρμοχτο

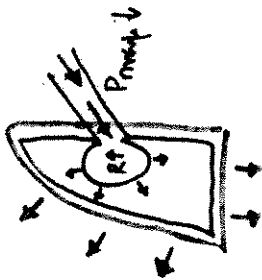


Οι δυνάμεις που δημιουργούν την αρνητική ενδοβαρκακική πίεση (εξέλος ήρεμής ακτοσύνης)



Οι μεταβολές της ενδοβαρκακικής και της ενδοβαρκακικής πίεσης κατά την εξέλιξη του ανακένου αέρος. Αριστερά: Πρώτη αμενέση. Δεξιά: Έγερση ανακένου.

Είανον

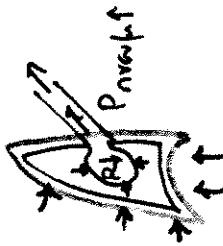


Αίματιν οπτιν διπλάτα $\Rightarrow P_{\text{εσωτερ}} \downarrow$
 (3 mmHg - 6 mmHg)

Αίματιν οπτιν νωκίσιον $\Rightarrow R_T \Rightarrow P_{\text{μακρ}}$

$$P_{\text{μακρ}} < P_{\text{ατμ}}$$

Είανον

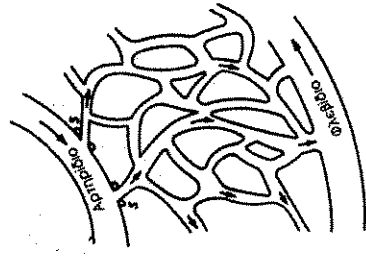


Μείων οπτιν διπλάτα $\Rightarrow P_{\text{εσωτερ}} \uparrow$
 (-3 mmHg)

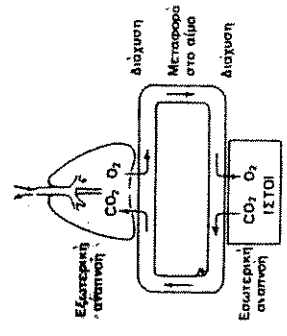
Μείων οπτιν νωκίσιον \Rightarrow

$$\downarrow R \Rightarrow P_{\text{ατμ}}$$

$$P_{\text{μακρ}} > P_{\text{ατμ}}$$



Εικόνα 8.4. Μικρό τμήμα του δικτύου των τριχοειδών αγγείων. Ο σφαικτήρας S ελέγχει τη ροή του αίματος μέσα στα τριχοειδή αγγεία.

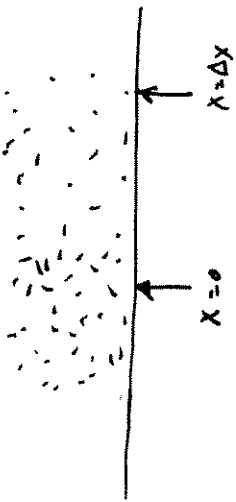


Διαγραμμάτινη απεικόνιση της αναπνευστικής λειτουργίας.

E-κωαπειδω, 663-6

Μεταβολή Ποσών Μέσω Διακίνησης

Περίπτωση 1 Περίπτωση 2



κίνηση προς τα δεξιά
 ή μετακίνηση
 διακίνηση διακινούμενων
 ποσών

Ταχύτητα διακίνησης: η μέση ταχύτητα διακίνησης στο $\tau = \frac{\Delta x}{L}$

$$v_D = \frac{\Delta x}{\tau}$$

$$v_D = \frac{\Delta x}{\frac{L \cdot \Delta x}{L \cdot \Delta x}} = \frac{L \cdot v}{L \cdot \Delta x}$$

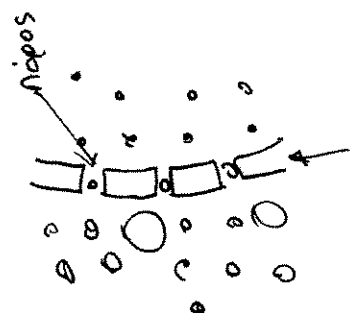
Απόδοι ποσών J που διακινούνται ανά μονάδα επιφάνειας ανά χρόνο $\left[\frac{C_1 \cdot C_2}{s} \right]$

$$J = J_1 - J_2 = \frac{v_D (C_1 - C_2)}{2} ; J_1 = \frac{v_D C_1}{2} \quad \text{συγκέντρωση } C_1, C_2$$

$$J_2 = \frac{v_D C_2}{2} \quad \text{στις } \begin{matrix} \text{απόψεις} \\ \text{απόψεις} \\ 1 \ \& \ 2 \end{matrix}$$

$$\text{Για } D = \frac{L \cdot v}{2} \Rightarrow J = \frac{D}{\Delta x} (C_1 - C_2)$$

Διάχυση Μέσω Μεμβρανών



$$J = P (C_1 - C_2)$$

όπου P η διαπερατότητα της μεμβράνης

Επιπλέον το $D = \frac{L \cdot v}{2}$ το

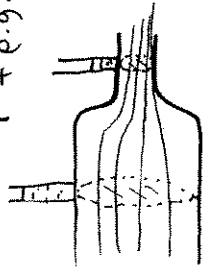
Δx το εμβαδόν της μεμβράνης

Η διαπερατότητα της μεμβράνης εξαρτάται κυρίως από το είδος των διακινούμενων ποσών

Βασικά πειρά : αλχημικές εργασίες Δυναμίας
 Τεχνία Πτερυγίων

Η ροή ιδανικών ρευστών διέγεται από του εφ. Bernoulli
 η οποία συνδέει την ταχύτητα (v), την πίεση (P)
 και το υψόμετρο ποδός (h) :

$$P + \rho \cdot g \cdot h + \frac{1}{2} \rho v^2 = \text{σταθερό} ; \text{ σε κάθε στήλη της διαδρομής των ρευστών}$$



κρούση να θεωρηθεί
 P: δύναμη επιρροή αντίκρουσης
 όγκου, λόγω P

$$P = \frac{F}{S} \quad [N] \quad [m] = \frac{E [J]}{V [m^3]}$$

$\rho \cdot g \cdot h$: Δυναμική ενέργεια λόγω βαρύτητας

$\frac{1}{2} \rho v^2$: Κινητική ενέργεια

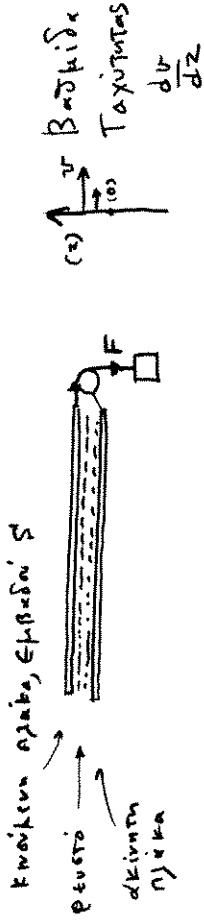
Λόγω κυρμωτότητας ο όγκος των ρευστών που περνά (ΠΑΡΟΧΗ) είναι κοινός τω χρόνο για τον σταθμό σε κάθε στήλη

$$\text{ΠΑΡΟΧΗ} \Rightarrow A_1 v_1 = A_2 v_2 \Rightarrow v_2 = \frac{A_1}{A_2} v_1 \Rightarrow A_1 > A_2 \Rightarrow v_2 < v_1$$

Εφαρμογή της εφ. Bernoulli στα στήλες 1 & 2

$$\begin{aligned} P_1 + \rho \cdot g \cdot h + \frac{1}{2} \rho v_1^2 &= P_2 + \rho \cdot g \cdot h + \frac{1}{2} \rho v_2^2 \quad (\text{δίοτι } h_1 = h_2 = h) \Rightarrow \\ \Rightarrow P_2 - P_1 - \frac{1}{2} \rho v_1^2 &= \left[\left(\frac{A_1}{A_2} \right)^2 - 1 \right] \rho \frac{1}{2} v_1^2 \Rightarrow P \Delta \end{aligned}$$

Ερωτηρια Τε.βη Ρευστών
 (Ιξώδες ή βυτηρετής ποιότητας)



Λόγω εφροής της F η κινώμενα ηλίκια θα έπρεπε να επιταχύνεται. Αυτ' αυτόν απαιτείται ότι η ηλίκια κινείται με σταθερή ταχύτητα, άρα το ΡΕΘΟΝ μέσα στην σωλήνα τερβίς ίση σε κάθε και κινώμενος βατείδουτος Η δύναμη αυτή είναι :

$$F = n \cdot s \cdot \frac{dv}{dz}$$

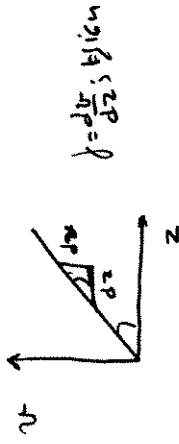
$$F = n \cdot s \cdot \frac{v}{z}$$

$$F = n \cdot s \cdot \gamma$$

$$F = n \cdot \gamma$$

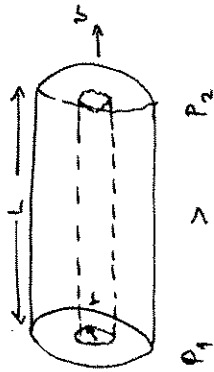
$$\frac{F}{S} = n \cdot \gamma$$

(n : Ιξώδες ή βυτηρετής ποιότητας)
 $n = \frac{\rho}{8} \cdot [Pa \cdot s]$



Εκπαιδευτικό 201.9

Μορφή Νέου Ταχυοτήτων Νεύτωνια Ροών



Εάν η εσωτερική κοιλότητα είναι κενή ή γεμάτη με βράση
 Ταχύτητα $v \Rightarrow$ Η συνισταμένη των δυνάμεων των τριών
 δυνάμεων = 0

Δυνάμεις: ① $F = (P_1 - P_2) \pi R^2$; Βάρος κυλίνδρου

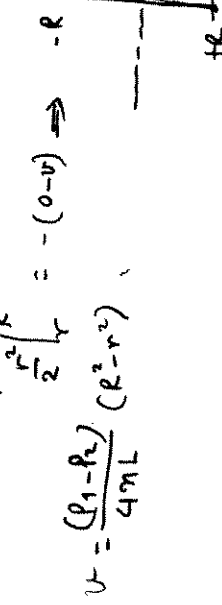
Η δύναμη που ασκείται για τη μετακίνηση
 των ελαστών από το εσωτερικό στο 2

② Λόγω ισοδυναμίας $\tau = \frac{G}{r} \Rightarrow G = \eta \gamma = \eta \frac{dv}{dr}$

$F = -\eta \gamma$; Όταν κινείται αντίθετα
 η τριβή των τοιχωμάτων

(1) = (2) $\Rightarrow (P_1 - P_2) \pi R^2 = -\eta 2\pi R L \frac{dv}{dr}$

$\frac{(P_1 - P_2)}{2\eta L} \int_0^R r dr = - \int_0^v \frac{dv}{v}$

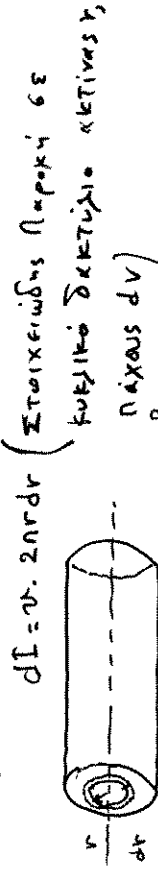


$v = \frac{(P_1 - P_2)}{4\eta L} (R^2 - r^2)$

Εκκέντρωση...

Στρέψη Ροή Νεύτωνια Ροών (Νόμος Poiseuille)

Πάροχος: $I = v \cdot S$



(ομογενή ροή) $\Rightarrow I = \frac{2\pi (P_1 - P_2)}{4\eta L} \int_0^R (R^2 - r^2) v dr$

$\int_0^R (R^2 - r^2) v dr$

$\left(R^2 \int_0^R v dr - \int_0^R r^2 v dr \right)$

$\left(R^2 \frac{vR}{2} - \frac{R^4}{4} \frac{v}{R} \right)$

$I = \frac{\pi R^4 (P_1 - P_2)}{8\eta L} \Delta P$ ← N. Poiseuille

↑ η ακεραιότητα ανάλυσης N. Ohm
 $I = \frac{V}{R}$

$\frac{1}{R} = \frac{\pi R^4}{8\eta L} \Delta P \Rightarrow R = \frac{8\eta L}{\pi R^4} \Delta P$

Συμπέρασμα: Η ταχύτητα είναι
 η αντίθεση προς την αντίσταση ανάλυσης της ροής
 της άκρας των αγγείων ΔP και
 $\Delta P \uparrow$ (πρόσβαση αίματος στα τμήματα)
 $\Delta P \downarrow$ (πρόσβαση αίματος στα τμήματα)

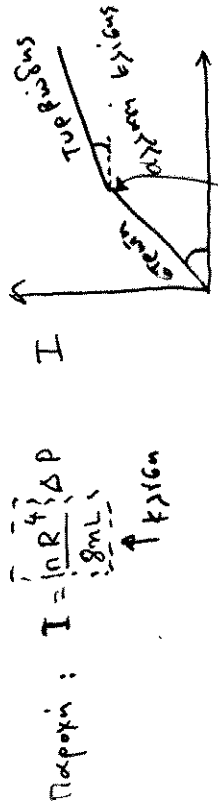
Νευσία Ρευστά - Τυρβώδης Ροή

Θορυβώδης ροή ... στρώσεως αργίων

Ταχύτητα: $\bar{v} = \frac{v_1 - v_2}{4nL} (R^2 - r^2)$

Μέση Ταχύτητα: $\bar{v} = \frac{U_{max} - U_{min}}{2} = \frac{v - \phi}{2}$

$\bar{v} = \frac{(v_1 - v_2)}{2.4nL} (R^2 - r^2) = \frac{(v_1 - v_2)}{8nL} (R^2 - r^2)$



Παροχή: $I = \frac{1}{8nL} \Delta P$

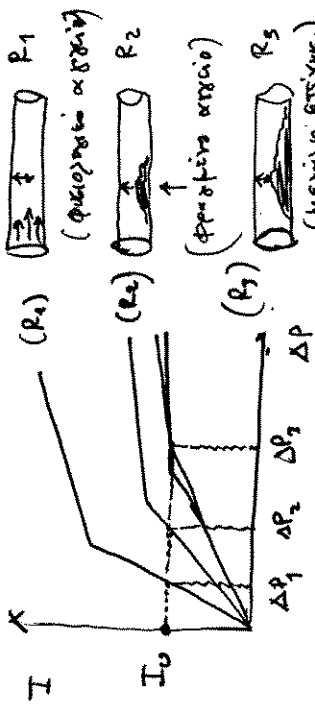
Πότε καταργείται η στρώση και σε τυρβώδη;

Όταν η νόσσητα $Re = \frac{\rho \cdot \bar{v} \cdot R}{\mu}$ > συγκεκριμένη τιμή < " (Σταθερά Reynolds)

Η στρώση που είναι πιο ανθεκτική από των τυρβώδη, διότι η κλίση στο μέγιστο τμήμα της γραμμής παροχής είναι μεγαλύτερη

Επιπτώσεις Στενωτής/Τυρβώδους Ροής

Εάν Αιχμηρή Κυρσοτόπια

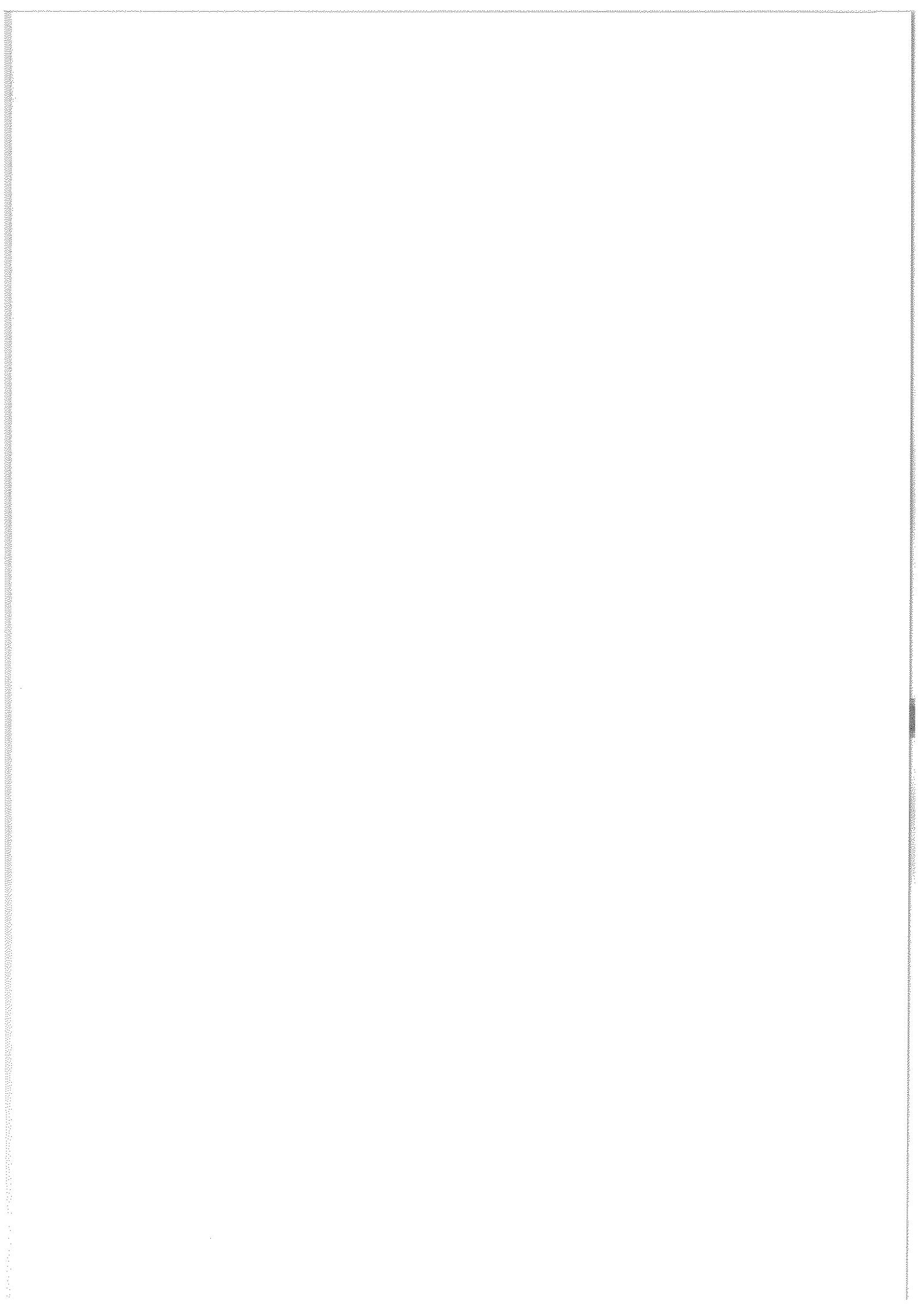


Εάν 2 αγγεία διαφορετικής αντιστάσεως R_1, R_2 με $R_1 > R_2$
 Εάν ο τριτογενής αντιστάση R_3 να είναι R_1, R_2 σε αγγείο μήκους L και αντιστάση $R \Rightarrow$ αντιστάση ΔP_1

Εάν σταματήσει η αγωγή R αλλά η ποιότητα της αγωγής τότε να να διατηρηθεί το I_0 πρέπει να αυξηθεί η ΔP από ΔP_1 σε ΔP_2 , γίνεται με παραγωγή αλλαγών $\left[\frac{R_1}{R_2} \right]^4$

Αν έλθω η στρώση καταργείται η ποιότητα της τυρβώδη τότε αντιστάση ΔP μεγαλύτερη $\Delta P \rightarrow \Delta P_3$

Απαιτούν για αυξημένο ΔP , αντιστάση μεγαλύτερη προσαρμογή από των τμήμα



ΑΤΟΜΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Στα προηγούμενα κεφάλαια, εξετάσθηκε η Κλασσική Φυσική και δόθηκαν εξηγήσεις των φυσικών φαινομένων σε μακροσκοπικό επίπεδο, χωρίς να ληφθούν υπόψη τα ατομικά και κβαντικά φαινόμενα. Στο κεφάλαιο της Ατομικής Φυσικής θα εξετασθεί συνοπτικά η νέα αντίληψη περί ύλης, η οποία, ξεκινώντας από το άτομο, καταλήγει σε όλους τους τομείς της Φυσικής.

Πράγματι, ολόκληρη η μοντέρνα Φυσική, βασιζόμενη στην ατομική θεωρία, αλλάζει τρόπο βλέψης της φυσικής πραγματικότητας. Έτσι, η θερμοδυναμική θεωρία, η θεωρία του Ηλεκτρισμού, η θεωρία της Ελαστικότητας, η θεωρία της Αγωγιμότητας των μετάλλων, η θεωρία της Ακτινοβολίας, κλπ., συμπληρώνονται και βρίσκουν μια μεθοδολογική ενότητα.

Άμεση συνέπεια αυτού του γνωσεολογικού άλματος που προξένησε η Ατομική θεωρία είναι η δημιουργία τελείως καινούργιων πεδίων επιστήμης που σήμερα βρίσκουν την εφαρμογή τους και σε πολλούς τομείς της Ιατρικής (Πυρηνική Ιατρική, Ακτινοδιαγνωστική, Ακτινοθεραπεία, κλπ.).

Είναι πολύ ενδιαφέρουσα μία ιστορική αναδρομή των βημάτων της Ατομικής Φυσικής γιατί τα συμπεράσματα που βγαίνουν απ'αυτή την αναδρομή έχουν τεράστια επιστημολογική σημασία: μας δίνουν τον τρόπο με τον οποίο πλάθεται και εξελίσσεται η επιστημονική σκέψη και μεθόδευση. Πρόδρομοι της Ατομικής Φυσικής υπήρξαν αναμφισβήτητα οι Χημικοί, οι οποίοι, ακολουθώντας μεθόδους της Κλασσικής Φυσικής και Χημείας, προχώρησαν στην ανάλυση των σωμάτων και απέρριψαν την αντίληψη, σύμφωνα με την οποία η Φύση αποτελείται από τέσσερα στοιχεία (πυρ, γη, αήρ, ύδωρ). Έτσι, πρώτοι οι Άγγλοι Priestley και Cavendish απέδειξαν ότι το νερό είναι ένωση υδρογόνου και οξυγόνου, ενώ λίγο αργότερα, το 1789, χρονιά της Γαλλικής Επανάστασης, ο Lavoisier δίνει ένα πρώτο ορισμό του Χημικού στοιχείου και καταρτίζει ένα πίνακα αποτελούμενο από 33 στοιχειώδεις ουσίες από τις οποίες πάνω από 20 θεωρούνται και σήμερα σαν χημικά στοιχεία. Είναι όμως στις αρχές τους 19ου αιώνα, δηλαδή μετά από δύομισυ χιλιετηρίδες, που το άτομο μετασχηματίζεται από μια αφηρημένη φιλοσοφική ιδέα σε υλική πραγματικότητα. Συγκεκριμένα, το 1803, ο Dalton προτείνει την ατομική υπόθεση επί πειραματικής βάσης για να εξηγήσει τους νόμους των Χημικών συνθέσεων.

Η υπόθεση συνίσταται στις εξής προτάσεις:

(α) Τα χημικά στοιχεία αποτελούνται από σωματίδια ύλης, άτομα, τα οποία

δε διαιρούνται με καμιά χημική επεξεργασία και μένουν αναλλοίωτα κατά τις χημικές αλλαγές.

(β) Όλα τα άτομα του αυτού στοιχείου είναι ίδια, διάφορα στοιχεία έχουν άτομα διαφόρου βάρους, κάθε στοιχείο χαρακτηρίζεται από το βάρος του ατόμου και τα συνδυαζόμενα βάρη των στοιχείων αντιπροσωπεύουν τα συνδυαζόμενα βάρη των αντίστοιχων ατόμων τους.

(γ) Χημικές ενώσεις σχηματίζονται με την ένωση ατόμων διαφόρων στοιχείων σε απλές αριθμητικές αναλογίες, π.χ. 1, 1/2, 2/1, κλπ.

Η Ατομική υπόθεση του Dalton αποτελεί ένα μεθοδολογικό άλμα. Βασισμένος σε μακροσκοπικά δεδομένα, τις χημικές αντιδράσεις μακροσκοπικών ποσοτήτων, δημιουργεί ένα μοντέλο για αντικείμενα, τα άτομα, τα οποία δεν μπορούν να παρατηρηθούν άμεσα. Πράγματι, τα άτομα παρατηρούνται μόνο έμμεσα, διά μέσου των Φυσικών και Χημικών αποτελεσμάτων τους.

2. ΑΡΧΗ ΑΥΟΓΑΔΡΟ ΚΑΙ ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΑΤΟΜΙΚΩΝ ΒΑΡΩΝ

Με βάση την "ατομική υπόθεση", ο Dalton, προσπάθησε να προσδιορίσει τα σχετικά βάρη των ατόμων. Δεδομένου ότι τα απόλυτα βάρη των ατόμων των χημικών στοιχείων είναι πολύ μικρά για να ζυγιστούν άμεσα, εκρίθη σκόπιμο να εκφραστούν τα ατομικά βάρη σε σχέση με ένα συγκεκριμένο άτομο, λαμβανόμενο σαν αναφορά σ'αυτή τη διαδικασία. Ο Dalton επέλεξε σαν άτομο αναφοράς το άτομο του υδροχόνου και, μετά από μια μεγάλη σειρά χημικών πειραμάτων, έδωσε στη δημοσιότητα μια κλίμακα ατομικών βαρών των χημικών στοιχείων. Η προτεινόμενη από τον Dalton κλίμακα, αποδεικνύεται εσφαλμένη. Βασικό σφάλμα στους συλλογισμούς του Dalton είναι η αδυναμία διάκρισης των ατόμων από τα μόρια στους τύπους των χημικών ενώσεων. Λίγο αρχότερα, ο Ιταλός Avogadro συμφιλιώνει την ατομική υπόθεση του Dalton με το νόμο του Gay Lussac, διατυπώνοντας την αρχή ότι ίσοι όγκοι αερίων, υπό τις ίδιες συνθήκες, περιέχουν τον ίδιο αριθμό μορίων. Με βάση αυτή την αρχή, βρίσκονται τα μοριακά βάρη των χημικών ενώσεων των αερίων. Πράγματι:

$$\frac{\text{μοριακό βάρος αερίου}}{\text{μοριακό βάρος οξυχόνου}} = \frac{\text{βάρος όγκου αερίου}}{\text{βάρος ίσου όγκου οξυχόνου}}$$

Θέτοντας αυθαίρετα το μοριακό βάρος του οξυχόνου ίσο προς 32, βρίσκεται το μοριακό βάρος οποιουδήποτε αερίου με μακροσκοπικές μεθόδους. Για τις σε στερεά κατάσταση χημικές ενώσεις, το μοριακό βάρος βρίσκεται από τις ενώσεις τους με το οξυγόνο. Το πρόβλημα του προσδιορισμού των

ατομικών βαρών ελεύθη 40 χρόνια αργότερα από τον Canizzaro ο οποίος συμπλήρωσε την αρχή του Avogadro κάνοντας την εξής προσθήκη: "Τα αέρια αποτελούνται από σωματίδια, "τα μόρια", το κάθε μόριο περιέχει περισσότερα από ένα άτομα και το μοριακό βάρος είναι ίσο με το άθροισμα των συμβατικών ατομικών βαρών των στοιχείων που συνιστούν την αέριο ένωση".

Κατά συνέπεια, διαιρώντας το μοριακό βάρος ενός αερίου διά του αριθμού των ατόμων ανά μόριο, βρίσκουμε το ατομικό βάρος του αερίου. Με γνωστά πλέον τα ατομικά βάρη των αερίων και μελετώντας μια σειρά χημικών αντιδράσεων μεταξύ στοιχείων με γνωστό ατομικό βάρος και στοιχείων με άγνωστο ατομικό βάρος, σχηματίζεται η χημική κλίμακα των ατομικών βαρών όλων των στοιχείων.

3. ΜΕΓΕΘΟΣ ΤΩΝ ΑΤΟΜΩΝ

Ορίζεται σαν γραμμομόριο (mole) μιας χημικής ένωσης, η ποσότητα της χημικής ένωσης της οποίας το βάρος σε γραμμάρια ισούται αριθμητικά προς το μοριακό της βάρος. Με δεδομένο τον προηγούμενο ορισμό, σύμφωνα με την αρχή του Avogadro, ο αριθμός των μορίων ανά γραμμομόριο μιας οποιασδήποτε χημικής ένωσης, είναι σταθερός και λέγεται αριθμός του Avogadro. Επομένως, η απόλυτη μάζα ενός μορίου μιας οποιασδήποτε χημικής ένωσης, μπορεί να υπολογιστεί αν είναι γνωστός ο αριθμός των μορίων ανά γραμμομόριο, δηλαδή ο αριθμός του Avogadro. Ο προσδιορισμός του αριθμού του Avogadro έγινε αρκετά αργότερα, με διάφορους τρόπους. Μια πολύ ακριβής μέθοδος βασίζεται στον νόμο του Faraday για την ηλεκτρόλυση. Σύμφωνα με αυτή τη μέθοδο, ευρέθη ότι:

$$N_0 = \frac{F}{e} = 6.02 \cdot 10^{23} \quad (1)$$

Επομένως, ένα γραμμομόριο ύδατος (H_2O) που έχει βάρος 18gr και όγκο 18cm^3 , περιέχει $6.02 \cdot 10^{23}$ μόρια. Αν τα μόρια του νερού ήταν κύβοι τοποθετημένοι ο ένας δίπλα στον άλλο, καθένας θα είχε όγκο:

$$\frac{18}{6.02 \cdot 10^{23}} = 3 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^3$$

Αν τα μόρια ήταν σφαίρες (λόγω διαφορετικής τοπολογίας), η κάθε μια θα είχε όγκο ίσο με $2 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^3$ ή ακτίνα

$$r = 1.7 \cdot 10^{-8} \text{ cm} \quad (2)$$

Κατά συνέπεια η τάξη μεγέθους των μορίων και προσεγγιστικά των ατόμων είναι 10^{-8} cm .

4. ΔΟΜΗ ΤΩΝ ΑΤΟΜΩΝ

Το 1869, ο Ρώσος Χημικός Mendelyeev διαπίστωσε ότι τα Χημικά στοιχεία, ταξινομημένα κατά αυξανόμενο ατομικό βάρος, εμφανίζουν περιοδικότητα των ιδιοτήτων τους. Κατατάσσοντας τα Χημικά στοιχεία κατά περιόδους, βάζοντας κάτω από κάθε στοιχείο το αμέσως βαρύτερο που εμφανίζει τις ίδιες χημικές ιδιότητες, σχημάτισε το περιοδικό σύστημα. Ο σχηματισμός του περιοδικού συστήματος, υπήρξε η βασικότερη ένδειξη εσωτερικής δομής των ατόμων. Ήταν πλέον φανερό ότι οι διαφορετικές χημικές ιδιότητες των στοιχείων οφείλονταν στη διαφορετική δομή των ατόμων τους.

Όπως φαίνεται από αυτή τη σύντομη ιστορική αναδρομή, η Ατομική Φυσική άρχισε να αναπτύσσεται αφού η λεγόμενη Κλασσική Μακροφυσική είχε φτάσει στα τελικά στάδια της εξέλιξής της.

Η πορεία της Ατομικής έρευνας στηρίζεται στη μοντελοποίηση. Από τα πρώτα αποτελέσματα τυχαίων παρατηρήσεων ή προσχεδιασμένων πειραμάτων, δημιουργείται ένα μοντέλο του σωματιδίου (ατόμου) ώστε να εξηγηθούν τα παρατηρούμενα φαινόμενα. Από αυτό τό πρώτο προσεχιστικό μοντέλο, βγαίνουν ορισμένα συμπεράσματα χύρω από τη συμπεριφορά του ατόμου σε άλλα πειράματα. Γίνεται δηλαδή μια πρόβλεψη βάσει μοντέλου. Αυτά τα πειράματα εκτελούνται, αν είναι δυνατόν, και τα αποτελέσματά τους μας οδηγούν στην επιβεβαίωση των υποθέσεων, στην αλλαγή τους ή στην τελειοποίησή τους.

Μόλις επιτευχθεί μια σύμπτωση μεταξύ του μοντέλου του ατόμου και των πειραματικά αποδεδειγμένων ιδιοτήτων του, τότε αρχίζει η θεωρητική μελέτη του μοντέλου.

Είναι σημαντικό να γίνει κατανοητό ότι, αρχικά, η θεωρία δεν επιδιώκει να περιγράψει τη συμπεριφορά του ατόμου αλλά αναφέρεται στις ιδιότητες του μοντέλου του το οποίο σαφώς, στα βασικότερα σημεία, βρίσκεται σε αρμονία με το πραγματικό άτομο.

5. ΜΟΝΤΕΛΟ ΤΟΥ RUTHERFORD

Με το σχηματισμό του περιοδικού συστήματος και την επαναστατική, για την Πυρηνική Φυσική, ανακάλυψη, το 1897, ενός ενδοατομικού σωματίου, του ηλεκτρονίου, ετέθη το θέμα της συγκρότησης του ατόμου. Το 1898, ο Thomson, πρότεινε ένα υπόδειγμα ατόμου με σφαιρικό σχήμα. Σύμφωνα με το μοντέλο αυτό, το θετικό φορτίο είναι κατανεμημένο ομοιόμορφα σε όλο το

άτομο, ενώ τα ηλεκτρόνια είναι εντοπισμένα σε συγκεκριμένες θέσεις (δεν αναφέρεται όμως στη συγκεκριμενοποίηση της θέσης).

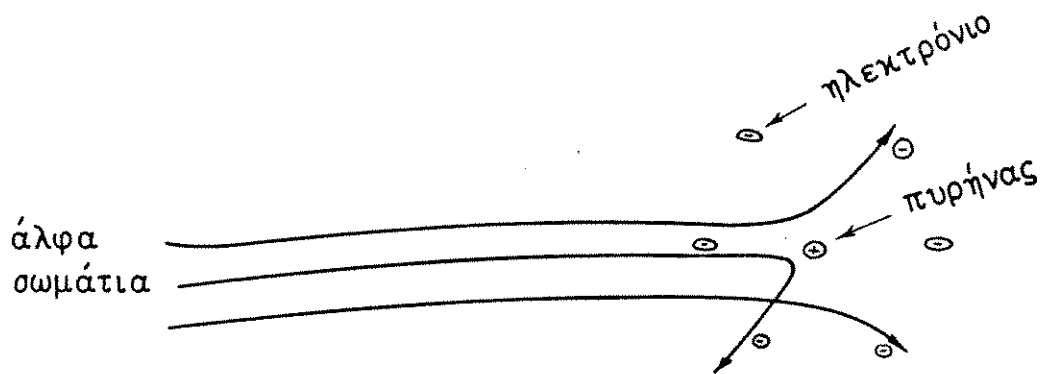
Η επεξεργασία του υποδείγματος Thomson οδήγησε σε πειράματα σκεδάσεως σωματίων α πάνω σε λεπτό μεταλλικό φύλλο. Τα πειράματα ήταν αρνητικά για το προτεινόμενο υπόδειγμα αλλά έδωσαν χρήσιμες πληροφορίες για τη συγκρότηση του ατόμου. Η παρατήρηση που δημιούργησε μεγάλο ενδιαφέρον μεταξύ των ερευνητών ήταν ότι, ενώ η πλειοψηφία των σωματίων α διαπερνούσε το λεπτό μεταλλικό φύλλο συνεχίζοντας στην αρχική της κατεύθυνση ή με ελαφρές παρεκκλίσεις, ένα μικρό τμήμα των α παρέκκλινε σε πολύ μεγάλες γωνίες, εξερχόμενο του μεταλλικού φύλλου. Ο Geiger και ο Marsden (1909), ανάφεραν ότι ένα σωματίο α στις οκτώ χιλιάδες εσκεδάζεται υπό γωνία 90° από τη διεύθυνση πρόσπτωσης. Η δικαιολόγηση ενός τέτοιου αποτελέσματος, λόγω μαγνητικής παρέκκλισης του σωματίου α , απαιτεί την παρουσία ενός πεδίου πολύ μεγάλου μεγέθους.

Μία πρώτη ερμηνεία που στηρίζε το μοντέλο Thomson, απέδιδε αυτή τη μεγάλη παρέκκλιση στο αθροιστικό αποτέλεσμα πολλών μικρών παρεκκλίσεων των ηλεκτρονίων που είχαν όλες την ίδια κατεύθυνση. Αυτή η ερμηνεία όμως, αποδείχθη αβάσιμη από τον Rutherford ο οποίος έλαβε υπόψη του την κατά πολύ μεγαλύτερη μάζα, ροπή και κινητική ενέργεια του σωματίου α σε σχέση με το ηλεκτρόνιο. Από αυτά τα πειράματα σκεδασμού, ο Rutherford συμπέρανε ότι είναι πολύ πιο απλό να θεωρηθεί ότι το άτομο περιέχει ένα κεντρικό θετικό φορτίο (λόγω του ότι το σωματίο α είναι θετικό) καταμεμημένο σε ένα πολύ μικρό όγκο. Με άλλα λόγια, ο Rutherford ανέτρεψε το μοντέλο Thomson και θεώρησε ότι το θετικό φορτίο του ατόμου δεν είναι ομοιόμορφα καταμεμημένο σε όλη την ατομική σφαίρα, αλλά είναι συγκεντρωμένο σε μια μικρή περιοχή στο κέντρο του ατόμου που αρχότερα απεκήθη πυρήνας.

Η υπόθεση του Rutherford εξηγεί ικανοποιητικά τις μεγάλες γωνίες σκεδασμού. Πράγματι, τα θετικά φορτισμένα σωματίια α , πλησιάζοντας πολύ κοντά στον θετικά φορτισμένο πυρήνα, υφίστανται μεγάλη απώθηση. Επειδή μάλιστα, ο υποτιθέμενος πυρήνας είναι πολύ μικρός σε σχέση με ολόκληρο το άτομο, εξηγείται και το γεγονός ότι μόνο ένα μικρό μέρος των προσπιπώντων σωματίων α πλησιάζει αρκετά τον πυρήνα ώστε να υποστεί μια τόσο δυνατή παρέκκλιση (βλ. σχήμα 1).

Με βάση τα παραπάνω πειράματα σκεδασμού και την υπόθεση του πυρήνα, ο Rutherford έδωσε στη δημοσιότητα το 1912 ένα μοντέλο σύμφωνα με το οποίο το άτομο αποτελείται από ένα κεντρικό πυρήνα και από τα ηλεκτρόνια που διαγράφουν τροχιές γύρω από αυτόν. Επιπλέον, το σύνολο του ατόμου, βρίσκεται σε ουδέτερη κατάσταση γιατί το αλγεβρικό άθροισμα των φορτίων του θετικού πυρήνα και των αρνητικών ηλεκτρονίων είναι μηδέν. Λίγο αρχότερα, το 1913, στο Εργαστήριο του Rutherford, ο Geiger και ο Marsden,

έκαναν πειράματα με διάφορα υλικά σκεδασμού των σωματίων α και επαλήθευσαν τα θεωρητικά συμπεράσματα του δασκάλου τους. Σύμφωνα με την συλλογιστική του Rutherford, όσο μεγαλύτερη είναι η γωνία σκεδασμού του σωματίου α , τόσο περισσότερο αυτό πλησίασε τον πυρήνα πριν απωθηθεί προς τα πίσω. Προσδιορίζοντας τη μέγιστη γωνία σκεδασμού του α , μπορεί να υπολογιστεί η μικρότερη απόσταση στην οποία αυτό μπορεί να πλησιάσει τον πυρήνα. Κατ'αυτόν τον τρόπο, μπορεί να δοθεί και μία προσεγγιστική εκτίμηση του μεγέθους του πυρήνα ο οποίος δεν πρέπει να νοείται σαν μία συμπαγής σφαίρα αλλά σαν πεδίο δυνάμεων.



Σχήμα 1 : Γραφική παράσταση των πειραμάτων σκεδασμού του Geiger et al

Όπως ήταν γνωστό από τότε, το σωματίο α , φέρει δύο θετικές μονάδες φορτίου ($+2e$). Ο πυρήνας έχει θετικό φορτίο ίσο και αντίθετο με το φορτίο Ze των ηλεκτρονίων όπου Z είναι προσεγγιστικά το μισό του ατομικού βάρους των στοιχείων του σκεδάζοντος υλικού. Εφαρμόζοντας τον νόμο του Coulomb στη μελέτη της σκέδασης, βρίσκουμε ότι η ηλεκτροστατική δύναμη απώθησης που εφαρμόζεται μεταξύ πυρήνα και σωματίου α , όταν τα κέντρα τους ευρίσκονται σε απόσταση x , δίνεται από την σχέση:

$$2e \frac{Ze}{x^2} = \frac{2Ze^2}{x^2} \quad (3)$$

και η δυναμική ενέργεια της απώθησης (έργο των δυνάμεων απώθησης), βρίσκεται με την ολοκλήρωση της σχέσης (3) από το άπειρο μέχρι την ελάχιστη μεταξύ τους απόσταση d και το αποτέλεσμα είναι:

$$\begin{aligned} \int_{\infty}^d \frac{2Ze^2}{x^2} dx &= 2Ze^2 \int_{\infty}^d \frac{dx}{x^2} = 2Ze^2 \left[-1/x \right]_{\infty}^d \\ &= \frac{2Ze^2}{d} - 0 = \frac{2Ze^2}{d} \end{aligned} \quad (4)$$

Υποθέτουμε ότι το σωματίο α έχει μάζα m_α και ταχύτητα u_α , επομένως πλησιάζει τον ατομικό πυρήνα ακολουθώντας τη γραμμή σύνδεσης των κέντρων τους με κινητική ενέργεια $1/2 m_\alpha u_\alpha^2$. Όσο το σωματίο πλησιάζει, η δυναμική ενέργεια της απώθησης μεγαλώνει, επειδή το x συνεχώς μειώνεται, μέχρι να φτάσει σε ένα σημείο όπου αυτή η ενέργεια μόλις ισορροπεί την κινητική ενέργεια με την οποία το σωματίο α κινείται προς τον πυρήνα. Σ' αυτό το σημείο, το σωματίο α σταματά στιγμιαία και χυρίζεται προς τα πίσω.

Η μικρότερη απόσταση d_0 , στην οποία μπορεί να πλησιάσει τον πυρήνα βρίσκεται από την εξίσωση της απωθητικής δυναμικής ενέργειας με την κινητική ενέργεια του σωματίου α , δηλ.:

$$\frac{2Ze^2}{d_0} = \frac{m_\alpha u_\alpha^2}{2} \quad \longrightarrow \quad d_0 = \frac{4Ze^2}{m_\alpha u_\alpha^2} \quad (5)$$

Από τότε ήταν γνωστό (Thomson 1897), ότι το φορτίο του ηλεκτρονίου είναι $4.80 \cdot 10^{-10}$ ΗΣΜ και η μάζα του σωματίου α είναι σχεδόν ίδια με αυτή του ατόμου του ηλίου του οποίου η μάζα προκύπτει διαιρώντας το ατομικό βάρος 4.00 διά του αριθμού του Avogadro $6.02 \cdot 10^{23}$. Η μέση ταχύτητα των χρησιμοποιούμενων σωματίων α , ευρέθη πειραματικά ίση περίπου με $1.5 \cdot 10^9$ cm/sec. Κάνοντας τους υπολογισμούς, βρίσκεται ότι για υλικά σκέδασης με Z περίπου ίσο με 20, η ακτίνα του πυρήνα είναι της τάξης των 10^{-13} cm.

Μία σύνθεση των διάφορων μεθόδων του προσδιορισμού της πυρηνικής ακτίνας δίνει για τους μη ελαφρούς πυρήνες την παρακάτω σχέση:

$$R = 1.25 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{ cm} \quad (6)$$

όπου A είναι ο μαζικός αριθμός του ατόμου.

Το μοντέλο του Rutherford υπήρξε ένα σημαντικότερο βήμα στην κατανόηση της δομής του ατόμου γιατί εισήγαγε τον πυρήνα ο οποίος περιέχει σχεδόν όλη την ατομική μάζα, εκτίμησε το φορτίο και τις διαστάσεις του. Επιπλέον, στο μοντέλο, υποστηρίζεται ότι γύρω από τον πυρήνα περιστρέφονται ηλεκτρόνια κατανεμημένα με τέτοιο τρόπο ώστε να δίνουν στο άτομο ολική ακτίνα 10^{-8} cm. Ενώ όμως δίνεται μια αρκετά σωστή εικόνα της δομής του ατόμου, το υπόδειγμα παρουσιάζει πολλές ελλείψεις γιατί δεν εξηγεί την παρατηρούμενη σταθερότητα της προτεινόμενης δομής η οποία τουναντίον βρίσκεται σε αντίθεση με την κλασική θεωρία του ηλεκτρομαγνητισμού. Επίσης, δεν εξηγούνται οι παρατηρούμενες πειραματικά γραμμές των ατομικών φασμάτων εκπομπής.

6. ΑΤΟΜΙΚΑ ΦΑΣΜΑΤΑ

Ένα πρόβλημα λοιπόν που έπρεπε να λύσει η θεωρία της Ατομικής δομής, είναι εκείνο των γραμμικών φασμάτων εκπομπής των στοιχείων.

Αναλύοντας, με ένα πρίσμα, μία δέσμη φωτός εκπεμπόμενη είτε από αέριο στοιχείο στο οποίο γίνεται ηλεκτρική εκκένωση, είτε από φλόγα στην οποία ετέθη άλας, παρατηρείται γραμμικό φάσμα. Δηλ., αντί συνεχούς λωρίδας χρωμάτων, εμφανίζονται απομονωμένες γραμμές οι οποίες αντιστοιχούν σε ορισμένες συχνότητες ακτινοβολίας. Οι συχνότητες αυτές καθορίζουν το εκπέμπον στοιχείο και επομένως, το φάσμα αποτελεί χαρακτηριστική ιδιότητα των ατόμων του στοιχείου.

Ο Ryndberg, βρήκε εμπειρικά ότι οι γραμμές του ορατού φάσματος του υδρογόνου (καλούμενες σήμερα σειρά του Balmer), μπορούν να περιγραφούν μαθηματικά διά μίας σχέσης που δίνει τον κυματικό αριθμό $\bar{\nu}$ των συχνοτήτων του φάσματος. Ο κυματικός αριθμός, είναι ο αριθμός των κυμάτων ανά cm διαδρομής φωτός ($\bar{\nu} = 1/\lambda$).

Η σχέση που βρήκε, μέσω των πειραμάτων του ο Ryndberg, είναι η ακόλουθη:

$$\bar{\nu} = R_H \left[\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right] \quad (7)$$

όπου R_H είναι η σταθερά του Ryndberg για το υδρογόνο.

($R_H = 109677.575 \text{ cm}^{-1}$) και $n=3,4,5,\dots$

Είναι φανερό ότι απαιτείται πολύ μεγάλη ενόραση, από πλευράς πειραματιστή, για να καταλήξει στην προαναφερόμενη εμπειρική φόρμουλα. Βέβαια, πρέπει να σημειωθεί ότι αυτή η ενόραση δεν έχει μεταφυσικό χαρακτήρα αλλά απορρέει από τη θεωρία και την αναζήτηση ενός συγκεκριμένου μηχανισμού εκπομπής.

Εκτός της ορατής σειράς, το φάσμα του Υδρογόνου περιέχει και άλλες, δηλαδή τη σειρά του υπεριώδους και τις δύο σειρές των υπερύθρων.

Ο Ryndberg, έκανε ένα βήμα ακόμα πιο πέρα διαπιστώνοντας ότι μία σειρά φασματικών γραμμών οποιουδήποτε στοιχείου μπορεί να δοθεί από το γενικό τύπο:

$$\bar{\nu} = R \left[\frac{1}{(m+\alpha)^2} - \frac{1}{(n+\beta)^2} \right] \quad (8)$$

όπου R = σταθερά χαρακτηριστική του στοιχείου.

α, β = σταθερές χαρακτηριστικές της σειράς των γραμμών.

m = ακέραιος για κάθε σειρά.

n = ακέραιος μεταβλητός ($n > m$)

Τα γραμμικά φάσματα ορισμένων στοιχείων, είναι απλά. Συνήθως όμως παρουσιάζουν διπλές γραμμές, τριπλές κλπ., οπότε απαιτούνται περισσότερες εξισώσεις για την περιγραφή τους. Επιπλέον, εμφανίζονται φασματικές αλληλαχές, όταν επιβληθεί ηλεκτρικό ή μαγνητικό πεδίο στα εκπέμποντα το φως άτομα. Παρόλα αυτά, ο απλός τρόπος έκφρασης των φασματικών γραμμών υποδηλώνει ότι υπάρχει στο άτομο απλός μηχανισμός εκπομπής των φασμάτων. Αυτός ο μηχανισμός έπρεπε να βρεθεί και να εξηγηθεί βάσει της θεωρίας της ατομικής δομής.

7. ΤΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΤΟΥ BOHR ΓΙΑ ΤΗΝ ΑΤΟΜΙΚΗ ΔΟΜΗ ΚΑΙ ΤΑ ΑΤΟΜΙΚΑ ΦΑΣΜΑΤΑ

Αμέσως μετά το υπόδειγμα του Rutherford, ο Bohr (1913), διατύπωσε τη θεωρία του περί δομής του ατόμου, εξηγώντας πολλές από τις ιδιότητες των ατομικών φασμάτων. Προπαντός όμως, έλυσε το βασικότερο πρόβλημα του υποδείγματος Rutherford, δηλαδή τη σταθερότητα του συστήματος πυρήνας-ηλεκτρόνια. Ο Bohr, στήριξε την ατομική θεωρία του σε τρία θεμελιώδη αξιώματα που περιέχουν όλα τα θετικά στοιχεία του υποδείγματος Rutherford συνδυάζοντάς τα με την κβαντική θεωρία του Planck και του Einstein.

Αξίωμα 1: Το άτομο αποτελείται από ένα κεντρικό πυρήνα που περιέχει όλα τα θετικά φορτία και σχεδόν όλη τη μάζα του ατόμου. Τα ηλεκτρόνια κινούνται γύρω από τον πυρήνα σε ευσταθείς τροχιές όπως οι πλανήτες γύρω από τον ήλιο.

Είναι γνωστό από την κλασσική Φυσική ότι μια τέτοια περιστροφική κίνηση μπορεί να γίνει μόνο αν υπάρχει μια ελκτική δύναμη με κατεύθυνση προς το κέντρο. Μια τέτοια κεντρομόλος δύναμη F_e , είναι η δύναμη του Coulomb, που εξασκείται στο ηλεκτρόνιο λόγω του θετικού φορτίου του πυρήνα. Η ύπαρξη της κεντρομόλου απορρέει από το γεγονός ότι το ηλεκτρόνιο, στην τροχιά του, αλλάζει συνεχώς κατεύθυνση και επομένως αλλάζει κατεύθυνση και το άνυσμα της ταχύτητάς του. Σύμφωνα με την Κλασσική Μηχανική, από την κεντρομόλο δίνεται στο ηλεκτρόνιο μια επιτάχυνση που εκφράζεται διά μέσου της σχέσης:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{v^2}{r} \quad (9)$$

όπου r είναι η ακτίνα της τροχιάς του ηλεκτρονίου.

Εφαρμόζοντας τον δεύτερο νόμο της Μηχανικής έχουμε:

$$\vec{F} = m\vec{a} = m\frac{d\vec{v}}{dt} \longrightarrow F_c = m_e\frac{d\vec{v}}{dt} \quad (10)$$

λαμβάνοντας υπόψη τη σχέση 9, συνάχεται ότι:

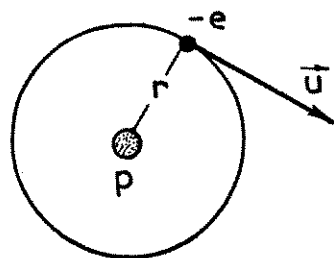
$$F_c = m_e\frac{v^2}{r} \quad (11)$$

Επειδή υπάρχει ισορροπία δυνάμεων, έχουμε $F_e = F_c$, δηλαδή για ένα ηλεκτρόνιο ενός ατόμου που έχει Z ηλεκτρόνια και που κινείται σε μια τροχιά ακτίνας r , ισχύει η σχέση:

$$\frac{m_e v^2}{r} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (12)$$

$4\pi\epsilon_0$ γιατί χρησιμοποιούμε το MKS
Για την απλούστερη περίπτωση που αντιστοιχεί στο άτομο του υδρογόνου που περιέχει ένα μόνο ηλεκτρόνιο ισχύει η σχέση:

$$\frac{m_e v^2}{r} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (13)$$



Σχήμα 2 : Άτομο υδρογόνου

Η έννοια των τροχιακών ηλεκτρονίων περιέχει ένα σοβαρό πρόβλημα. Πράγματι, οι νόμοι της κλασικής Φυσικής καθορίζουν ότι όλα τα επιταχυνόμενα φορτία εκπέμπουν ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία με την αντίστοιχη απώλεια ενέργειας. Έτσι, τα τροχιακά ηλεκτρόνια θα αναμενόταν να χάνουν συνεχώς ενέργεια και στο τέλος να πέσουν πάνω στον πυρήνα διαλύοντας το άτομο. Για να ξεπεραστεί αυτό το πρόβλημα, ο Bohr πρόσθεσε άλλα δύο αξιώματα.

Αξίωμα 2 Τα ηλεκτρόνια του ατόμου μπορεί να βρίσκονται μόνο σε συγκεκριμένες τροχιές ή ενεργειακά επίπεδα. Όταν τα τροχιακά ηλεκτρόνια είναι σε ευσταθή κατάσταση, εντός της συγκεκριμένη τροχιάς, δεν εκπέμπεται ακτινοβολία μολονότι τα ηλεκτρόνια επιταχύνονται.

Αξίωμα 3 Εκπομπή ή απορρόφηση ακτινοβολίας από ένα άτομο έχουμε μόνο όταν ένα ηλεκτρόνιο μεταβαίνει από μια ευσταθή κατάσταση σε μια άλλη διαφορετικής ενέργειας. Η ενέργεια της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας (φωτόνια) δίνεται από τη διαφορά ενέργειας μεταξύ της αρχικής και της

τελικής κατάστασης του ηλεκτρονίου, δηλαδή:

$$E_p = E_{ap} - E_{τελ} = h\nu \quad (14)$$

Με την προσθήκη των αξιωματικών 2 και 3, ο Bohr εφαρμόζει την κβαντική θεωρία που είχε ήδη διατυπωθεί από τον Planck το 1900 και δίνει το πρόβλημα των παρατηρούμενων γραμμικών φασμάτων εκπομπής. Στη βάση της κβαντικής θεωρίας, το μοντέλο του Bohr ορίζει ότι το ηλεκτρόνιο μπορεί να περιστρέφεται μόνο σε εκείνες τις τροχιές που έχουν χωνιακή ορμή (στροφομή) που είναι πολλαπλάσιο του $h/2\pi$.

Αυτή η κβαντοποίηση εκφράζεται μαθηματικά από τη σχέση:

$$q = m_e v r = nh/2\pi \quad (15)$$

όπου h είναι η σταθερά του Planck που προσδιορίζεται στην κβαντομηχανική και n είναι ένας θετικός ακέραιος καλούμενος κύριος κβαντικός αριθμός.

Με αυτή την κβαντοποίηση των τροχιών, συνδυάζοντας τις σχέσεις (13) και (15), συνεπάγεται ότι οι ακτίνες των επιτρεπτών τροχιών και οι αντίστοιχες ταχύτητες των ηλεκτρονίων δίνονται από τις σχέσεις:

$$v = \frac{Ze^2}{2\epsilon_0 n h} \quad r = \frac{\epsilon_0 n^2 h^2}{Ze^2 m_e \pi} \quad (16)$$

Όπως βλέπουμε, από τη σχέση (16), οι επιτρεπτές ακτίνες των ηλεκτρονίων αλλάζουν με το τετράγωνο του κύριου κβαντικού αριθμού n .

Η λογική του Bohr, ως προς την εφαρμογή της κβαντομηχανικής αρχής και τις επιτρεπτές τροχιές του ηλεκτρονίου, βρήκε έξοχη επαλήθευση και εμπλουτισμό από τις κατοπινές εργασίες του Einstein και του de Broglie. Αυτές οι εργασίες παράλληλα, έλυσαν και την αυθαιρεσία των αξιωμάτων του Bohr αφού τα σύνδεσαν με τις καθολικά νέες αντιλήψεις της μοντέρνας Φυσικής.

Πρέπει να τονισθεί ότι ο Bohr στη διατύπωση της Ατομικής θεωρίας του, εργάστηκε από τη μια στηριζόμενος στο υπόδειγμα Rutherford και τις κβαντικές αρχές του Planck, και από την άλλη στα πειραματικά δεδομένα του Ryndberg. Επομένως, το μοντέλο του είναι αποτέλεσμα σύνθεσης προγενέστερων ή σύγχρονων θεωρητικών και πειραματικών εργασιών και όχι απόρροια μιας υπερφυσικής ενόρασης.

Η δυναμική ενέργεια ενός τροχιακού ηλεκτρονίου εκφράζει την ενέργεια που είναι απαραίτητη για να μεταβεί το ηλεκτρόνιο από μια δοσμένη ενεργειακή στάση (τροχιά) ακτίνας r , σε άπειρη απόσταση από τον πυρήνα. Ορίζοντας ότι η δυναμική ενέργεια ενός ηλεκτρονίου σε ηρεμία είναι μηδεν όταν βρίσκεται σε άπειρη απόσταση από τον πυρήνα, συνάχεται ότι η δυναμική

ενέργεια των τροχιακών ηλεκτρονίων είναι αρνητική. Αυτός ο ορισμός εκφράζει τη φυσική πραγματικότητα γιατί, για να αποσπασθεί ένα ηλεκτρόνιο από το άτομο, πρέπει να του δοθεί ενέργεια.

Για ένα ηλεκτρόνιο σε τροχιά ακτίνας r , ενός ατόμου με ατομικό αριθμό z , η δυναμική ενέργεια λόγω πεδίου Coulomb, είναι:

$$U = \int_r^{\infty} -F dx = \int_r^{\infty} \frac{-Ze^2}{x^2 4\pi\epsilon_0} dx = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (17)$$

Η κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου είναι:

$$T = \frac{1}{2} m_e v^2 \quad (18)$$

Λύνοντας τη σχέση (12) ως προς v και αντικαθιστώντας έχουμε ότι:

$$T = \frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r} \quad (19)$$

Επειδή η ολική ενέργεια του ηλεκτρονίου είναι:

$$E = T + U \quad (20)$$

συνάγεται ότι:

$$E = \frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 r} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (21)$$

Αντικαθιστώντας στη σχέση (21) την τιμή του r που δίνεται από τη σχέση (16) έχουμε ότι για τα διάφορα ενεργειακά επίπεδα (τροχιές) ισχύει ο τύπος:

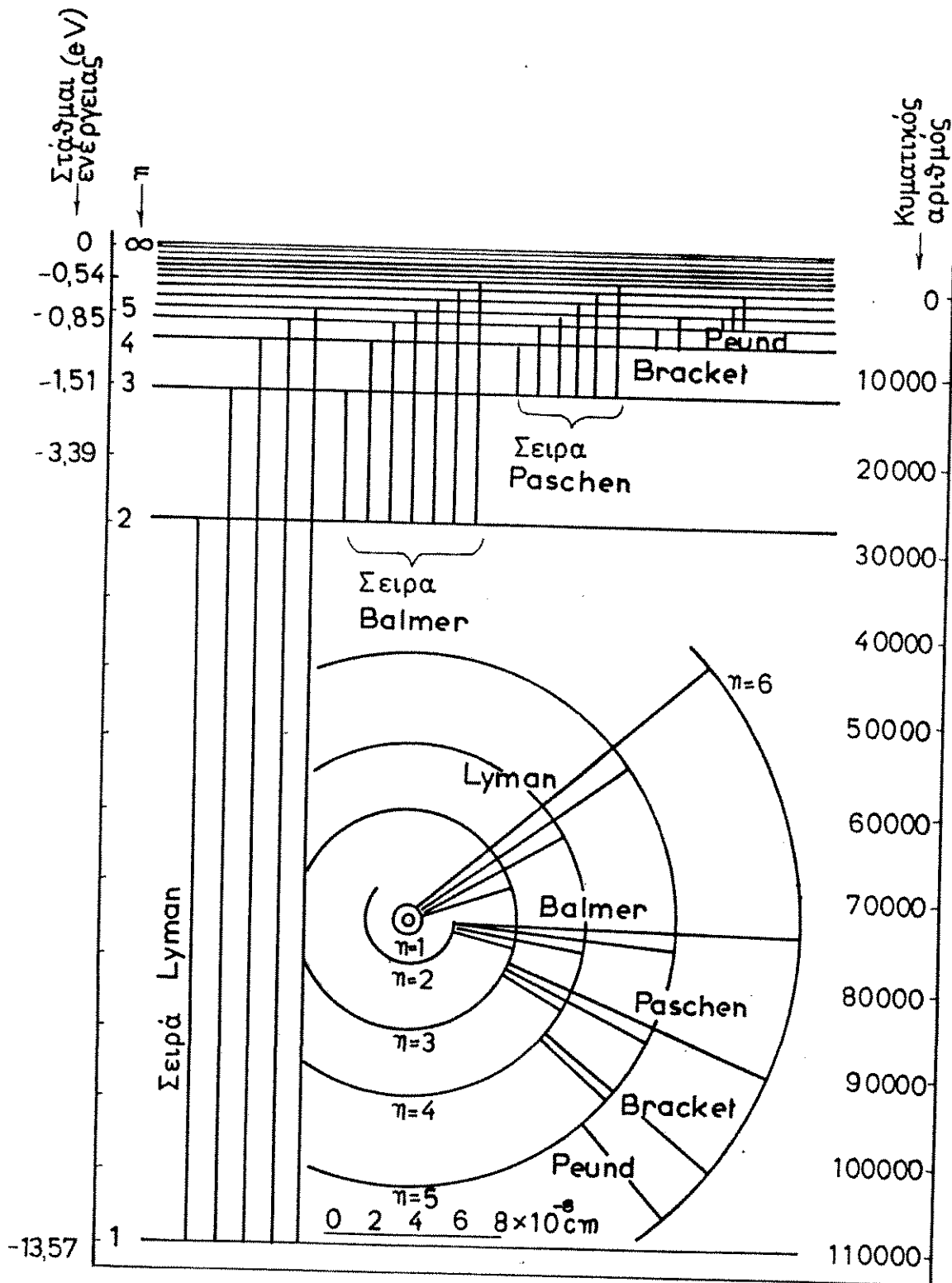
$$E_n = -\frac{Z^2 m_e e^4}{8\epsilon_0^2 n^2 h^2} \quad (22)$$

Στη σχέση (22) εκφράζονται τα επιτρεπτά ενεργειακά επίπεδα του ηλεκτρονίου, που όπως είναι φανερό είναι κβαντισμένα και έχουν τιμές ανάλογες του $1/n^2$, δηλαδή εξαρτώνται από τον κύριο κβαντικό αριθμό. Εφαρμόζουμε τώρα τη σχέση (14) που δίνει τη συνθήκη μεταβάσεων του ηλεκτρονίου από μια στάθμη σε άλλη. Σύμφωνα με την υπόθεση του Planck, η ακτινοβολία εκπέμπεται κατά ομάδες κυμάτων και κάθε ομάδα κυμάτων που λέγεται φωτόνιο, έχει μια ενέργεια που συνδέεται με τη συχνότητα του φωτονίου, διά μέσου της σταθεράς h , δηλ.

$$E_p = h\nu$$

Έτσι έχουμε:

$$h\nu = E_{\alpha p} - E_{\tau\epsilon\lambda} \quad \nu = \frac{E_{\alpha p} - E_{\tau\epsilon\lambda}}{h} \quad (23)$$



Σχήμα 3 : Σχηματικό διάγραμμα ενεργειακών επιπέδων του ατόμου του υδρογόνου.

Αντικαθιστώντας τώρα στη σχέση (23), τα $E_{\text{απ}}$ και $E_{\text{τελ}}$ που δίνει η σχέση (22) (για τα αντίστοιχα n) προκύπτει:

$$\bar{\nu} = \frac{Z^2 m_e e^4}{8 \epsilon^2 h^3} \left[\frac{1}{n_{\text{τελ}}^2} - \frac{1}{n_{\text{απ}}^2} \right] = KZ \left[\frac{1}{n_{\text{τελ}}^2} - \frac{1}{n_{\text{απ}}^2} \right] \quad (24)$$

Η εξίσωση (24) είναι πολύ μεγάλης σημασίας γιατί έχει ακριβώς την (δια μορφή με την εμπειρική έκφραση του Ryndberg που επετεύχθη από τα πειραματικά δεδομένα των ατομικών φασμάτων. Είναι φανερό ότι οι διάφορες σειρές των ατομικών φασμάτων συνδέονται με τις μεταβάσεις του ηλεκτρονίου από μια αρχική ενεργειακή στάθμη σε διάφορες τελικές ενεργειακές στάθμες.

Επιπλέον, η σταθερά K , υπολογιζόμενη για το άτομο του υδρογόνου, (βλέπε σχήμα 3) βρίσκεται σε πολύ καλή συμφωνία με τη σταθερά του Ryndberg.

8. ΑΔΥΝΑΜΙΕΣ ΤΟΥ ΥΠΟΔΕΙΓΜΑΤΟΣ BOHR

Η ατομική θεωρία του Bohr δίνει ορισμένες βασικές θεωρητικές αντιφάσεις και επαληθεύεται από πειραματικές μετρήσεις. Παρόλα αυτά, εμφανίζει αδυναμίες οι οποίες γίνονται περισσότερο αισθητές με την εξέλιξη της Τεχνολογίας και τη βελτίωση της ακρίβειας των πειραματικών διατάξεων.

Έτσι, ενώ είναι αρκετά ικανοποιητική για το άτομο του υδρογόνου, αρχίζει να γίνεται λιγότερο προσεχχιστική για άτομα που έχουν πολλά ηλεκτρόνια, δεδομένου ότι δεν λαμβάνει υπόψη την αλληλεπίδραση των τροχιακών ηλεκτρονίων.

Επιπλέον, το μοντέλο Bohr, δεν ανταποκρίνεται στις ακριβέστερες φασματοσκοπικές τεχνικές, σύμφωνα με τα αποτελέσματα των οποίων οι γραμμές των ατομικών φασμάτων παρουσιάζουν λεπτή υφή και είναι πολύ περισσότερες από τα προβλεπόμενα από τη θεωρία άθματα των τροχιακών ηλεκτρονίων.

Τέλος, το υπόδειγμα συνδυάζει τη νέα κβαντομηχανική θεωρία με την Κλασσική Φυσική με ένα τρόπο αυθαίρετο και ασυνεχή ενώ δεν λαμβάνει καθόλου υπόψη τη θεωρία της Σχετικότητας. Σύμφωνα με αυτή την τελευταία θεωρία, τα ενδοατομικά σωματίδια (ηλεκτρόνια) έχουν μάζα η οποία είναι συνάρτηση της ταχύτητάς τους, δηλαδή:

$$m = m(u) = \frac{m_0}{\sqrt{1-(u/c)^2}} = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (25)$$

όπου $\beta = u/c$, $m_0 =$ μάζα σε ηρεμία, $c =$ ταχύτητα του φωτός ανα δευτερόλεπτο στο κενό.

9. ΕΠΕΚΤΑΣΗ ΤΗΣ ΘΕΩΡΙΑΣ ΤΟΥ BOHR

Λόγω των προβλημάτων που αναφέρονται στην προηγούμενη παράγραφο, η βασική Ατομική θεωρία του Bohr υπέστη μια σειρά τροποποιήσεων. Μια από τις πρώτες τροποποιήσεις αφορά την κίνηση του πυρήνα. Στο αρχικό υπόδειγμα υποτίθεται ότι το τροχιακό ηλεκτρόνιο μάζας m_e περιστρέφεται περί τον πυρήνα σαν ο πυρήνας να είχε άπειρη μάζα ($M = \infty$) και επομένως παρέμενε ακίνητος. Στην πραγματικότητα, αυτή η υπόθεση είναι αρκετά προσεχιστική αλλά όχι ακριβής, γιατί ο πυρήνας έχει μιν μάζα πολύ μεγαλύτερη από αυτήν του ηλεκτρονίου (1840 φορές μεγαλύτερη) όμως αυτή η μάζα είναι πεπερασμένη. Επομένως, τα δύο σώματα στρέφονται περί το κέντρο μάζης C του συστήματός τους (βλέπε σχήμα 4).

Από την εξίσωση των ροπών:

$$\frac{m}{M} = \frac{\beta}{\alpha} \quad \text{έχουμε ότι:}$$

$$\alpha = \beta \frac{M}{m} \quad \alpha = (r-\alpha) \frac{M}{m} \quad \alpha = \frac{M}{(M+m)} r \quad \text{και}$$

$$b = \frac{mr}{(M+m)}$$

Έτσι, η ολική ενέργεια του συστήματος είναι:

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{2} Mv^2 + \frac{1}{2} mv^2 = \frac{1}{2} M\beta^2\omega^2 + \frac{1}{2} m\alpha^2\omega^2 \\ &= \frac{1}{2} \frac{Mm}{M+m} r^2\omega^2 \end{aligned} \quad (26)$$

Κατά συνέπεια, είναι φανερό ότι η μάζα m_e του ηλεκτρονίου που εμφανίζεται στις εξισώσεις της βασικής θεωρίας του Bohr, πρέπει να

αντικαθίσταται από την ονομαζόμενη "ελαττωμένη ή ανηγμένη μάζα" (reduced mass):

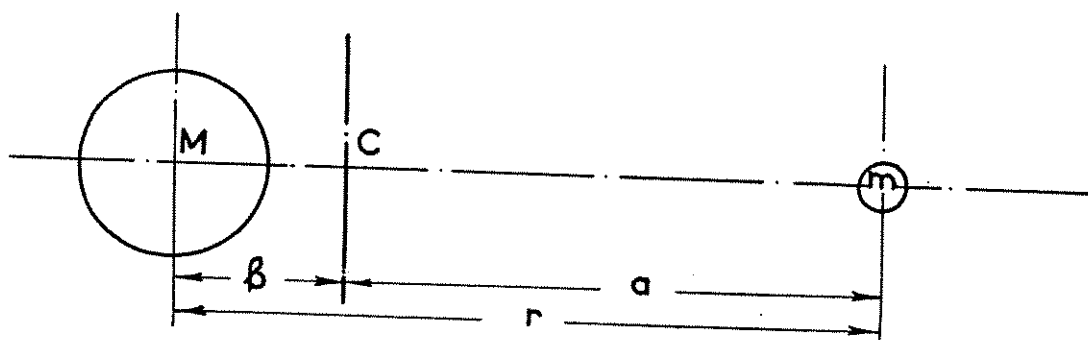
$$m' = \frac{Mm}{M+m} \quad (27)$$

Με αυτή την αντικατάσταση, η τιμή που προβλέπεται για τη σταθερά του Ryndberg δίνεται από τη σχέση:

$$R_H = \frac{2\pi^2 e^4}{ch^3 (4\pi\epsilon_0)^2} \frac{Mm}{M+m} = \frac{R_\infty}{1+m/M} \quad (28)$$

Η εισαγωγή στις εξισώσεις της "ανηγμένης μάζας" του ηλεκτρονίου, δικαιώνεται από ορισμένες πειραματικές ενδείξεις και συγκεκριμένα έχουμε ότι:

1. Δίνει μια πλησιέστερη προς τα πειραματικά δεδομένα τιμή της σταθεράς του Ryndberg για το άτομο του υδρογόνου. Συγκεκριμένα, ενώ σύμφωνα με το μοντέλο του Bohr η R_H ισούται με 109.737 cm^{-1} μετά την διόρθωση της "ανοιχμένης μάζας" του ηλεκτρονίου βρίσκεται ίση με 109.677 cm^{-1} .

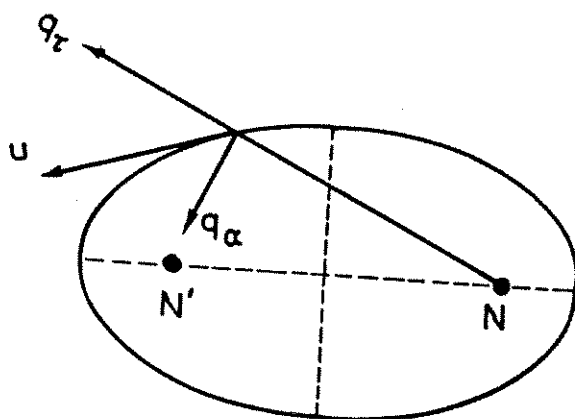


Σχήμα 4 : Ζεύγος πρωτονίου-ηλεκτρονίου περιστρεφόμενο περί το κέντρο μάζας των C.

2. Προβλέπει λίγο διαφορετικές φασματικές γραμμές για τα ισότοπα του ίδιου στοιχείου, πράγμα το οποίο επαληθεύεται και πειραματικά λόγω του ότι οι πυρήνες των ισωτόπων του ίδιου στοιχείου έχουν το ίδιο φορτίο αλλά διαφορετική μάζα.

3. Βελτιώνει σαφώς την εφαρμογή της θεωρίας του Bohr για άτομα με πολλά ηλεκτρόνια.

Μια άλλη τροποποίηση της θεωρίας του Bohr επροτάθη από τον Sommerfeld, ο οποίος εφάρμοσε τα αξιώματα του Bohr λαμβάνοντας υπόψη ότι το ηλεκτρόνιο κινείται σε ελλειπτικές και όχι κυκλικές τροχιές. Σύμφωνα με τον Sommerfeld η ορμή του ηλεκτρονίου που κινείται σε ελλειπτική τροχιά, αναλύεται σε δύο συνιστώσες, μία κατά μήκος του ανύσματος της ακτίνας και μια άλλη σε ορθή γωνία με την προηγούμενη (σχήμα 5). Οι δύο συνιστώσες στην τροποποίηση του Sommerfeld κβαντοποιούνται ξεχωριστά* και αναφέρονται αντίστοιχα σαν αξονική ορμή q_r και γωνιακή ορμή q_θ . Έτσι, εισάγονται δύο νέοι κβαντικοί αριθμοί k και r , οι οποίοι όμως, όπως αποδεικνύεται από την ανάλυση των ελλειπτικών τροχιών, σχετίζονται με τον **κύριο κβαντικό αριθμό n** της θεωρίας του Bohr. Λόγω αυτής της εξάρτησης η



Σχήμα 5 : Γραφική παράσταση της ελλειπτικής τροχιάς του ηλεκτρονίου

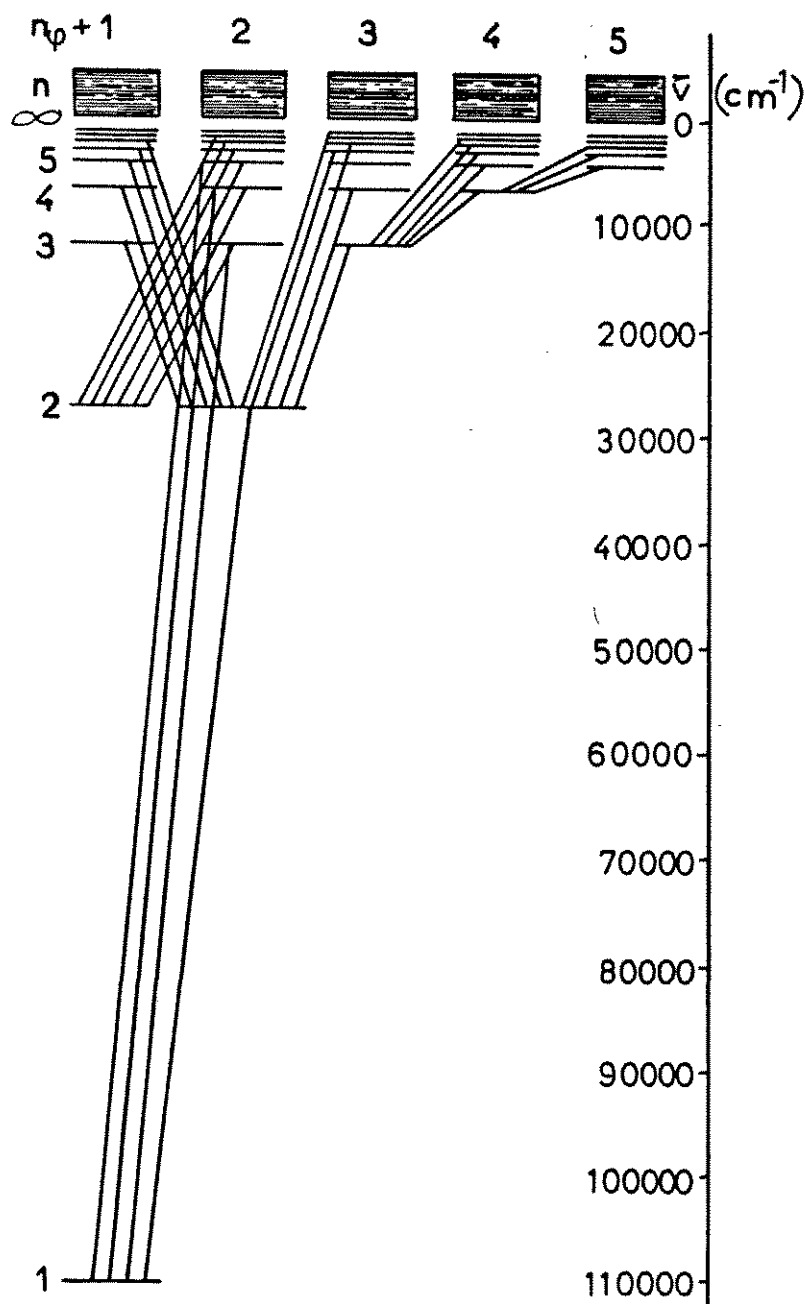
τροποποίηση του Sommerfeld εισάγει μόνο ένα νέο κβαντικό αριθμό k ο οποίος καθορίζει την ελλειπτικότητα των τροχιών και μπορεί να λάβει τιμές από 1 έως n . Λαμβάνοντας υπόψη το νέο κβαντικό αριθμό, οι ενεργειακές στάθμες των τροχιακών ηλεκτρονίων εκφράζονται από την παρακάτω σχέση:

$$E_{k,n} = \frac{2\pi^2 m' e^4}{n^2 h^2 (4\pi\epsilon_0)} \left[1 + \frac{\alpha^2}{n^2} \left(\frac{1}{k} - \frac{3}{4n} \right) \right] \quad (29)$$

Όπου α είναι μια σταθερά που καλείται σταθερά της "λεπτής υφής" και ισούται με το κλάσμα $1/137$.

* $\oint q_\alpha da = kh$ πρώτος κβαντισμός
 $\oint q_r dr = rh$ δεύτερος κβαντισμός

Παρατηρείται ότι με την προσθήκη του νέου κβαντικού αριθμού σε κάθε τιμή του n αντιστοιχούν περισσότερες από μια στάθμες ενέργειας των τροχιακών ηλεκτρονίων διότι το k παίρνει τις τιμές: $k = 1, 2, \dots, n$. Επομένως, και οι μεταβάσεις του ηλεκτρονίου από στάθμη σε στάθμη θα δώσουν αντίστοιχο πλήθος γραμμών του φάσματος. Θέτοντας ένα "κανόνα επιλογής",



Σχήμα 6 : Διάγραμμα των ενεργειακών επιπέδων του ατόμου του υδρογόνου που περιλαμβάνει και τη "λεπτή υφή" του φάσματός του.

για τις μεταβάσεις των ηλεκτρονίων έτσι ώστε να επιτρέπονται μόνο μεταβάσεις κατά τις οποίες το k μεταβάλλεται κατά $+1$ ή -1 , η τροποποίηση του Sommerfeld. εξηγεί τη λεπτή υφή των φασματικών γραμμών του υδρογόνου καθώς και τα φασματικά χαρακτηριστικά των άλλων ατόμων. Στο σχήμα 6, δίνεται το διάγραμμα των ενεργειακών επιπέδων του ατόμου του υδρογόνου, σύμφωνα με την τροποποίηση του Sommerfeld και την ικανοποίηση του "κανόνα επιλογής". Όπως φαίνεται, στην ίδια περίπου οριζόντια γραμμή, δηλαδή περίπου στην ίδια ενέργεια, εμφανίζονται τα ενεργειακά επίπεδα που αντιστοιχούν σε διάφορα k αλλά στο ίδιο n . Επίσης με λοξές γραμμές δίνονται μερικές από τις επιτρεπτές μεταβάσεις.

Παρά την ουσιαστική βελτίωση στην προσαρμογή των πειραματικών δεδομένων με τη θεωρία, η τροποποίηση του Sommerfeld δεν εξηγεί το σύνολο των φασματικών παρατηρήσεων. Έτσι, για να εξηγηθεί η διαφορετική συμπεριφορά των φασμάτων παρουσία διαφορετικών μαγνητικών πεδίων, εισήχθη ένας τρίτος κβαντικός αριθμός m , ο οποίος παίρνει τιμές από $-(k-1)$ έως $+(k-1)$ συμπεριλαμβανομένου του 0. Υπάρχουν, κατά συνέπεια, $2(k-1)$ ενεργειακές υποστάθμες σε αντιστοιχία με κάθε τιμή του k , οι οποίες συμβολίζονται με $E_{n,k,m}$ και εκφράζονται με ένα τύπο ανάλογο με εκείνο της σχέσης (24), όπου εμφανίζεται και η τιμή του m .

Ο κβαντικός αριθμός m δίνει τους διάφορους προσανατολισμούς των ελλειπτικών τροχιών στο χώρο, σε σχέση με το μαγνητικό πεδίο.

Τέλος, για να ερμηνευθούν ορισμένες ανεξήγητες ομαδοποιήσεις φασματικών γραμμών, εισήχθη ένας τέταρτος κβαντικός αριθμός, ο λεγόμενος κβαντικός αριθμός του Spin. Κάθε ηλεκτρόνιο έχει μια γωνιακή ορμή (Spin) σε σχέση με τον άξονά του. Σε ένα μαγνητικό πεδίο, ο άξονας του Spin μπορεί να έχει δύο και μόνο δύο κατευθύνσεις σε σχέση με την κατεύθυνση του πεδίου.

Υπάρχουν έτσι δύο δυνατές συνιστώσες του ηλεκτρονικού Spin για κάθε συνδυασμό των υπολοίπων τριών κβαντικών αριθμών και επομένως, δύο ενεργειακές υποστάθμες E_{n,k,m,m_s} σε αντιστοιχία με κάθε τριάδα των κβαντικών αριθμών n, k, m .

10. ΚΥΜΑΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ ΤΩΝ ΤΡΟΧΙΑΚΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ

Στο μοντέλο του Bohr και στις μετέπειτα τροποποιήσεις του, εθεωρήθη ότι η θέση, σε μια ορισμένη τροχιά, και η γωνιακή ορμή του ατομικού ηλεκτρονίου, είναι απόλυτα προσδιορισμένες. Σύμφωνα όμως με τη θεμελιώδη αρχή της απροσδιοριστίας, αυτό είναι αδύνατο γιατί όσο μεγαλώνει η ακρίβεια προσδιορισμού της γωνιακής ορμής του ηλεκτρονίου, τόσο μικραίνει η ακρίβεια

του προσδιορισμού της θέσης του. Πράγματι, κατά την αρχή της απροσδιοριστίας, έχουμε ότι:

$$\Delta \vec{p} * \Delta \vec{x} = h \quad (30)$$

όπου $\Delta \vec{p}$ είναι η απροσδιοριστία στη γωνιακή ορμή και $\Delta \vec{x}$ η απροσδιοριστία στη θέση του ηλεκτρονίου. Δεδομένου του μικρού μεγέθους του ατόμου, οι προαναφερόμενες τιμές απροσδιοριστίας είναι συγκριτικά σημαντικές. Γι' αυτό το λόγο, ο προσδιορισμός της ακτίνας περιστροφής των ηλεκτρονίων στο άτομο του υδρογόνου καθώς και οι άλλοι προσδιορισμοί που αφορούν την κατάσταση του ηλεκτρονίου είναι αμφίβολης σημασίας. Για να ξεπεραστεί η παραπάνω θεωρητική αντίφαση, χρησιμοποιούνται οι μέθοδοι της Κυματομηχανικής οι οποίες είναι οι πιο ρεαλιστικές για την κίνηση ενδοατομικών σωματίων.

Το 1926, ο Schrodinger διατύπωσε μια κυματομηχανική θεωρία της ύλης η οποία αναπτύχθηκε στις μετέπειτα εργασίες των συγχρόνων του. Σύμφωνα με αυτή τη θεωρία, για κάθε σωματίο εν κινήσει, αντιστοιχεί μια χαρακτηριστική κυματική συνάρτηση. Στηριζόμενος σ' αυτή την κυματική συνάρτηση, ο Schrodinger διαμόρφωσε ένα ορθολογιστικό μοντέλο του ατόμου και των ηλεκτρονίων του.

Ο Schrodinger, θεωρεί ότι η κάθε κβαντική κατάσταση ενός ηλεκτρονίου στο άτομο ισοδυναμεί με ένα τυπικό τρόπο ταλάντωσης στο χώρο. Επομένως, στο υπόδειγμά του, προσδιορίζει τις επιτρεπτές κβαντικές καταστάσεις του ατόμου όπως προσδιορίζονται οι ταλαντώσεις μίας χορδής, δηλαδή επιλύοντας ειδικές διαφορικές εξισώσεις που λέγονται κυματικές εξισώσεις του Schrodinger. Ακολουθώντας αυτή τη διαδικασία, δεν απαιτείται πλέον ο συνδυασμός της κλασσικής ηλεκτροδυναμικής με την κβαντομηχανική, ούτε υπάρχει ανάγκη των αυθαίρετων παραδοχών που εισάγονται στην υβριδική θεωρία του Bohr, κυρίως επειδή οδηγούν σε ορθά αποτελέσματα. Πράγματι, η επίλυση των τρισδιάστατων εξισώσεων του Schrodinger δίνει κυματικές συναρτήσεις οι οποίες περιέχουν τρεις κβαντικούς αριθμούς n , l , m_l , ανάλογους με τον κύριο κβαντικό αριθμό n , τον τροχιακό ή δευτερεύοντα κβαντικό αριθμό k και τον μαγνητικό αριθμό m .

Όπως και στην περίπτωση του Bohr, αυτοί οι τρεις κβαντικοί αριθμοί, δεν είναι ικανοί να εξηγήσουν πλήρως σύνθετες φασματικές παρατηρήσεις (φαινόμενο Zeeman κλπ). Αυτή η έλλειψη της κυματομηχανικής θεωρίας, ξεπεράστηκε από τον Dirac ο οποίος τροποποίησε τη θεμελιώδη εξίσωση του Schrodinger, και εισήγαγε με τρόπο τεκμηριωμένο τον τέταρτο κβαντικό αριθμό του ηλεκτρονικού Spin m_s .

Το υπόδειγμα του Schrodinger θεωρείται σαν ένα στατιστικό μοντέλο με το οποίο η θεωρία δεν καθορίζει τη συγκεκριμένη κίνηση του ηλεκτρονίου,

(\vec{p}, \vec{x}) , στο χρόνο t , αλλά δίνει την πιθανότητα $\Psi(\vec{x}, \vec{p})$, ένα ηλεκτρόνιο να βρεθεί στη θέση \vec{x} με ορμή \vec{p} , την οποιαδήποτε χρονική στιγμή t . Οπωςδήποτε υπάρχει μια μερική σύμπτωση με τη θεωρία του Bohr γιατί η μέγιστη πυκνότητα πιθανότητας αντιστοιχεί στα σημεία όπου η απόσταση από τον πυρήνα ισούται με την ακτίνα του Bohr.

Η Φυσικομαθηματική συνέπεια που επιτυγχάνουμε με τη θεωρία του Schrodinger, συνοδεύεται, δυστυχώς, από μια αντίστοιχη απώλεια σε συγκεκριμενοποίηση της φυσικής πραγματικότητας. Έτσι, ενώ στην παλαιότερη θεωρία, μια επιτρεπτή μετάβαση του ηλεκτρονίου μπορούσε να θεωρηθεί σαν ένα άλμα από μια συγκεκριμένη τροχιά σε μια άλλη, αυτό δεν είναι πια δυνατό. Πράγματι, η τροχιά του ηλεκτρονίου δεν μπορεί να θεωρηθεί σαν μία συγκεκριμένη διαδρομή την οποία διανύει το ηλεκτρόνιο περιστρεφόμενο γύρω από τον πυρήνα.

Παρόλο που τους περιορισμούς του, το υπόδειγμα Bohr-Sommerfeld χρησιμοποιείται πολύ συχνά ακόμα και σήμερα, από τους Φυσικούς γιατί οι υπολογισμοί του είναι πολύ πιο απλοί από αυτούς της Κυματομηχανικής, ιδιαίτερα για τα σύνθετα άτομα (άτομα με πολλά ηλεκτρόνια).

11. ΑΠΑΓΟΡΕΥΤΙΚΗ ΑΡΧΗ ΤΟΥ PAULI ΚΑΙ ΕΞΗΓΗΣΗ ΤΟΥ ΠΕΡΙΟΔΙΚΟΥ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ

Σπουδαιότατη εφαρμογή της ατομικής θεωρίας, είναι η εξήγηση του Περιοδικού Συστήματος των Χημικών στοιχείων.

Κατά την κβαντομηχανική, κάθε ατομικό ηλεκτρόνιο, σε κάθε ενεργειακή κατάσταση, χαρακτηρίζεται από μία τετράδα κβαντικών αριθμών. Επιπλέον, το 1924, ο Pauli, μετά από μια συνθετική μελέτη των χημικών, φασματοσκοπικών και μαγνητικών ιδιοτήτων των στοιχείων, διατύπωσε μια αρχή, τη λεγόμενη "απαγορευτική αρχή" του Pauli, σύμφωνα με την οποία δεν μπορούν να υπάρξουν δύο ηλεκτρόνια του ίδιου ατόμου που να έχουν την ίδια ακριβώς τετράδα κβαντικών αριθμών.

Σαν απόρροια της παραπάνω αρχής προκύπτει ότι:

1. Ο επιτρεπόμενος αριθμός ηλεκτρονίων σε κάθε ενεργειακή στάθμη ή φλοιό (που χαρακτηρίζεται από τον κύριο κβαντικό αριθμό n), είναι περιορισμένος.

Πράγματι, από τη συνδυαστική ανάλυση και από τις σχέσεις που υπάρχουν μεταξύ των κβαντικών αριθμών :

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

$$l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$$

$$m_l = -l, -(l-1), \dots, 0, 1, \dots, (l-1), l$$

$$m_s = \pm 1/2$$

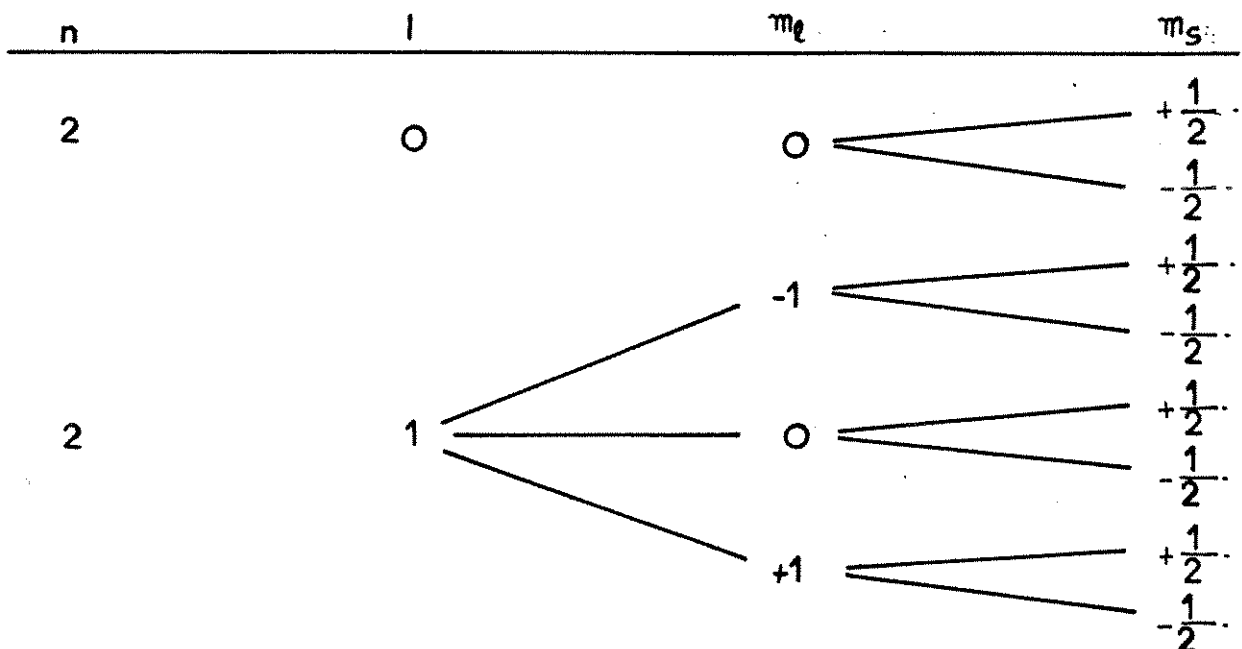
προκύπτει ότι ο μέγιστος αριθμός των ηλεκτρονίων που περιέχεται σε κάθε ενεργειακή στάθμη ή φλοιό ισούται με : $N=2n^2$. Έτσι, για παράδειγμα ο φλοιός K που αντιστοιχεί στον κύριο κβαντικό αριθμό $n=1$ μπορεί να περιέχει: $2 \cdot 1^2 = 2$ ηλεκτρόνια. Αυτό επαληθεύεται άμεσα γιατί για $n=1$ έχουμε υποχρεωτικά $l=0$, $m_l=0$ και το m_s μπορεί να πάρει μόνο δύο τιμές.

Κατά τον ίδιο τρόπο έχουμε ότι ο φλοιός L περιέχει ένα μέγιστο αριθμό 8 ηλεκτρονίων, ο φλοιός M 18 ηλεκτρόνια κλπ.

2. Ο μέγιστος αριθμός ηλεκτρονίων που περιέχεται σε μια ενεργειακή υποστάθμη ή "υποφλοιό", που χαρακτηρίζεται από το δευτερεύοντα κβαντικό αριθμό l , ισούται με : $2(2l+1)$. Δηλαδή ισούται με τον αριθμό των συνδυασμών $(2l+1)$ τιμών που μπορεί να πάρει ο μαχνητικός κβαντικός αριθμός m_l με τις δύο τιμές που μπορεί να πάρει ο κβαντικός αριθμός του Spin, m_s .

Οι ατομικοί υποφλοιοί που αντιστοιχούν στους κβαντικούς αριθμούς $l=1, 2, 3, 4, 5, 6$, χαρακτηρίζονται κατά σειρά από τα γράμματα s, p, d, f, g, h,....

Εξετάζοντας για παράδειγμα, το φλοιό L ($n=2$), έχουμε ότι τα $2 \cdot 2^2 = 8$ ηλεκτρόνιά του θα κατανεμηθούν σε δύο υποφλοιούς γιατί το l μπορεί να πάρει τις τιμές $l=0$ και $l=1$.



Σχήμα 7 : Εφαρμογή της "απαγορευτικής αρχής" του Pauli στην περίπτωση του φλοιού L ($n=2$).

Σύμφωνα με το προηγούμενο πόρισμα, ο υποφλοιός 2s που αντιστοιχεί στο $l=0$, θα έχει δύο ηλεκτρόνια ενώ ο υποφλοιός 2p που αντιστοιχεί στο $l=1$ θα έχει 6 ηλεκτρόνια (βλ. σχήμα 7).

Πίνακας 1:

Z	ΣΤΟΙΧΕΙΟ	K		L		M			N					
		1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f			
1	H	1												
2	He	2												
3	Li	2	1											
4	Be	2	2											
5	B	2	2	1										
6	C	2	2	2										
7	N	2	2	3										
8	O	2	2	4										
9	F	2	2	5										
10	Ne	2	2	6										
11	Na	2	2	6	1									
12	Mg	2	2	6	2									
13	Al	2	2	6	2	1								
14	Si	2	2	6	2	2								
15	P	2	2	6	2	3								
16	S	2	2	6	2	4								
17	Cl	2	2	6	2	5								
18	Ar	2	2	6	2	6								
19	K	2	2	6	2	6					1			

Με βάση τα πορίσματα της απαγορευτικής αρχής, μπορεί να δοθεί η διάταξη των ατομικών ηλεκτρονίων γύρω από τον πυρήνα, όπως επίσης να εξηγηθούν οι χημικές ομοιότητες μεταξύ των ατόμων που ανήκουν στην ίδια περίοδο του περιοδικού συστήματος και, γενικότερα, να εξηγηθούν οι χημικές και φασματοσκοπικές ιδιότητες των στοιχείων. Συγκεκριμένα, το οποιοδήποτε άτομο του περιοδικού συστήματος δομείται ακολουθώντας την αρχή του Pauli και διατάσσοντας τα ηλεκτρόνια του κατά τέτοιο τρόπο ώστε η συνολική

δυναμική τους ενέργεια να είναι ελάχιστη (μέγιστη απόλυτη τιμή), δηλ.:

$$\sum_{n, l, m_l, m_s} E_{n, l, m_l, m_s} = \text{minimum} \quad (31)$$

Έτσι εξηγείται, για παράδειγμα, η δομή του Καλίου (Κ) (βλέπε Πίνακα) όπου ο υποφλοιός 4s του φλοιού Ν, συμπληρώνεται πριν από τον υποφλοιό 3d του φλοιού Μ, γιατί η δυναμική ενέργεια που αντιστοιχεί στον υποφλοιό 4s είναι μικρότερη από αυτή του υποφλοιού 3d.

12. ΔΙΕΓΕΡΣΗ ΚΑΙ ΙΟΝΙΣΜΟΣ

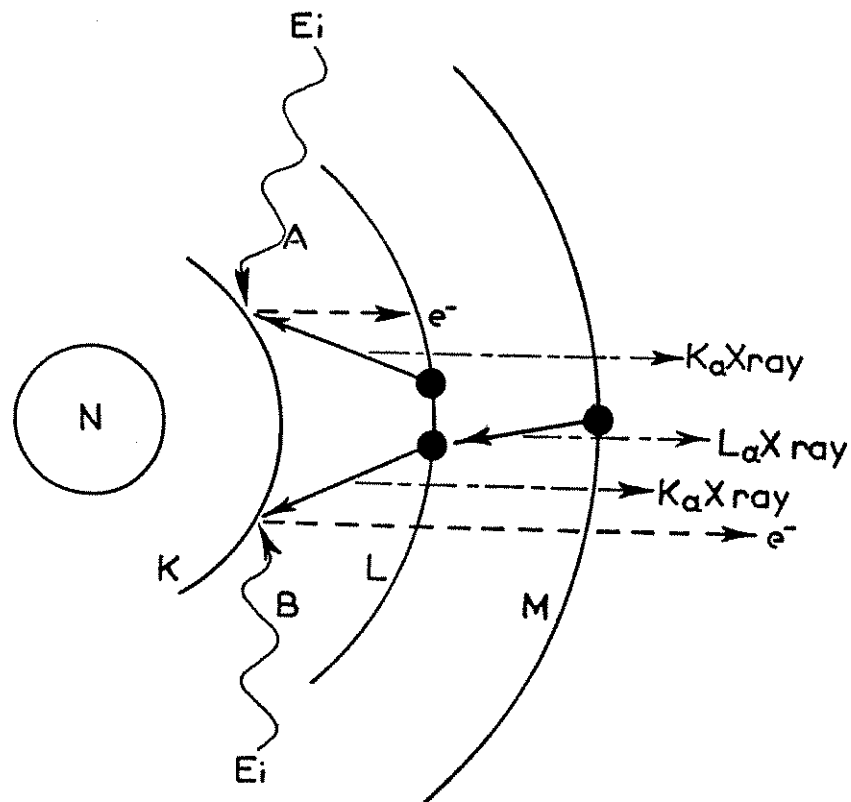
Στην κανονική του κατάσταση, το άτομο του Bohr, περιέχει τον ίδιο αριθμό πρωτονίων και ηλεκτρονίων και έτσι, έχει ουδέτερο φορτίο. Κανονικά, κάθε ατομικό ηλεκτρόνιο, πρέπει να βρίσκεται στη χαμηλότερη ενεργειακή του κατάσταση, τη λεγόμενη θεμελιώδη κατάσταση. Αν δοθεί ενέργεια στο ηλεκτρόνιο από μια εξωτερική πηγή, αυτό μπορεί να μεταβεί σε μια ψηλότερη ενεργειακή στάθμη. Σ'αυτή την περίπτωση, το άτομο παραμένει ηλεκτρικά ουδέτερο και καλείται "διεγερμένο". Η διαδικασία της μετάβασης του ατόμου από τη θεμελιώδη κατάσταση στην διεγερμένη, καλείται διεγερση (βλέπε μηχανισμό Α του σχήματος Β).

Σε περίπτωση που το ηλεκτρόνιο λάβει ενέργεια μεγαλύτερη από την αρνητική δυναμική του ενέργεια (ενέργεια σύνδεσης), διαφεύγει από το άτομο. Η διαδικασία αυτή, καλούμενη "ιονισμός" (βλέπε μηχανισμό Β του σχήματος Β), αφήνει το άτομο με θετικό φορτίο. Το ελεύθερο ηλεκτρόνιο και το θετικά φορτισμένο άτομο ονομάζονται συνολικά ζεύγος ιόντων. Η κινητική ενέργεια KE_e του ελεύθερου ηλεκτρονίου δίνεται από τη σχέση:

$$KE_e = E_i - U \quad (32)$$

όπου E_i είναι η ενέργεια που εδόθη στο ηλεκτρόνιο και U είναι η δυναμική ενέργεια του τροχιακού ηλεκτρονίου, δηλαδή η ενέργεια (σε απόλυτη τιμή) που απαιτείται για να αποσυνδεθεί από το άτομο. Και στις δύο περιπτώσεις διεγερσης, ή ιονισμού, το άτομο επανέρχεται στη θεμελιώδη κατάστασή του. Αυτό σημαίνει ότι ηλεκτρόνια από ψηλότερες ενεργειακές στάθμες μεταπίπτουν σε χαμηλότερες για να συμπληρώσουν το κενό που άφησαν τα

αποσυνδεθέντα ή απλώς διεχερθέντα ηλεκτρόνια. Αποτέλεσμα αυτής της διαδικασίας είναι η εκπομπή φωτονίων με συχνότητες που δίνονται σύμφωνα με το τρίτο αξίωμα του Bohr, από την εξίσωση (24). Η ενέργεια του εκπεμπόμενου φωτονίου, ισούται με τη διαφορά ενέργειας μεταξύ της αρχικής και της τελικής κατάστασης του μεταπίπτοντος ηλεκτρονίου.



Σχήμα 8 : Σχηματική παράσταση της διεχερσης και του ιονισμού ενός ατόμου

Τα εκπεμπόμενα φωτόνια καλούνται ακτίνες **X**. Επειδή οι διαφορές μεταξύ των διαφόρων ενεργειακών επιπέδων του τροχιακού ηλεκτρονίου είναι χαρακτηριστικές για κάθε ατομικό στοιχείο, οι παραχόμενες από τις ηλεκτρονικές μεταπτώσεις ακτίνες **X**, είναι χαρακτηριστικές του ατόμου καθώς και των επιπέδων της μετάπτωσης. Οι σειρές K, για παράδειγμα, παράγονται από τη μετάπτωση ηλεκτρονίων για τη συμπλήρωση κενών του φλοιού K. Όταν η συμπλήρωση γίνεται από ηλεκτρόνια των φλοιών L ή M τότε οι παραχόμενες ακτίνες **X** καλούνται αντίστοιχα K_{α} και K_{β} .

13. ΜΟΡΙΑΚΗ ΔΟΜΗ ΚΑΙ ΔΕΣΜΟΙ

13.1 Μοριακή Δομή

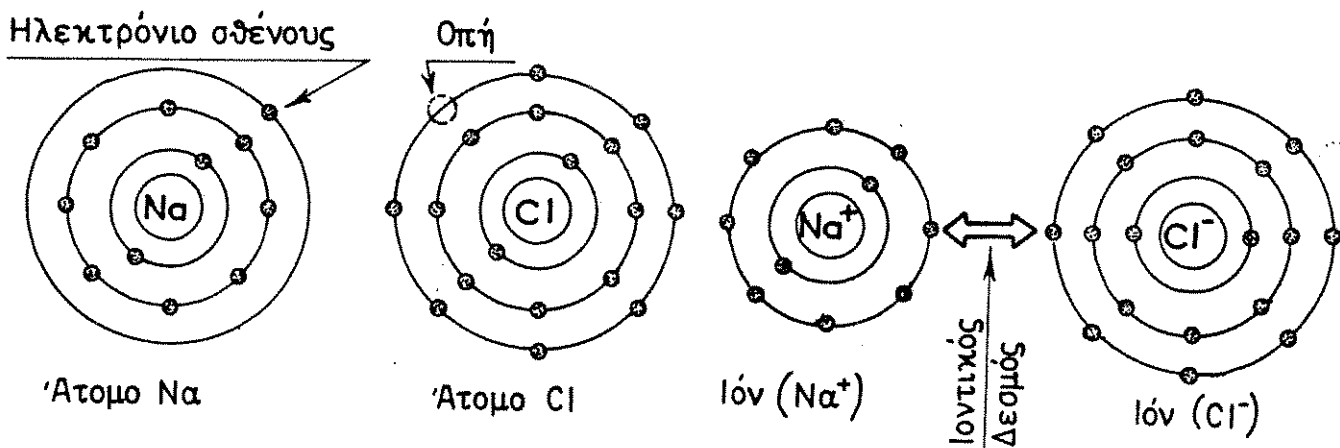
Η ένωση των ατόμων σε μόρια μπορεί να εξηγηθεί διά μέσου της ηλεκτρονικής δομής των ατόμων.

Τα άτομα ενός μορίου "χρησιμοποιούν" τα εξωτερικά τους ηλεκτρόνια (ηλεκτρόνια σθένους) έτσι ώστε να συμπληρωθούν οι εξωτερικοί τους φλοιοί. Έτσι δημιουργούνται τριών ειδών δεσμοί.

13.2 Δεσμοί

13.2.1 Ιοντικός ή ετεροπολικός δεσμός

Ο δεσμός αυτός φαίνεται στο σχήμα 9. Το νάτριο, δίνει το μοναδικό του ηλεκτρόνιο σθένους στο χλώριο. Έτσι, μετατρέπονται και τα δύο σε ιόντα (Na^+ και Cl^-) και έλκονται ηλεκτροστατικά. Στο στερεό NaCl , τα ιόντα αυτά συκκρατούνται από τις δυνάμεις Coulomb σε κανονικό κρύσταλλο. Η παρεμβολή όμως του νερού εξασθενεί τις δυνάμεις αυτές και διαλύει τον κρύσταλλο στα ιόντα του Na^+ και Cl^-) που κινούνται ελεύθερα και κάνουν το διάλυμα αχωρό του ηλεκτρισμού.



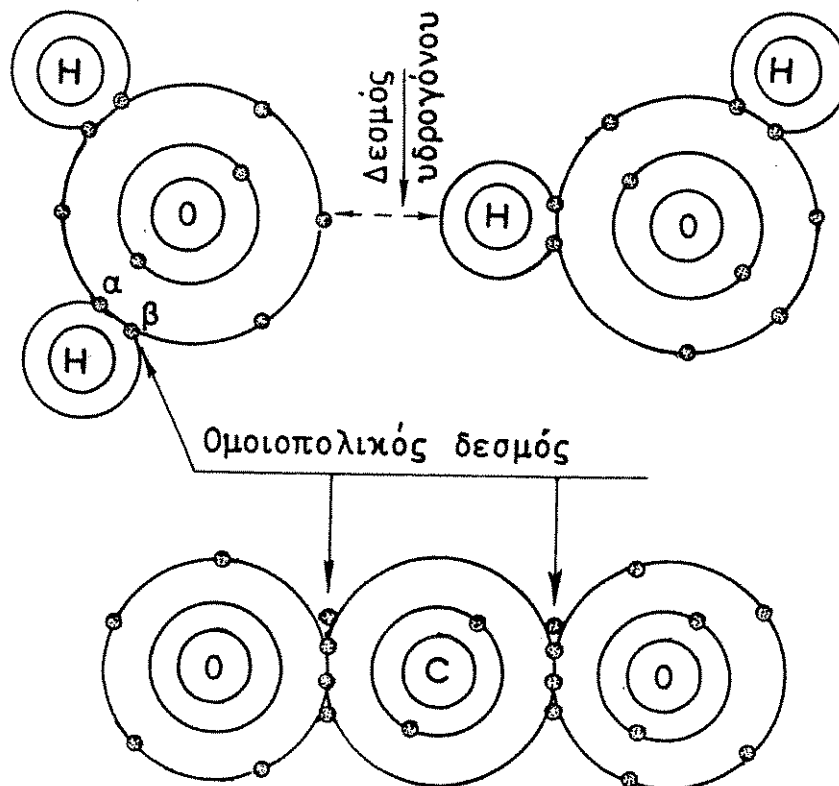
Σχήμα 9 : Α: Ατομική Κατασκευή του νατρίου και του χλωρίου Β: Το μοναχικό ηλεκτρόνιο σθένους του νατρίου πήγε στο χλώριο, έγιναν ιόντα (Na^+ και Cl^-) και έλκονται ηλεκτροστατικά. Ο δεσμός τους αυτός είναι: "ετεροπολικός" ή "ιοντικός".

13.2.2 Ομοιοπολικός δεσμός

Όταν δύο άτομα υδρογόνου συνδέονται για να σχηματίσουν το μόριο του υδρογόνου "συνεισφέρουν" τα δύο μοναδικά ηλεκτρόνιά τους. Το ζεύγος των ηλεκτρονίων περιστρεφόμενο γύρω από τα δύο άτομα τα συνδέει με ένα δεσμό που λέγεται "ομοιοπολικός, μη πολικός". Διότι το σύστημα δεν εμφανίζει ηλεκτρικούς πόλους.

Στο σχήμα 9, δύο άτομα υδρογόνου και ένα οξυγόνου συγκροτούν ένα μόριο νερού. Καθένα από τα δύο ηλεκτρόνια α και β μπορεί να θεωρηθεί ότι περιστρέφεται περί το άτομο και του οξυγόνου και του υδρογόνου, ότι ανήκει δηλαδή και στα δύο. Αυτή η συμμετοχή των ηλεκτρονίων σθένους και στα δύο (O και H) δημιουργεί μεταξύ των ατομών αυτών την ελξη που ονομάζεται "ομοιοπολικός, πολικός" δεσμός. Το μόριο γραφεται: H-O-H και κάθε γραμμή (-) παριστάνει ένα δεσμό οφειλόμενο σε ένα ζευγάρι ηλεκτρονίων.

Κατά τον ίδιο τρόπο σχηματίζεται (σχ. 10) το μόριο το μόριο CO₂. Αλλά το άτομο του άνθρακα και καθένα από τα άτομα του οξυγόνου συνδέονται με τα δύο ζεύγη ηλεκτρονίων, δηλαδή ο δεσμός είναι διπλός (O=C=O).



Σχήμα 10 : Άνω: (α) Δεσμός μεταξύ του ατόμου του οξυγόνου και ατόμων του υδρογόνου στο μόριο του νερού, και (β) Δεσμός υδρογόνου μεταξύ των γειτονικών μορίων του νερού. Κάτω: Δεσμός μεταξύ C και O στο CO₂.

13.2.3 Δεσμός υδροχόνου

Στο μόριο του ύδατος, τα "κοινόχρηστα" ηλεκτρόνια α και β περιστρέφονται περισσότερο γύρω από το άτομο του οξυγόνου παρά γύρω από το άτομο του υδροχόνου. Έτσι, το οξυγόνο παρουσιάζεται αρνητικότερο από το υδρογόνο, και το μόριο του νερού είναι ελαφρά πολωμένο (πολικός δεσμός).

Άμεση συνέπεια αυτής της κατάστασης είναι ότι κάθε μόριο νερού έλκει ελαφρά το γειτονικό του μόριο (λόγω της πόλωσης). Τα δύο γειτονικά μόρια λοιπόν συνδέονται με τον αδύναμο αυτό δεσμό που λέγεται "δεσμός υδροχόνου".

Μπορεί να θεωρηθεί ότι κάθε άτομο του υδροχόνου ανήκει σε δύο γειτονικά άτομα οξυγόνου και ότι όλα τα μόρια του νερού μιας λίμνης (συνδεόμενα με το δεσμό του υδροχόνου) αποτελούν ένα τεράστιο μεγαλομόριο.

Δεσμός του είδους αυτού υπάρχει και σε ενώσεις αζώτου. Τα αλυσοειδή μακρομόρια των πρωτεϊνών, περιέχουν άζωτο και οξυγόνο που συγκρατούνται με δεσμούς υδροχόνου. Επίσης οι δύο έλικες του DNA συνδέονται με δεσμούς υδροχόνου.

ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ

1. ΣΥΣΤΑΣΗ ΤΟΥ ΠΥΡΗΝΑ-ΠΥΡΗΝΙΚΕΣ ΔΥΝΑΜΕΙΣ

Η διερεύνηση του ατόμου μέχρι τις αρχές του 20ού αιώνα, αφορούσε τις χημικές και φασματοσκοπικές ιδιότητες που απορρέουν από την ηλεκτρονική δομή. Με την κατοπινή μελέτη των φυσικών ιδιοτήτων του ατόμου που συνδέονται με την κινητική και δυναμική συμπεριφορά του και εξαρτώνται κυρίως από τη μάζα του πυρήνα, ανακαλύφθηκαν άτομα με τις ίδιες χημικές ιδιότητες και διαφορετική φυσική συμπεριφορά. Τα άτομα αυτά ονομάστηκαν ισότοπα και έχουν προφανώς τον ίδιο ατομικό αριθμό και ηλεκτρονική δομή ενώ διαφέρουν ως προς την πυρηνική τους μάζα.

Η ανακάλυψη των ισωτόπων έδωσε τη δυνατότητα σχεδιασμού σειράς πειραμάτων των οποίων τα αποτελέσματα αναλύθηκαν θεωρητικά και συντέλεσαν στη διάμόρφωση μοντέλων γύρω από τη σύσταση του ατομικού πυρήνα.

Το 1920, ο Rutherford διατύπωσε ένα υπόδειγμα σύμφωνα με το οποίο ο πυρήνας συνίσταται από δύο είδη σωματίων, το πρωτόνιο και το νετρόνιο.

Κατά το μοντέλο Rutherford:

1. Το πρωτόνιο είναι θετικά φορτισμένο με φορτίο ίσο και αντίθετο εκείνου του ηλεκτρονίου, ενώ η μάζα του είναι περίπου ίση με την ατομική μάζα του υδρογόνου.
2. Ο αριθμός των πρωτονίων Z ισούται με τον αριθμό των τροχιακών ηλεκτρονίων
3. Το νετρόνιο δεν είναι ηλεκτρικά φορτισμένο και έχει μάζα περίπου ίση με εκείνη του πρωτονίου.
4. Ο αριθμός των νετρονίων N ορίζεται από τη σχέση: $N=A-Z$ όπου A είναι ο μαζικός αριθμός του στοιχείου και ισούται περίπου με το ατομικό του βάρος.

Η θεωρία του Rutherford είναι συνεπής με τα πειραματικά δεδομένα και συγκεκριμένα:

1. Συμφωνεί με την ηλεκτρική ουδετερότητα του ατόμου.

$$-Ze + Ze = 0$$

2. Εξηγεί τα ατομικά βάρη των φυσικών στοιχείων από τα οποία ορισμένα είναι μίγμα δύο ή περισσότερων ισωτόπων.

3. Συμφωνεί με τα πειραματικά δεδομένα που αφορούν τις φυσικές ιδιότητες των ατόμων.

Η πλήρης όμως κατοχύρωση του προαναφερόμενου υποδείγματος απαιτούσε την πειραματική ανακάλυψη του νετρονίου. Αυτή η ανακάλυψη ήταν αρκετά

δύσκολη λόγω του ότι εξ'υπόθεσης το νετρόνιο είναι αφόρτιστο και επομένως μη ιονίζον.

Αρκετά χρόνια αργότερα, το 1932, ο Chadwick, βασιζόμενος σε προηγούμενα πειράματα των Both, Joliot και Curie, πέτυχε την αναχνώριση των αναζητούμενων νετρονίων. Η αναχνώριση υπήρξε έμμεση και ήρθε σαν αποτέλεσμα της ικανοποίησης των εξισώσεων της διατήρησης της ορμής και της ενέργειας. Πιο συγκεκριμένα, βομβαρδίζοντας πυρήνες Βηρυλλίου με α -σωμάτια, ανακαλύφθηκε ότι τα άμεσα ανιχνεύσιμα (ιονίζοντα) προϊόντα της αντίδρασης δεν ικανοποιούσαν τις αρχές διατήρησης της ενέργειας και της ορμής. Αυτό μπορούσε να δικαιολογηθεί μόνο με την εκπομπή μιας μή άμεσα ανιχνεύσιμης ακτινοβολίας. Χρησιμοποιώντας μια πιο σύνθετη πειραματική διάταξη, έγινε δυνατό να εκπεμφθεί αυτή η "μή ανιχνεύσιμη" ακτινοβολία πάνω σε υδρογονούχες ουσίες, με αποτέλεσμα την παραγωγή ενεργειακών πρωτονίων. Από τις εξισώσεις της ενέργειας και της ορμής της τελευταίας αυτής αντίδρασης, υπολογίζεται η μάζα του αφόρτιστου νετρονίου η οποία βρίσκεται ίση περίπου με εκείνη του πρωτονίου. Συγκεκριμένα, έχουμε:

$$m_e = \text{μάζα ηλεκτρονίου} = 9.109 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$$

$$\text{μάζα πρωτονίου} = m_p = 1836.1 m_e$$

$$\text{μάζα νετρονίου} = m_n = 1838.6 m_e$$

Η ανακάλυψη του νετρονίου υπήρξε ένα μεγάλο βήμα στην επίλυση του προβλήματος της σύστασης του πυρήνα. Παρέμενε το ζήτημα της μη αυτόματης διάσπασης του πυρήνα από τις απωθητικές, μεταξύ των θετικών πρωτονίων, δυνάμεις του Coulomb. Το ζήτημα αυτό επιβάλλει την ύπαρξη ενός άλλου είδους δύναμης, της πυρηνικής δύναμης, η οποία έχει μεγάλη ένταση με μικρή εμβέλεια ώστε να επικρατεί επί της δύναμης Coulomb στο χώρο του πυρήνα.

Η φύση των πυρηνικών δυνάμεων που συγκρατούν τα πρωτόνια και τα νετρόνια ενωμένα στον πυρήνα, δεν είναι ακόμα πλήρως κατανοητή. Είναι σίγουρο όμως ότι αυτές οι δυνάμεις δεν είναι ηλεκτρικής προέλευσης γιατί το νετρόνιο δεν έχει φορτίο. Επιπλέον, η απαιτούμενη πυρηνική ενέργεια σύνδεσης, δεν μπορεί να απορρέει από βαρυτικές ελκτικές δυνάμεις γιατί η έντασή τους είναι κατά πολλές τάξεις μεγέθους μικρότερη.

Το επικρατέστερο μοντέλο για την εξήγηση της φύσης των πυρηνικών δυνάμεων, είναι το μοντέλο του Yukawa. Σύμφωνα με αυτό το μοντέλο, η δύναμη του πυρηνικού δεσμού είναι μια δύναμη ανταλλαγής παρόμοια με εκείνη του μοριακού δεσμού.

Ο Yukawa προτείνει ότι τα πρωτόνια και τα νετρόνια αλληάζουν συνέχεια ταυτότητα ανταλλάσσοντας μεταξύ τους μεσόνια π (ενδοπυρηνικά σωμάτια).

Η ενέργεια που απελευθερώνεται από αυτή την ανταλλαγή μεσονίων είναι:

$$\Delta E = m_{\pi}c^2 = 135\text{MeV}$$

όπου m_{π} είναι η μάζα του μεσονίου π .

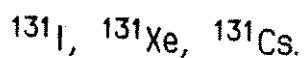
Αυτό το φαινόμενο ανταλλαγής θεωρείται ότι δημιουργεί μια συνθήκη συντονισμού μεταξύ πρωτονίων και νετρονίων στην οποία αποδίδεται η ενέργεια σύνδεσης και η σταθερότητα του πυρήνα.

2. ΝΟΥΚΛΙΔΙΑ ΚΑΙ ΟΙΚΟΓΕΝΕΙΕΣ ΝΟΥΚΛΙΔΙΩΝ

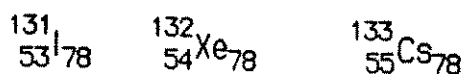
Όλοι οι πυρήνες των στοιχείων λέγονται νουκλίδια. Τα νουκλίδια κατατάσσονται σε οικογένειες που έχουν ορισμένα κοινά χαρακτηριστικά. Ένα νουκλίδιο χαρακτηρίζεται από την ακριβή πυρηνική του σύσταση, που εκφράζεται με τον μαζικό αριθμό A , τον ατομικό αριθμό Z και την κατανομή των νουκλεονίων (νετρόνια, πρωτόνια) μέσα στον πυρήνα. Για να ταξινομηθεί σαν νουκλίδιο, ένας πυρήνας πρέπει να έχει χρονική διάρκεια ζωής μεγαλύτερη από 10^{-12} sec.

Τα νουκλίδια που έχουν τον ίδιο ατομικό αριθμό Z λέγονται ισότοπα. Έτσι, το ^{125}I , ^{127}I και το ^{131}I είναι ισότοπα του ίδιου στοιχείου δηλαδή του ιωδίου.

Τα νουκλίδια που έχουν τον ίδιο μαζικό αριθμό A λέγονται ισοβαρή, όπως π.χ.:



Τα νουκλίδια με τον ίδιο αριθμό νετρονίων N λέγονται ισότονα όπως π.χ.



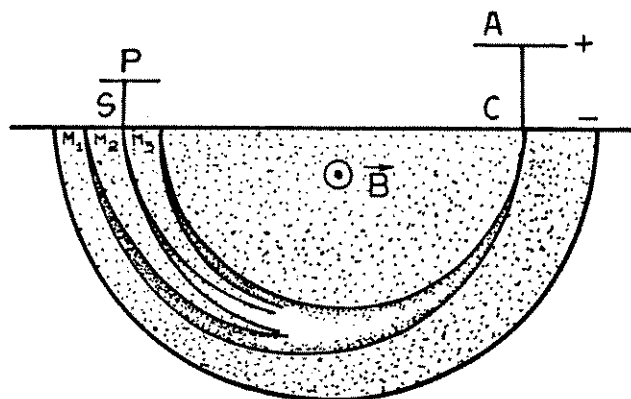
δηλαδή, με άλλα λόγια, τα ισότοπα έχουν τον ίδιο αριθμό πρωτονίων, τα ισότονα έχουν τον ίδιο αριθμό νετρονίων και τα ισοβαρή έχουν τον ίδιο μαζικό αριθμό.

3. ΔΙΑΧΩΡΙΣΜΟΣ ΤΩΝ ΙΣΟΤΟΠΩΝ

Στη φύση συναντάμε συνήθως μίγματα ισότοπων. Επειδή σε πάρα πολλές εφαρμογές της Πυρηνικής Φυσικής, μεταξύ των οποίων και Ιατρικές, ενδιαφέρει

το "καθαρό" ισότοπο, έχουν σχεδιαστεί και κατασκευαστεί διάφορες διατάξεις ποσοτικού διαχωρισμού των ισωτόπων. Μια από αυτές είναι το φασματομέτρο Dempster, του οποίου η αρχή λειτουργίας περιγράφεται στο σχήμα 1.

Η πηγή A παράγει ιόντα ενός συγκεκριμένου στοιχείου. Η τάση μεταξύ A και C (άνω των 1000 Volt) τα επιταχύνει. Το μαγνητικό πεδίο (κάθετο προς το χαρτί) κάμπτει τις τροχιές τους και τα εστιάζει σε διάφορες θέσεις εξαρτώμενες από το λόγο φορτίου προς μάζα (q/m) του καθενός. Επειδή πρόκειται περί ιόντων του ίδιου στοιχείου, τα φορτία τους είναι ίσα. Από την άλλη πλευρά, οι μάζες των ιόντων μπορεί να διαφέρουν ανάλογα με το ισότοπο από το οποίο προέρχονται. Μεταθέτοντας τη σχισμή S παίρνουμε σε κάθε θέση άλλο ισότοπο. Η πλάκα P συλλέγει τα ιονισμένα άτομα του κάθε ισωτόπου και το ρεύμα της είναι ανάλογο του πλήθους τους. Έτσι, βρίσκεται η σχετική αφθονία του κάθε ισωτόπου στο φυσικό στοιχείο που εξετάζουμε.



Σχήμα 1 : Αρχή λειτουργίας του φασματομέτρου του Dempster.

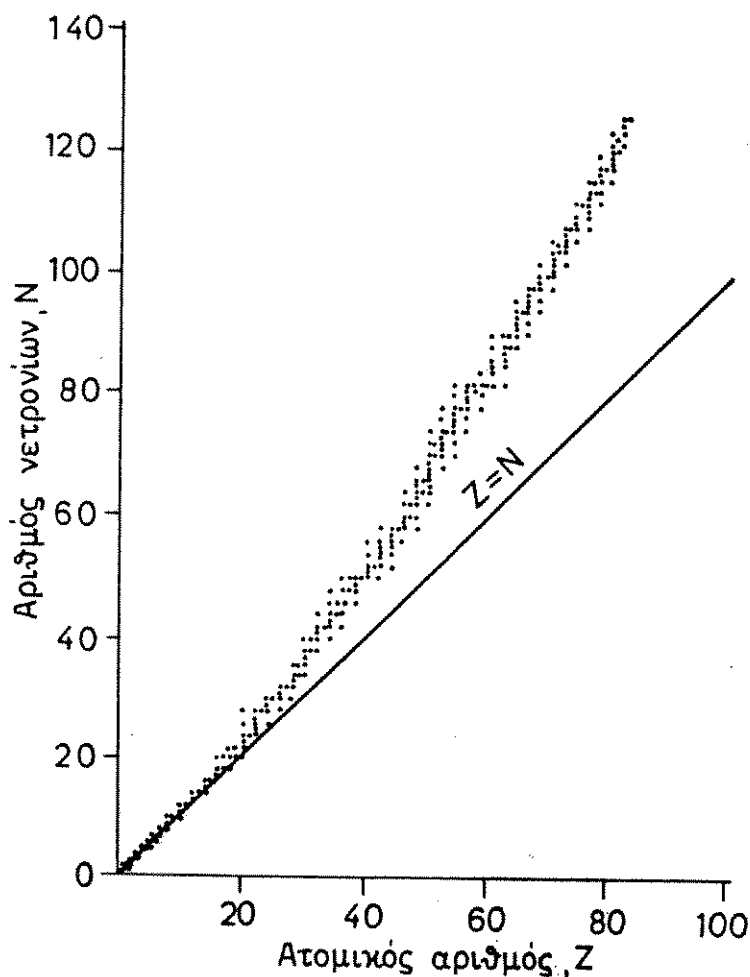
4. ΕΥΣΤΑΘΕΙΑ ΤΩΝ ΠΥΡΗΝΩΝ

Ορισμένοι συνδυασμοί πρωτονίων και νετρονίων παράχουν ευσταθείς πυρήνες, ενώ υπάρχουν άλλοι, αντίθετα, που παράχουν πυρήνες με μεγάλη αστάθεια ακόμη και στη θεμελιώδη κατάστασή τους. Οι ασταθείς πυρήνες, με την εκπομπή σωματίων και φωτονίων ή απλώς φωτονίων, μεταπίπτουν, πολλές φορές αυθόρμητα, σε ευσταθείς.

Από τη μελέτη των γενικών χαρακτηριστικών των ευσταθών νουκλιδίων, απορρέουν αρκετές ενδείξεις για τους παράγοντες που συντελούν στην πυρηνική αστάθεια και μετάπτωση ή ραδιενεργό φθορά.

Στο σχήμα 2, δίνεται το διάγραμμα των ευσταθών νουκλιδίων, σε σχέση με τον αριθμό νετρονίων και πρωτονίων τους.

Ένας πρώτος παράγοντας, που όπως φαίνεται, μελετώντας το διάγραμμα, επηρεάζει την ευστάθεια, είναι η αναλογία νετρονίων και πρωτονίων του πυρήνα. Τα ευσταθή νουκλίδια, περιέχονται σε μια στενή λωρίδα η οποία λέγεται **γραμμή ευστάθειας**



Σχήμα 2: Τα σταθερά ισότοπα συνωστίζονται γύρω από μία νοητή γραμμή, καλούμενη "γραμμή ευστάθειας". $N=Z$ για τα ελαφρά στοιχεία, $N=1.5Z$ για τα βαρέα στοιχεία.

Αρχικά, η κλίση της γραμμής ευστάθειας είναι περίπου ίση με τη μονάδα, δηλαδή $N=Z$, λόγω της τάσης των ελαφρών πυρήνων να περιέχουν ίσο αριθμό νετρονίων και πρωτονίων. Αντίθετα, όσο το Z μεγαλώνει, το κλάσμα N/Z αυξάνεται και φθάνει το 1.5 δηλαδή στους βαρείς ευσταθείς πυρήνες έχουμε περίπου 50% περισσότερα νετρόνια από πρωτόνια.

Γενικά, υπάρχει τάση προς αστάθεια σε συστήματα που περιέχουν μέσα

σε χώρο μικρού όγκου, ένα μεγάλο αριθμό σωματίων του αυτού είδους. Αυτό εξηγεί την αστάθεια των πολύ βαρέων πυρήνων. Επίσης, εξηγεί το γιατί, για ελαφρά στοιχεία, η ευστάθεια ευνοείται από τον περίπου ίσο αριθμό νετρονίων και πρωτονίων, που είναι και συνθήκη ελαχιστοποίησης του αριθμού των σωματίων του αυτού είδους.

Στην περίπτωση των βαρύτερων στοιχείων, η ευστάθεια ευνοείται από ένα σχετικό πλεόνασμα νετρονίων γιατί τα νετρόνια ενέχουν μόνο δυνάμεις ανταλλαγής (ελκτικές) ενώ τα πρωτόνια ενέχουν δυνάμεις ανταλλαγής και δυνάμεις Coulomb (απωθητικές). Οι δυνάμεις ανταλλαγής (πυρηνικές) είναι μικρής εμβέλειας και έτσι έχουν επίδραση μόνο μεταξύ των πολύ χειτονικών νουκλεονίων. Από την άλλη πλευρά, οι ηλεκτραπωθητικές δυνάμεις Coulomb κυριαρχούν σε πολύ μεγαλύτερες αποστάσεις. Κατά συνέπεια, για τα βαρέα νουκλίδια, απαιτείται πλεόνασμα νετρονίων έτσι ώστε να κατανικηθούν οι μεγαλύτερης εμβέλειας απωθητικές δυνάμεις Coulomb που ασκούνται μεταξύ του μεγάλου αριθμού πρωτονίων.

Τα νουκλίδια που τοποθετούνται μακριά από τη γραμμή ευστάθειας είναι στην πλειοψηφία των περιπτώσεων ασταθή.

Γενικά, τα ασταθή νουκλίδια, υφιστάμενα διαδικασίες ραδιενεργού φθοράς, μεταπίπτουν σε άλλα που τοποθετούνται πλησιέστερα ως προς τη γραμμή ευστάθειας.

Μια λεπτομερέστερη ανάλυση των αριθμών Z και N των σταθερών πυρήνων, υποδεικνύει ότι υπάρχει μια τάση προς σύζευξη μεταξύ νουκλεονίων του αυτού είδους (βλέπε πίνακα 1).

Ο μεγαλύτερος αριθμός των σταθερών νουκλιδίων έχει αμφοτέρους τους αριθμούς Z και N άρτιους, ενώ μόνο τέσσερα από τα σταθερά νουκλίδια έχουν αμφοτέρους τους Z και N περιττούς. Αυτό το φαινόμενο αποτελεί σοβαρή ένδειξη ότι ο πυρήνας μπορεί να περιέχει φθιοούς ή ενεργειακά επίπεδα

Πίνακας 1 : Κανόνες περιττού - άρτιου

Z	N	Αριθμός σταθερών νουκλιδίων
άρτιος	άρτιος	164
άρτιος	περιττός	55
περιττός	άρτιος	50
περιττός	περιττός	4

όμοια με εκείνα της ηλεκτρονικής δομής του ατόμου. Σύμφωνα με αυτό το υπόδειγμα, η ευστάθεια των πυρήνων φαίνεται να ευνοείται όταν τα ενεργειακά επίπεδα είναι πλήρη.

Μια άλλη ένδειξη υπέρ του προαναφερόμενου πυρηνικού υποδείγματος, επιτυγχάνεται από την παρατήρηση ότι οι πυρήνες που περιέχουν ένα ορισμένο αριθμό πρωτονίων ή νετρονίων έχουν μέγιστη ευστάθεια. Οι αριθμοί αυτοί, που αναφέρονται στη βιβλιογραφία σαν μαγικοί αριθμοί, είναι 2, 8, 20, 28, 50 και 126.

5. ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΣΥΝΔΕΣΗΣ ΤΟΥ ΠΥΡΗΝΑ

Όταν η μάζα ενός πυρήνα συγκρίνεται με το άθροισμα των μαζών των συστατικών του (πρωτόνια, νετρόνια), βρίσκεται μικρότερη κατά μια ποσότητα Δm . Αυτό σημαίνει ότι ένα μέρος της πυρηνικής μάζας μετατράπηκε σε ενέργεια σύνδεσης των νουκλεονίων για τη συγκρότηση του πυρήνα. Η ενέργεια που ισοδυναμεί με το έλλειμμα μάζας Δm καλείται ενέργεια σύνδεσης E_B του πυρήνα, και εκφράζεται σε μονάδες ενέργειας σύμφωνα με την εξίσωση της ισοδυναμίας μάζας και ενέργειας.

$$E_B = \Delta m c^2 \quad (2)$$

Συμβατικά, όλες οι μονάδες μάζας της πυρηνικής φυσικής, εκφράζονται σε "ατομικές μονάδες μάζας" (a.m.u.). Εξ ορισμού, 1(a.m.u.) ισούται με 1/12 της μάζας του ατόμου ^{12}C , δηλαδή: $1(\text{a.m.u.}) = 1.661 \cdot 10^{-24} \text{g}$. Αντικαθιστώντας αυτή τη μάζα στην εξίσωση (2) προκύπτει:

$$1(\text{a.m.u.}) = 931.48 \text{ MeV} \quad (3)$$

Κατά συνέπεια, αν το έλλειμμα μάζας Δm ενός πυρήνα είναι γνωστό, η ισοδύναμη ενέργεια E_B επιτυγχάνεται με ένα απλό πολλαπλασιασμό.

Ο υπολογισμός της απώλειας μάζας του πυρήνα, γίνεται σύμφωνα με την εξίσωση:

$$\delta = W - M \quad (4)$$

όπου M είναι η μάζα ολόκληρου του ατόμου και W είναι το άθροισμα των μαζών των ελεύθερων (ασύνδετων) συνιστωσών του, δηλαδή:

$$W = Zm_p + Nm_n + Zm_e \quad (5)$$

Έτσι, για το ${}^4_2\text{He}$ όπου $Z=N=2$ το έλλειμμα μάζας ισούται με:

$$W = 2(1.007276) + 2(1.008665) + 2(0.0005487)$$

$$W = 4.032979 \text{ a.m.u.}$$

Επειδή η μετρούμενη ατομική μάζα του ${}^4_2\text{He}$ είναι: $M=4.002603 \text{ a.m.u.}$

συνάγεται ότι το έλλειμμα μάζας του ισούται με :

$$\delta = 4.032979 - 4.002603 = 0.030376 \text{ a.m.u.}$$

και η ισοδύναμη ενέργεια E_B ισούται με:

$$E_B = (0.030376 \text{ a.m.u.}) (931.48 \text{ MeV/a.m.u.}) = 28.28 \text{ MeV}$$

E_B είναι η ενέργεια που εκπέμπεται κατά το σχηματισμό του πυρήνα από τις συνιστώσες του. Γενικά, τα νουκλίδια που έχουν μεγάλες ενέργειες σύνδεσης ανά νουκλεόνιο, E_B είναι ευσταθή ως προς την απώλεια ενός πρωτονίου ή ενός νετρονίου.

Προφανώς, E_B ισούται με

$$E_B = (931.48 (W-M))/A \quad (6)$$

Στο σχήμα 3, δίνεται το διάγραμμα της E_B ως προς A . Από την εξέταση αυτού του διαγράμματος, προκύπτει ότι η E_B για τα ενδιάμεσα νουκλίδια είναι σχεδόν σταθερή και εμφανίζει ένα πλατύ μέγιστο για $A=60$. Υπό μεγαλύτερη όμως κλίμακα και με μια λεπτομερέστερη ανάλυση, φαίνεται ότι υπάρχουν ασυνέχειες στην E_B σε αντιστοιχία με τους μαγικούς αριθμούς 2, 8, 20, 28, 50, 82 και 126, πράγμα που ενισχύει περαιτέρω το υπόδειγμα σύστασης των πυρήνων κατά φλοιούς. Πράγματι, με τη συμπλήρωση κάθε φλοιού, το προστιθέμενο νουκλεόνιο τίθεται στον επόμενο φλοιό και δεν έχει ισχυρή σύνδεση με τα προηγούμενα.

Η μεταβολή της E_B έχει μεγάλη σημασία στις πυρηνικές εφαρμογές, γιατί σ'αυτή βασίζεται η πυρηνική σύντηξη και η πυρηνική σχάση. Όπως είναι φανερό στο σχ. 3, αν δύο πυρήνες δευτέρου ${}^2_1\text{H}$ ενωθούν (σύντηξη) προς

σχηματισμό πυρήνα ηλίου ${}^4_2\text{He}$, θα εκλυθεί μεγάλο ποσό ενέργειας ίσο προς τη

διαφορά των αντίστοιχων ενεργειών σύνδεσης. Πράγματι, η ενέργεια που θα δίναμε για να διαλύσουμε τα δύο δευτέρια θα ήταν:

$$2(2 \cdot 1.1) = 4.44 \text{ MeV}$$

Ενώ όταν "συντακούν" δύο πρωτόνια και δύο νετρόνια προς σχηματισμό ενός πυρήνα ${}^4_2\text{He}$ θα μας δώσουν:

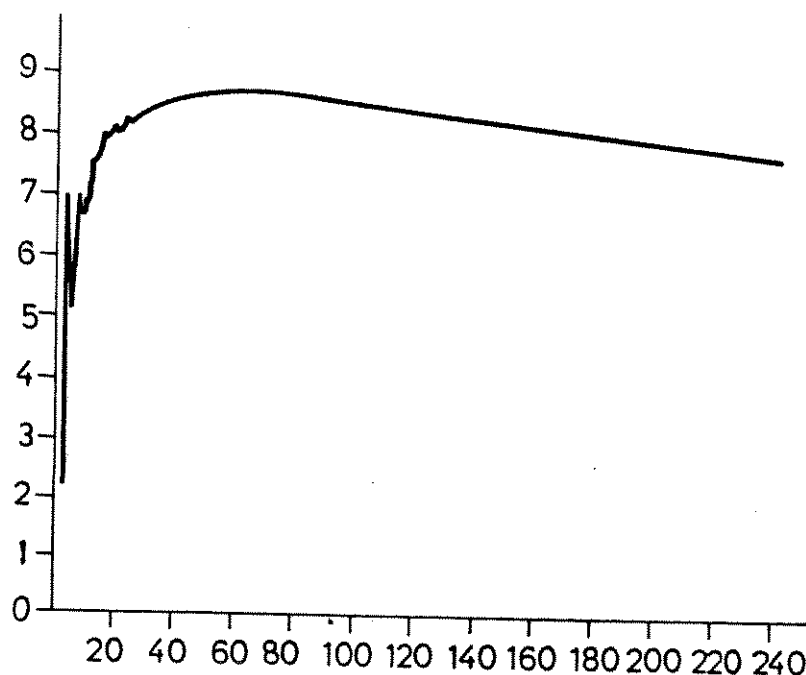
$$4 \cdot 7.07 = 28.28 \text{ MeV}$$

Επομένως, από κάθε σύντηξη δύο δευτερίων έχουμε καθαρό ενεργειακό κέρδος ίσο με

$$E_{\text{συν}} = 28.28 - 4.44 = 23.84 \text{ MeV}$$

Αντίστροφα, αν ο πυρήνας ${}^{235}\text{U}$ διασπαστεί (πυρηνική σχάση), τα μέσου βάρους προϊόντα της σχάσης έχουν μεγαλύτερη E_b . Η διαφορά αυτή ενέργειας θα αποδοθεί (ενέργεια πυρηνικών αντιδραστήρων). Η ενέργεια σύνδεσης του πυρήνα εξαρτάται από 5 κυρίως παράγοντες σύμφωνα με τη σχέση:

$$E_B = \alpha_1 A - \alpha_2 \frac{(A - 2Z)^2}{A} - \alpha_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \alpha_4 A^{2/3} \pm \frac{\alpha_5}{A} \quad (7)$$



Σχήμα 3 : Διάγραμμα της E_b σαν συνάρτηση του μαζικού αριθμού A .

Ο πρώτος παράγοντας είναι θετικός και εκφράζει το γεγονός ότι η ενέργεια σύνδεσης οφείλεται στις, μικρής εμβέλειας, ελκτικές δυνάμεις ανταλλαγής που εξασκούνται μεταξύ των A νουκλεονίων (γι'αυτό ο όρος είναι ανάλογος του A).

Ο δεύτερος, δίνει την επίδραση του πλεονάσματος των νετρονίων, ιδίως στους βαρύτερους πυρήνες. Πράγματι, το πλεονάσμα νετρονίων εκφράζεται με τον όρο $(A-Z)$ που εμφανίζεται στον υπό συζήτηση παράγοντα.

Ο τρίτος παράγων είναι και αυτός αρνητικός, γιατί εκφράζει την επίδραση των ηλεκτραπωθητικών δυνάμεων Coulomb, που ασκούνται μεταξύ των πρωτονίων μειώνοντας τη σύνδεση των νουκλεονίων και επομένως την E_B . Αυτός ο παράγων είναι ανάλογος του $Z^2/A^{1/3}$ γιατί οι αποστάσεις μεταξύ των πρωτονίων είναι περίπου ίσες με την ακτίνα του πυρήνα $+A^{1/3}$ και το φορτίο των πρωτονίων ισούται με Z (ενδοπυρηνικό δυναμικό του Coulomb).

Ο τέταρτος παράγων λαμβάνει υπόψη τη μικρότερη σύνδεση που έχουν τα επιφανειακά νουκλεόνια. Γι'αυτό το λόγο, υπάρχει αναλογία αυτού του παράγοντα με την πυρηνική επιφάνεια. Δεδομένου ότι $S_{\text{πυρ}} \propto R^2$ και $R_{\text{πυρ}} \propto A^{1/3}$ έπεται ότι η υπό συζήτηση επίδραση είναι ανάλογη του $(A^{1/3})^2 = A^{2/3}$.

Τέλος, ο πέμπτος παράγων υπολογίζει την επίδραση του άρτιου ή περιττού χαρακτήρα του αριθμού των πρωτονίων και νετρονίων.

6. ΠΥΡΗΝΙΚΕΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΣΤΑΘΜΕΣ

Τα νουκλεόνια, κινούνται εντός του πυρήνα κατά ένα πολύ σύνθετο τρόπο, υπό την επίδραση των δυνάμεων ανταλλαγής και των δυνάμεων Coulomb. Μόνο ένας περιορισμένος αριθμός κινήσεων είναι επιτρεπτός και αυτές προσδιορίζονται από ένα set πυρηνικών κβαντικών αριθμών.

Η πιο ευσταθής διάταξη των νουκλεονίων καλείται "θμελιώδης" κατάσταση. Οι άλλες διατάξεις των νουκλεονίων εμπίπτουν σε δύο κατηγορίες:

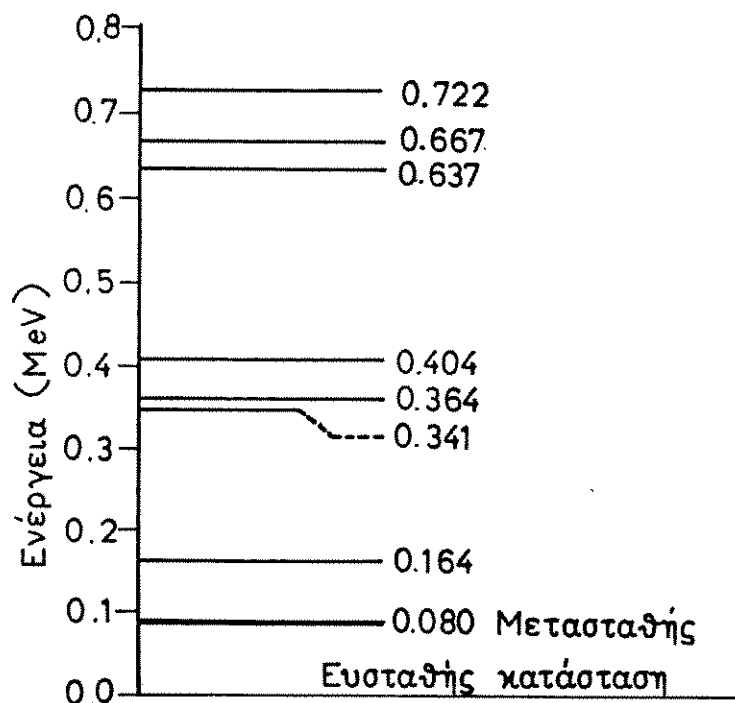
1. **Τις διεγερμένες καταστάσεις**, οι οποίες είναι ασταθείς και μεταβατικές ενός μετασχηματισμού σε άλλη κατάσταση.
2. **Τις μετασταθείς καταστάσεις**, οι οποίες είναι επίσης ασταθείς αλλά έχουν μεγάλους χρόνους ζωής πριν από το μετασχηματισμό σε άλλη κατάσταση. Οι μετασταθείς καταστάσεις λέγονται και **ισομερείς καταστάσεις**.

Η διαχωριστική γραμμή για τους χρόνους ζωής μεταξύ των μετασταθών και των διεγερμένων καταστάσεων, βρίσκεται περίπου στα 10^{-12} sec. Αυτός δεν είναι παρά ελάχιστος χρόνος για τα καθημερινά standards είναι όμως σχετικά μεγάλος για τις πυρηνικές διαδικασίες. Οι μετασταθείς καταστάσεις μπορούν να διαρκέσουν μέχρι και αρκετές ώρες, γι'αυτό θεωρούνται ξεχωριστές οντότητες και ταξινομούνται σαν ξεχωριστά νουκλίδια.

Οι μεταπτώσεις μεταξύ των διαφόρων πυρηνικών καταστάσεων ακολουθούνται από εκπομπή ή απορρόφηση συγκεκριμένων ποσοτήτων ενέργειας

όπως ακριβώς συμβαίνει με τις μεταπτώσεις των τροχιακών ηλεκτρονίων του ατόμου του BOHR. Οι ενεργειακές στάθμες που αντιστοιχούν στις διάφορες διατάξεις των νουκλεονίων του πυρήνα, δίνονται από ένα διάγραμμα σαν αυτό του σχήματος 4.

Συγκεκριμένα, στο σχήμα 4, φαίνεται το ενεργειακό διάγραμμα του νουκλιδίου ^{131}Xe . Η μετάπτωση από χαμηλότερη σε ψηλότερη ενεργειακή στάθμη απαιτεί την παροχή ενέργειας υπό τη μορφή φωτονίου ή σωματίου που προσπίπτει στον πυρήνα. Η μετάπτωση από υψηλότερη σε χαμηλότερη ενεργειακή στάθμη, έχει σαν αποτέλεσμα την απελευθέρωση ενέργειας υπό τη μορφή εκπεμπόμενων σωματιών ή φωτονίων.



Σχήμα 4 : Διάγραμμα των πυρηνικών ενεργειακών επιπέδων του ραδιονουκλιδίου ^{131}Xe

7. ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΟΥ ΦΘΟΡΑΣ ΚΑΙ ΕΚΠΟΜΠΗΣ

7.1 Ραδιενεργός φθορά

Όπως δείχνει ο χάρτης των ισότοπων, στη Φύση, υπάρχουν αρκετά ασταθή νουκλίδια, τα οποία έχουν την τάση να μεταπέσουν σε ευσταθή κατάσταση μέσω ενός μηχανισμού ραδιενεργού φθοράς. Η ραδιενεργός φθορά είναι μια

διαδικασία κατά την οποία ένα ασταθές νουκλίδιο μετασχηματίζεται σε ένα πιο ευσταθές με την απελευθέρωση πυρηνικής ενέργειας υπό τη μορφή εκπεμπόμενων σωματίων ή φωτονίων. Αυτή η διαδικασία αλλάζει το ισοζύγιο των νετρονίων και των πρωτονίων με επακόλουθο το σχηματισμό ενός ατόμου διαφορετικού στοιχείου.

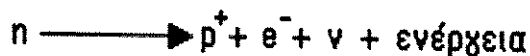
Το ασταθές νουκλίδιο, αναφέρεται συνήθως σαν μητρικό, ενώ το προϊόν της ραδιενεργού φθοράς καλείται θυγατρικό νουκλίδιο. Το θυγατρικό νουκλίδιο, δεν είναι πάντοτε ευσταθές και μπορεί με τη σειρά του να υποστεί ραδιενεργό φθορά.

Η ενέργεια που απελευθερώνεται κατά τη ραδιενεργό φθορά, καλείται ενέργεια μετάπτωσης και συχνά συμβολίζεται με Q . Πηγή της εκλυόμενης ενέργειας είναι η μετατροπή της μάζας σε ενέργεια. Αν τα προϊόντα μιας συγκεκριμένης ραδιενεργού φθοράς συλλεχθούν και ζυγισθούν, θα βρεθεί ότι ζυγίζουν λιγότερο από το αρχικό ραδιενεργό άτομο. Κατά συνέπεια, η ραδιενεργός φθορά δεν έχει σαν μόνο αποτέλεσμα το μετασχηματισμό ενός νουκλιδίου σε ένα άλλο, αλλά και τον μετασχηματισμό της μάζας σε ενέργεια.

Η ραδιενεργός φθορά χαρακτηρίζεται, από το μηχανισμό φθοράς, τον τύπο της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας, την ενέργεια μετάπτωσης και τέλος, από τη συνάρτηση που δίνει τη χρονική μεταβολή του αρχικού νουκλιδίου.

7.2 Ραδιενεργός φθορά με εκπομπή σωματίων β^-

Η ραδιενεργός φθορά τύπου β^- , είναι μια διαδικασία κατά την οποία ένα νετρόνιο του πυρήνα μετασχηματίζεται σε ένα πρωτόνιο και ένα ηλεκτρόνιο. Σχηματικά, η διαδικασία δίνεται από την εξίσωση:



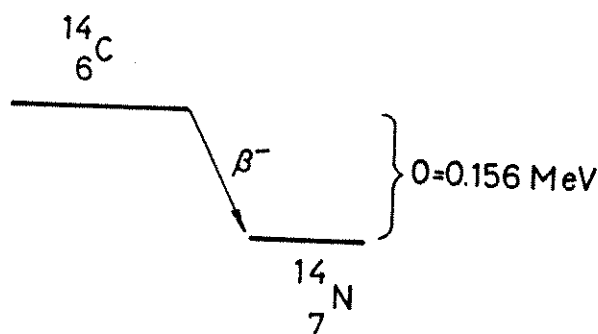
Το ηλεκτρόνιο (e^-) και το νεutrίνιο (ν) εκπέμπονται από τον πυρήνα και μεταφέρουν την απελευθερούμενη ενέργεια υπο μορφή κινητικής ενέργειας. Το ηλεκτρόνιο αυτής της διαδικασίας καλείται σωματίο β^- . Το νεutrίνιο είναι ένα σωματίο που δεν έχει μάζα ούτε ηλεκτρικό φορτίο αλληλεπιδρά ελάχιστα με την ύλη και κατά συνέπεια είναι ουσιαστικά μη ανιχνεύσιμο. Η μόνη πρακτική συνέπεια της ύπαρξής του είναι ότι μεταφέρει ένα μέρος της απελευθερούμενης ενέργειας κατά τη ραδιενεργό φθορά. Η ραδιενεργός φθορά β^- δίνεται σχηματικά με τον ακόλουθο τυπικό γενικό συμβολισμό.



Το μητρικό ραδιονουκλίδιο X και το θυγατρικό προϊόν Y αντιπροσωπεύουν διαφορετικά χημικά στοιχεία επειδή κατά τη διαδικασία ένα νετρόνιο μετασχηματίσθηκε σε πρωτόνιο και επομένως ο ατομικός αριθμός του νουκλιδίου αυξήθηκε κατά 1.

Η ραδιενεργός διαδικασία β^- δίνεται μέσω του λεχόμενου διαγράμματος φθοράς (βλέπε σχήμα 4).

Η εκλυόμενη ενέργεια κατά τη φθορά β κατανέμεται με τυχαίο τρόπο μεταξύ σωματίου β^- και νετρινίου. Το σχήμα 5 δείχνει την κατανομή ή ενεργειακό φάσμα των σωματίων β^- της ραδιενεργού φθοράς του ^{14}C . Η μέγιστη δυνατή ενέργεια του σωματίου β^- ισούται με την ενέργεια μετάπτωσης της ραδιενεργού φθοράς (0.156 MeV). Η μέση ενέργεια του σωματίου β^- συμβολίζεται με E_{β} .



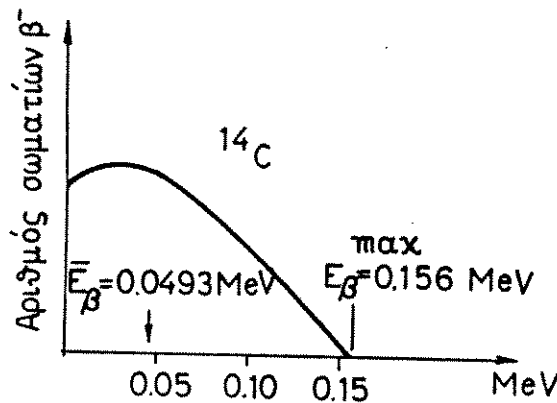
Σχήμα 5 : Σχηματικό διάγραμμα της ραδιενεργού φθοράς του ^{14}C με εκπομπή β^- . Q είναι η ενέργεια μετάπτωσης.

Η E_{β} , έχει χαρακτηριστική τιμή για το συγκεκριμένο ραδιονουκλίδιο.

Γενικά, ισχύει η σχέση:

$$\bar{E}_{\beta} = \frac{1}{3} E_{\beta}^{\max}$$

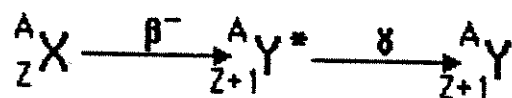
Τα σωματία β^- έχουν μικρή διεισδυτικότητα και μπορούν να διαπεράσουν στερεά υλικά σχετικά μικρού πάχους. Το γεγονός αυτό προστιθέμενο στη μεγάλη βιολογική επίδραση των σωματίων β^- , αποκλείει τη χρησιμοποίησή τους στις in vivo ιατρικές διαγνωστικές εφαρμογές. Πράγματι, είναι δύσκολο να ανιχνευθεί ένα σωματίο β^- προερχόμενο από το εσωτερικό του ανθρώπινου σώματος, με ένα ανιχνευτή ο οποίος βρίσκεται εκτός τους σώματος. Τα σωματία β^- μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε συγκεκριμένες θεραπευτικές αγωγές όπως θα αναλυθεί στο επόμενο κεφάλαιο.



Σχήμα 6 : Ενεργειακό φάσμα των σωματίων β που εκπέμπονται από τον ^{14}C . E_{β}^{max} είναι η μέγιστη ενέργεια των σωματίων β . E_{β} είναι η μέση ενέργεια των β^- , περίπου $1/3 E_{\beta}^{\text{max}}$

7.3 Ραδιενεργός φθορά με εκπομπή σωματίων β και ακτινοβολίας γ .

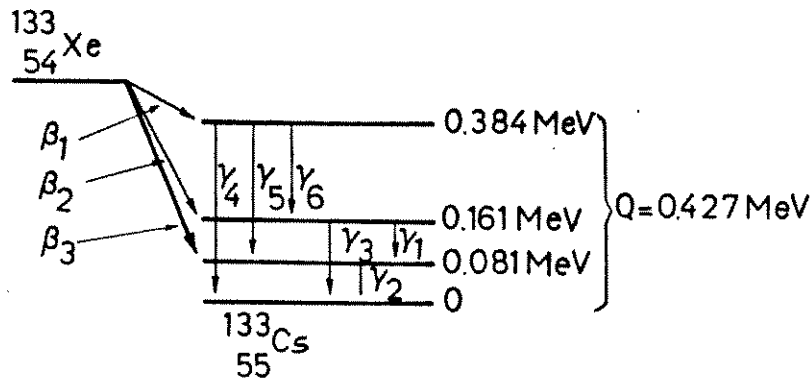
Σε ορισμένες περιπτώσεις, η φθορά με εκπομπή σωματίων β ενός μητρικού νουκλιδίου δίνει σαν αποτέλεσμα ένα θυγατρικό νουκλίδιο, το οποίο δεν βρίσκεται σε θεμελιώδη κατάσταση, αλλά σε μια διεγερμένη ή μετασταθή κατάσταση. Στην περίπτωση αυτή, το θυγατρικό νουκλίδιο μεταπίπτει μετά από ένα ορισμένο χρονικό διάστημα σε μια πιο ευσταθή κατάσταση εκπέμποντας ακτινοβολία γ . Αυτή η διαδικασία, δίνεται σχηματικά με την παρακάτω σχέση:



Σημειώνεται ότι στη δεύτερη φάση αυτής της διαδικασίας δεν έχουμε κανένα μετασχηματισμό του νουκλιδίου, αλλά απλώς μια ανακατανομή των νουκλεονίων του πυρήνα.

Ένα παράδειγμα φθοράς (β^- , γ) είναι το ραδιονουκλίδιο ^{133}Xe , το οποίο με εκπομπή του σωματίου β^- μπορεί να μεταπέσει σε μια από τις τρεις διαφορετικές διεγερμένες καταστάσεις του ^{133}Cs .

Στο σχήμα 7 δίνεται το σχηματικό διάγραμμα φθοράς αυτού του ραδιονουκλιδίου. Το νουκλίδιο μεταπίπτει στη θεμελιώδη κατάσταση ή σε μια άλλη διεγερμένη κατάσταση χαμηλότερης ενέργειας δι'εκπομπής ακτινοβολίας γ . Σ'αυτή τη δεύτερη περίπτωση, το νουκλίδιο θα μεταπέσει τελικά στη θεμελιώδη κατάσταση με την εκπομπή επιπρόσθετων ακτίνων γ , όπως φαίνεται στο σχηματικό διάγραμμα.



Σχήμα 7 : Σχηματικό διάγραμμα της ραδιενεργού φθοράς του ^{133}Xe με εκπομπή (β^- , γ).
Περισσότερες από μια γ ακτίνες μπορούν να εκπεμφθούν κατά τον μετασχηματισμό του πυρήνα.

Σε αντίθεση με τα σωμάτια β^- , τα οποία εκπέμπονται σε συνεχές ενεργειακό φάσμα, οι ακτίνες γ έχουν ενεργειακό φάσμα εκπομπής γραμμικό. Αυτό το φάσμα, όπως γίνεται κατανοητό από το επόμενο σχηματικό διάγραμμα, είναι χαρακτηριστικό των ενεργειακών καταστάσεων του ραδιονουκλιδίου.

Οι ακτίνες γ είναι πολύ πιο διεισδυτικές από τα σωμάτια β^- και δεν έχουν μεγάλη βιολογική επίδραση στον οργανισμό. Για τον παραπάνω λόγο, σε αντίθεση με τα σωμάτια β^- χρησιμοποιούνται ευρύτατα στις in vivo διαγνωστικές εφαρμοχές της Πυρηνικής Ιατρικής.

7.4 Ισομερείς μεταπτώσεις και εσωτερική μετατροπή

Το θυγατρικό νουκλίδιο ενός ραδιενεργού μητρικού νουκλιδίου, μπορεί να βρεθεί σε μια μακρόχρονη μετασταθή κατάσταση. Η μετάπτωση από τη μετασταθή κατάσταση δι'εκπομπής ακτινοβολίας γ , καλείται ισομερής μετάπτωση. Με εξαίρεση τη μεγαλύτερη μέση ζωή, δεν υπάρχουν διαφορές μεταξύ της μετάπτωσης από μετασταθή κατάσταση και από διεγερμένη κατάσταση.

Μια εναλλακτική περίπτωση στην εκπομπή ακτινοβολίας γ , η οποία παρατηρείται συχνότερα μεταξύ των μετασταθών καταστάσεων, είναι η μετάπτωση δι'εσωτερικής μετατροπής. Σ'αυτή τη διαδικασία, η ενέργεια μετάπτωσης του πυρήνα προσδίδεται σ'ένα τροχιακό ηλεκτρόνιο του ατόμου.

Έτσι, το τελικό αποτέλεσμα είναι η εκπομπή ενός ηλεκτρονίου αντί της ακτινοβολίας γ .

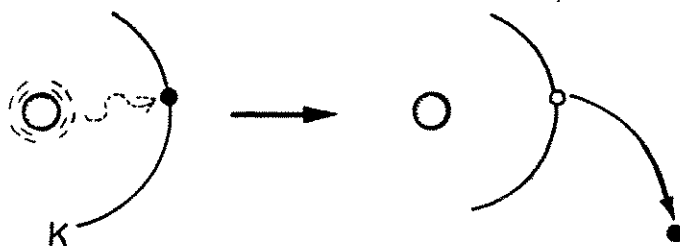
Το εκπεμπόμενο ηλεκτρόνιο, που καλείται ηλεκτρόνιο εσωτερικής μετατροπής, έχει κινητική ενέργεια ίση με την ενέργεια μετάπτωσης του νουκλιδίου μείον την ενέργεια δεσμού του τροχιακού ηλεκτρονίου. Για κάθε πυρηνική μετάπτωση υπάρχει μια συγκεκριμένη πιθανότητα η ενέργεια να εκπεμφθεί υπό μορφή ηλεκτρονίων εσωτερικής μετατροπής. Η πιθανότητα αυξάνεται:

1. Με την αύξηση του ατομικού αριθμού Z .
2. Με τη μείωση της ενέργειας μετάπτωσης.
3. Με την αύξηση της μέσης ζωής της διεγερμένης κατάστασης του θυγατρικού νουκλιδίου.

Η εσωτερική μετατροπή, δεν είναι τόσο χρήσιμη στις διαγνωστικές εφαρμοχές της Ιατρικής γιατί έχει σαν αποτέλεσμα την εκπομπή ενός τροχιακού ηλεκτρονίου.

Εν χένει όμως, τα μετασταθή ραδιονουκλίδια, είναι μεγάλης σημασίας στην Πυρηνική Ιατρική.

Εξαιτίας των σχετικά μεγάλων χρόνων ημιζωής τους, είναι δυνατόν να διαχωριστούν από τα μητρικά ραδιενεργά νουκλίδια που εκπέμπουν σωματία β^- και έτσι, να επιτευχθεί μια σχετικά καθαρή "πηγή ακτινοβολίας γ ". Τα μετασταθή νουκλίδια, εκπέμπουν πάντα ένα ορισμένο αριθμό ηλεκτρονίων εσωτερικής μετατροπής, και έτσι δεν είναι ποτέ τελείως καθαρές πηγές ακτινοβολίας γ . Παρόλα αυτά, ο λόγος των εκπεμπόμενων φωτονίων προς τα εκπεμπόμενα ηλεκτρόνια, είναι πολύ μεγάλος σε ορισμένα ραδιονουκλίδια τα οποία και βρίσκουν ιδιαίτερη εφαρμογή στη διαγνωστική Ιατρική.



Σχήμα 8 : Σχηματική παράσταση της εσωτερικής μετατροπής ηλεκτρονίων της K. στοιβάδας.

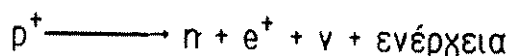
7.5 Νουκλίδια με έλλειμμα νετρονίων

Εξετάζοντας το χάρτη των ισότοπων, παρατηρείται ότι υπάρχουν νουκλίδια τα οποία θέτονται δεξιά από τη γραμμή των ευσταθών ισότοπων και επομένως, για να αποκτήσουν πυρηνική ευστάθεια, απαιτείται να αυξηθεί η αναλογία των νετρονίων σε σχέση με τα πρωτόνια. Αυτό μπορεί να συμβεί με δύο μηχανισμούς.

1. Την εκπομπή ποζιτρονίου και
2. Τη σύλληψη ηλεκτρονίου.

7.6 Ραδιενεργός φθορά δι'εκπομπής ποζιτρονίων (β^+)

Η ραδιενεργός φθορά δι'εκπομπής ποζιτρονίων είναι ένας μηχανισμός ανάλογος με εκείνο της ραδιενεργού φθοράς β^- , μόνο που σε αυτή την περίπτωση, συμβαίνει ο αντίθετος μετασχηματισμός, δηλαδή ένα πρωτόνιο του πυρήνα μετασχηματίζεται σε ένα νετρόνιο και ένα θετικά φορτισμένο ηλεκτρόνιο (ποζιτρόνιο), σύμφωνα με τη σχέση:



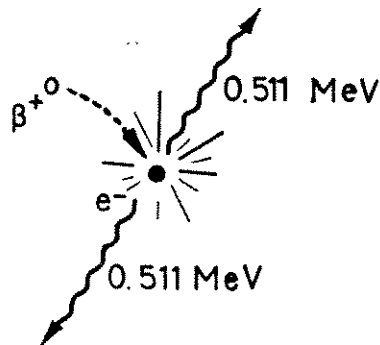
Το νετρόνιο παραμένει στον πυρήνα, ενώ το ποζιτρόνιο (β^+) εκπέμπεται μαζί με ένα νετρίνιο (ν).

Το ποζιτρόνιο, μετά την εκπομπή του από τον πυρήνα, χάνει την κινητική του ενέργεια αντιδρώντας με τα άτομα του περιβάλλοντος. Η διαδικασία απώλειας της κινητικής ενέργειας, απαιτεί χρονικό διάστημα ίσο με 10^{-9} sec, οπότε λαμβάνει χώρα μια αντίδραση σύζευξης του ποζιτρονίου με ένα τροχιακό ηλεκτρόνιο.

Κατά την αντίδραση σύζευξης, το ποζιτρόνιο και το τροχιακό ηλεκτρόνιο εξαυθώνονται και η μάζα τους μετασχηματίζεται σε ενέργεια (σχήμα 9).

Το ενεργειακό ισοδύναμο της μάζας καθενός από τα δύο σωματίδια, είναι 0.511 MeV. Αυτή η ενέργεια εμφανίζεται με τη μορφή δύο φωτονίων σύζευξης, κβαντικής ενέργειας 0.511 MeV, τα οποία ακολουθούν ακριβώς αντίθετες κατευθύνσεις (γωνία 180°). Έτσι, τελικά η ραδιενεργός φθορά δι'εκπομπής ποζιτρονίων, καταλήγει στην παραγωγή δύο φωτονίων. Το ενεργειακό ισοζύγιο της συνολικής διαδικασίας είναι σχετικά σύνθετο. Η ενέργεια μετάπτωσης του ραδιονουκλιδίου, ισούται με την απομένουσα κινητική ενέργεια του ποζιτρονίου, την ενέργεια του νετρίνιου και την ενέργεια των φωτονίων σύζευξης ($2 \cdot 0.511 = 1.022$ MeV). Κατά συνέπεια, η δεύτερη φάση της

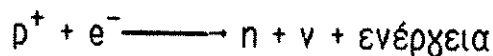
συνολικής διαδικασίας, δηλαδή η αντίδραση σύζευξης, προϋποθέτει ενέργεια μετάπτωσης του ραδιονουκλιδίου μεγαλύτερη από 1.022MeV. Το πλεόνασμα της ενέργειας μετάπτωσης πέρα από το 1.022MeV, κατανέμεται μεταξύ της κινητικής ενέργειας του ποζιτρονίου και της ενέργειας του νετρινίου κατά τρόπο ανάλογο με εκείνο της ραδιενεργού φθοράς β^- .



Σχήμα 9 : Σχηματική παράσταση της σύζευξης του ποζιτρονίου (β^+) και του e^- .

7.7 Σύλληψη Ηλεκτρονίου

Η σύλληψη του ηλεκτρονίου είναι ένας μηχανισμός πυρηνικού μετασχηματισμού κατά τον οποίο δεν εκπέμπεται, εκτός του νετρινίου, κανένα σωματίο από τον πυρήνα. Ένα τροχιακό ηλεκτρόνιο, συνήθως της στοιβάδας K, συλλαμβάνεται από τον πυρήνα και αντιδρώντας με ένα πρωτόνιο δίνει σαν αποτέλεσμα το σχηματισμό ενός νετρονίου και ενός νετρινίου, σύμφωνα με τη σχέση:

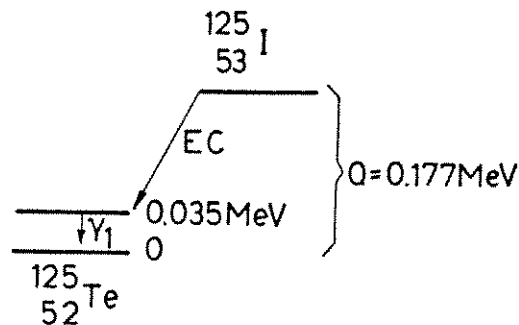


Συχνά, το συλλαμβανόμενο τροχιακό ηλεκτρόνιο, προέρχεται από στοιβάδες γειτονικές του πυρήνα, δηλαδή την K και την L.

Το κενό που δημιουργείται από τη σύλληψη του τροχιακού ατομικού ηλεκτρονίου, πληρώνεται από ηλεκτρόνιο ψηλότερης ενεργειακής στάθμης με ταυτόχρονη εκπομπή χαρακτηριστικής ακτινοβολίας X και ηλεκτρονίων Auger.

Η χαρακτηριστική ακτινοβολία X που εκπέμπεται από το θυγατρικό νουκλίδιο μετά τη σύλληψη τροχιακού ηλεκτρονίου, είναι αρκετές φορές κατάλληλη για τις εφαρμογές της Πυρηνικής Ιατρικής, δεδομένου ότι έχει επαρκή κβαντική ενέργεια ώστε να διαπερνά μερικά εκατοστά του ανθρώπινου ιστού.

Η σύλληψη τροχιακού ηλεκτρονίου είναι ένας μηχανισμός συνήθης σε θυγατρικά νουκλίδια τα οποία βρίσκονται σε διεγερμένη ή μετασταθή κατάσταση. Έτσι, μαζί με την ακτινοβολία X είναι ενδεχόμενη η ταυτόχρονη εκπομπή ακτινοβολίας γ , ή ηλεκτρονίων εσωτερικής μετατροπής. Στο διάγραμμα του σχήματος 10, δίνεται το παράδειγμα της ραδιενεργού φθοράς του $^{125}_{52}\text{Te}$, ενός ραδιονουκλιδίου που χρησιμοποιείται ευρύτατα στην in vivo μελέτη του θυροειδούς καθώς και σε in vitro μετρήσεις.



Σχήμα 10 : Σχηματικό διάγραμμα της ραδιενεργού φθοράς του ^{125}I , με εκπομπή ακτίνων γ και εσωτερική μετατροπή ηλεκτρονίου e^-

8. ΧΡΟΝΙΚΗ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΤΗΣ ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΟΥ ΦΘΟΡΑΣ

Η ραδιενεργός φθορά είναι μια διαδικασία αυθόρμητη και ακωδικοποίητη. Δεν υπάρχει τρόπος απόλυτης πρόβλεψης της ακριβούς στιχμής κατά την οποία, ένα ασταθές νουκλίδιο θα μετασχηματιστεί σε ένα άλλο πιο ευσταθές. Μαθηματικά, η ραδιενεργός φθορά περιγράφεται χρησιμοποιώντας την έννοια της πιθανότητας και του μέσου ρυθμού ραδιενεργού φθοράς.

Ο ρυθμός μετασχηματισμού των πυρήνων ενός δεδομένου ραδιονουκλιδίου είναι χαρακτηριστικός του ραδιονουκλιδίου. Δεν επηρεάζεται από το χημικό περιβάλλον του ατόμου ούτε από τις φυσικές συνθήκες, όπως π.χ. η θερμοκρασία, η πίεση, η έκθεση στο φως.

Για κάθε ραδιενεργό άτομο, υπάρχει μια σταθερή πιθανότητα μετασχηματισμού του σε ένα δεδομένο χρονικό διάστημα. Έστω ότι ένα ραδιενεργό δείγμα περιέχει N άτομα τη χρονική στιγμή t . Σε ένα μικρό χρονικό διάστημα Δt , ένας ορισμένος αριθμός ΔN των ατόμων θα μετασχηματιστούν. Ο αριθμός των μετασχηματισμών ΔN είναι ανάστροφος του αριθμού N των ατόμων του δείγματος και του χρονικού διαστήματος Δt . Το

λογικότατο αυτό γεγονός που είναι και πειραματικά αποδεδειγμένο, εκφράζεται μαθηματικά στη σχέση:

$$\Delta N = -\lambda N \Delta t \quad (8)$$

όπου λ είναι μία σταθερά αναλογίας που καλείται σταθερά μετασχηματισμού. Το αρνητικό πρόσημο της σχέσης υποδεικνύει ότι ο αριθμός των ραδιενεργών ατόμων του δείγματος μειώνεται. Αν στην προηγούμενη σχέση θεωρήσουμε το Δt ίσο με τη μονάδα του χρόνου 1sec, έχουμε ότι ο αριθμός των μετασχηματισμών ανά sec είναι ίσος με λN .

Η σταθερά μετασχηματισμού ορίζεται σαν το κλάσμα των ατόμων ενός δείγματος ραδιονουκλιδίων που υπόκεινται σε ραδιενεργό μετασχηματισμό στη μονάδα του χρόνου, ή διαφορετικά, σαν τον αριθμό των μετασχηματισμών στη μονάδα του χρόνου μιας ραδιενεργού πηγής που περιέχει ένα άτομο.

Η σχέση (8) είναι προσεγγιστική γιατί στο πεπερασμένο χρονικό διάστημα Δt ο αριθμός των ατόμων N του ραδιενεργού δείγματος δεν παραμένει σταθερός. Η σχέση γίνεται ακριβής για το απειροστικό χρονικό διάστημα dt , οπότε παίρνει τη μορφή της διαφορικής εξίσωσης:

$$dN = -\lambda N dt \quad (9)$$

Αυτή η απλή διαφορική εξίσωση λύνεται εύκολα διαχωρίζοντας την εξαρτημένη μεταβλητή από την ανεξάρτητη:

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt \quad (10)$$

Ολοκληρώνοντας τη σχέση (10) επιτυγχάνουμε:

$$\ln N = -\lambda t + C \quad (11)$$

όπου C είναι η σταθερά ολοκλήρωσης.

Δεχόμενοι ότι τη χρονική στιγμή 0, το ραδιενεργό δείγμα περιέχει N_0 άτομα, μπορούμε να προσδιορίσουμε την τιμή της σταθεράς C . Πράγματι, αντικαθιστώντας όπου N το N_0 και όπου $t=0$ η σχέση (11) δίνει:

$$\ln N_0 = C \quad (12)$$

Επομένως, η εξίσωση (11) γράφεται:

$$\ln N = -\lambda t + \ln N_0 \quad (13)$$

Εφαρμόζοντας τις ιδιότητες των λογαρίθμων, έχουμε:

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t \longrightarrow \log_{10} \frac{N}{N_0} = -\frac{1}{2.303} \lambda t$$

$$\log \frac{N_0}{N} = -2.303 \lambda t \quad (14)$$

Η τελευταία σχέση μπορεί να γραφεί και υπό τη μορφή εκθετικής συνάρτησης:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (15)$$

Κάθε μια από τις παραπάνω εξισώσεις, μπορεί να χρησιμοποιηθεί, με δεδομένη τη σταθερά μετασχηματισμού λ και τον αρχικό αριθμό των ατόμων N_0 , για να υπολογιστεί ο αριθμός των ατόμων του ραδιενεργού δείγματος που παραμένουν αδιάσπαστα μετά από χρόνο t .

8.1 Σχέση μεταξύ χρόνου ημιζωής και σταθεράς μετασχηματισμού

Μια βασική παράμετρος της χρονικής συμπεριφοράς της ραδιενεργού φθοράς, είναι ο χρόνος ημιζωής. Ο χρόνος ημιζωής T_h είναι ο χρόνος κατά τον οποίο, ο αριθμός των ατόμων N γίνεται ίσος με το μισό των αρχικών ατόμων του ραδιενεργού δείγματος. Δηλαδή, γίνεται ίσος με $N_0/2$. Αντικαθιστώντας στην εξίσωση (15) προκύπτει:

$$0.5N_0 = N_0 e^{-\lambda T_h} \quad \text{ή} \quad 0.5 = e^{-\lambda T_h}$$

Χρησιμοποιώντας τους ειδικούς πίνακες της εκθετικής συνάρτησης e^x έχουμε ότι $e^{-0.693} = 0.5$, έτσι η σημαντική σχέση που συνδέει τη λ με την T_h είναι:

$$\lambda T_h = 0.693 \quad (16)$$

Με βάση τη σχέση (16) η εξίσωση (15) παίρνει τη μορφή:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} = \frac{N_0}{e^{\lambda t}} = \frac{N_0}{e^{0.693t/T_h}} = \frac{N_0}{2^{t/T_h}} \quad (17)$$

Στο σχήμα 11 παριστάνεται γραφικά η συνάρτηση που δίνει τον αριθμό των αδιάσπαστων ατόμων του ραδιενεργού δείγματος κατά τη διάρκεια του χρόνου. Ένα χαρακτηριστικό αυτής της καμπύλης είναι ότι τείνει προς το μηδέν χωρίς να φτάνει το μηδέν.

Αν ο αριθμός των αδιάσπαστων ατόμων παρασταθεί σε λογαριθμική κλίμακα, δηλαδή χρησιμοποιηθεί ημιλογαριθμικό χαρτί, τότε η αρχική καμπύλη μετασχηματίζεται σε ευθεία γραμμή (βλέπε σχήμα 12)

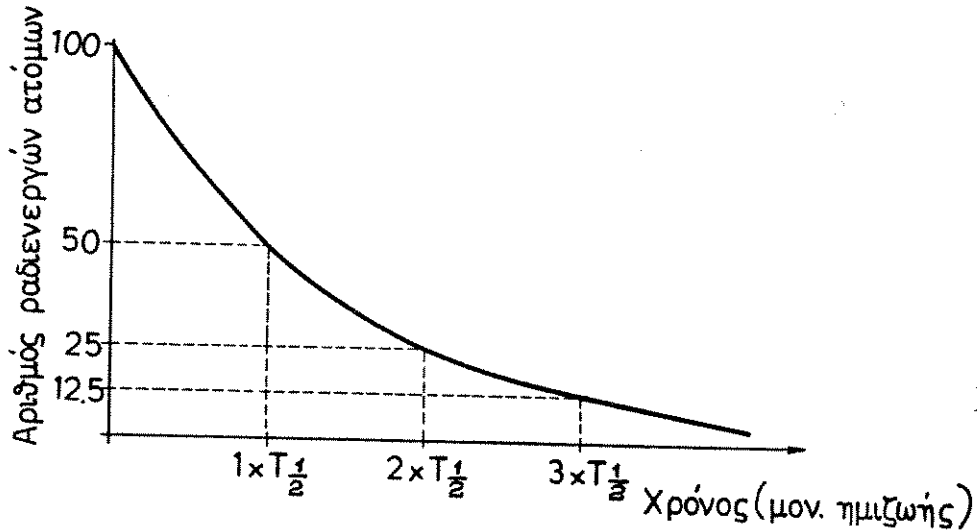
Πράγματι, από τη σχέση (17) έχουμε ότι:

$$\log_{10} N = -\frac{-\lambda}{2.303} t + \log_{10} N_0 \quad (18)$$

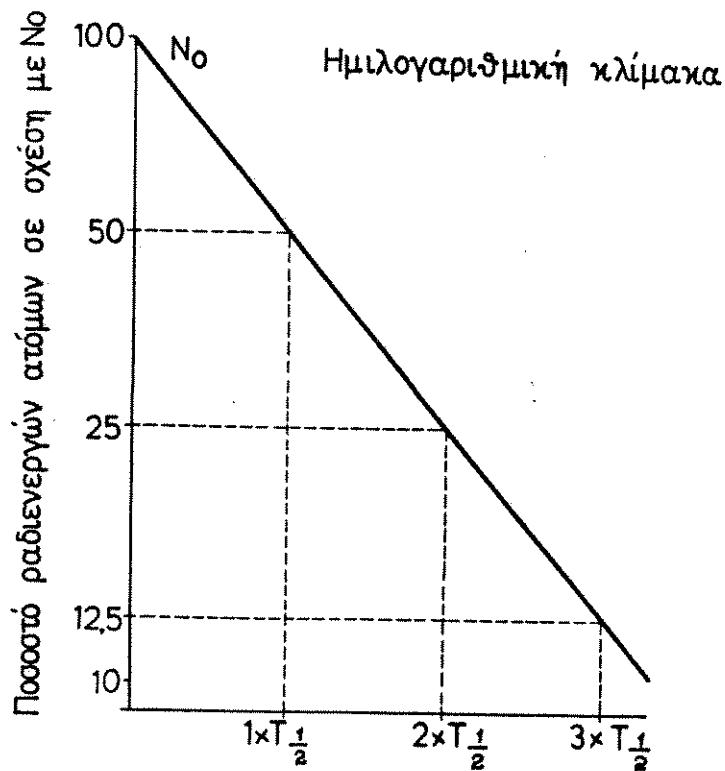
Η σχέση (18) είναι η εξίσωση της ευθείας γραμμής $y = mx + C$ όπου

$$Y = \log_{10} N$$

και
$$m = \frac{-\lambda}{2.303}$$



Σχήμα 11 : Ο αριθμός των ραδιενεργών ατόμων συναρτήσει του χρόνου σε μονάδες ημιζωής.



Σχήμα 12 : Διάγραμμα των ραδιενεργών ατόμων συναρτήσει του χρόνου (μονάδες ημιζωής) σε ημιλογαριθμική κλίμακα.

Β.2 Μέση ζωή του ραδιονουκλιδίου

Το χρονικό διάστημα ζωής του κάθε ατόμου ενός ραδιενεργού δείγματος, κυμαίνεται από "πολύ μικρό" έως "πολύ μεγάλο". Μερικά άτομα, μετασχηματίζονται σχεδόν αμέσως ενώ μερικά άλλα μετασχηματίζονται μετά από σχετικά μεγάλο χρονικό διάστημα. Η μέση ζωή των ατόμων του δείγματος, έχει μια τιμή χαρακτηριστική για το ραδιονουκλίδιο και σχετίζεται άμεσα με τη σταθερά μετασχηματισμού λ . Η μέση ζωή T ισούται με:

$$\frac{N}{\Delta N} = T \quad (19)$$

Επειδή $\Delta N = N\lambda$ έχουμε:

$$\frac{N}{\Delta N} = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_h}{0.693} = 1.44 T_h \longrightarrow T = 1.44 T_h \quad (20)$$

Όπως φαίνεται η μέση ζωή των ατόμων του ραδιονουκλιδίου είναι κατά τι μεγαλύτερη από την ημιζωή του.

Η έννοια της μέσης ζωής, είναι μεγάλης σημασίας στους υπολογισμούς της ακτινοδοσιμετρίας. Πράγματι, στους υπολογισμούς της δοσιμετρίας, συχνά απαιτείται ο αριθμός των ραδιενεργών μετασχηματισμών που λαμβάνει χώρα κατά το χρονικό διάστημα στο οποίο μια ραδιενεργός πηγή (δείγμα) βρίσκεται εντός του ασθενούς.

Β.3 Ραδιενέργεια (Activity)

Όπως είναι φανερό, δεν υπάρχει άμεσος τρόπος προσδιορισμού του αριθμού των ατόμων του ραδιενεργού δείγματος που παραμένουν αδιάσπαστα. Ο αριθμός αυτός προσδιορίζεται έμμεσα μέσω της ληχόμενης ραδιενέργειας αυτών των ατόμων. Η ραδιενέργεια (activity) ορίζεται σαν ο αριθμός των διασπάσεων ανά μονάδα χρόνου. Επομένως, η ραδιενέργεια είναι μια ποσότητα που μπορεί να μετρηθεί άμεσα με απεριθμητές Geiger-Muller ή με ανιχνευτές σπινθηρισμού. Από την εξίσωση (8) προκύπτει ότι η ραδιενέργεια που εκφράζεται από το κλάσμα $\Delta N/\Delta t$ (αριθμός των διασπάσεων ανά μονάδα χρόνου) ισούται με:

$$\text{Ραδιενέργεια (activity)} = \frac{\Delta N}{\Delta t} = \lambda N \quad (21)$$

όπου δεν εμφανίζεται πλέον το αρνητικό πρόσημο γιατί αναφερόμαστε κατά τρόπο απόλυτο στον αριθμό των διασπάσεων. Αντικαθιστώντας όπου N την έκφραση που δίνει η εξίσωση (17) προκύπτει η χρονική συνάρτηση της ραδιενέργειας υπό εκθετική μορφή:

$$A = N_0 \lambda e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t} = A_0 / 2^{t/T_h} \quad (22)$$

όπου A_0 είναι η αρχική ραδιενέργεια. Κατά συνέπεια, ο παράγοντας $e^{-\lambda t}$ χαρακτηρίζει τη χρονική συμπεριφορά της ραδιενέργειας. Όταν ο εκθέτης αυτού του παράγοντα είναι πολύ μικρός, π.χ. $\lambda t = 0.1$, ο εκθετικός παράγοντας μπορείν αν προσεγγιστεί με $e^{-\lambda t} = 1 - \lambda t$.

Η ποσότητα της ραδιενέργειας μετρείται υπό τη μορφή ρυθμού διασπάσεων. Μέχρι τελευταία, αλλά ακόμα και σήμερα σε μεγάλο βαθμό, η μονάδα ραδιενέργειας ήταν το Curie. Μια ποσότητα ραδιενεργού υλικού στην οποία λαμβάνουν χώρα $3.7 \cdot 10^{10}$ διασπάσεις ανά δευτερόλεπτο, λέγεται ότι έχει ραδιενέργεια 1 Curie.

1 Curie	(1 Ci) =	$3.7 \cdot 10^{10}$	διασπάσεις ανά δευτερόλεπτο
1 milliCurie (1mCi)	=	$3.7 \cdot 10^7$	διασπάσεις ανά δευτερόλεπτο
1 microCurie (1μCi)	=	$3.7 \cdot 10^4$	διασπάσεις ανά δευτερόλεπτο

Ο αριθμός $3.7 \cdot 10^{10}$ επιλέχθηκε για λόγους ιστορικούς, λόγω του ότι είναι ο αριθμός των διασπάσεων που λαμβάνουν χώρα ανά δευτερόλεπτο σε ένα γραμμάριο ραδίου.

Σήμερα, η επίσημη μονάδα ραδιενέργειας είναι το Becquerel (Bq) το οποίο ισούται με μια διάσπαση ανά δευτερόλεπτο. Δηλαδή έχουμε:

1 Becquerel (Bq)	=	1 διάσπαση ανά δευτερόλεπτο
1 Curie (Ci)	=	$3.7 \cdot 10^{10}$ Bq.

Συχνά, στις εφαρμογές της Πυρηνικής Φυσικής στην Ιατρική, χρησιμοποιείται ο όρος ειδική ραδιενέργεια. Η ειδική ραδιενέργεια ορίζεται σαν η ραδιενέργεια ανά μονάδα μάζας του στοιχείου ή της ένωσης, που περιέχει ένα ραδιενεργό νουκλίδιο. Πρέπει να δίνεται ιδιαίτερη προσοχή στο αν η μάζα αναφέρεται στο στοιχείο ή στο σύνολο της ένωσης. Έτσι, ένα διάλυμα ραδιενεργού (Na^{131}I) μπορεί να δοθεί ότι έχει ειδική ραδιενέργεια 10milliCurie/μg Ιωδίου ή, εναλλακτικά, ότι έχει ειδική ραδιενέργεια 100microCurie/μg διαλύματος.

Β.4 Χρονική συμπεριφορά του θυγατρικού ραδιονουκλιδίου

Στα εργαστήρια της Πυρηνικής Ιατρικής γίνεται ευρύτατη χρήση μητρικών ραδιοισοτόπων που δίνουν βραχύβια ιατρικά νουκλίδια κατάλληλα να χρησιμοποιηθούν, όπως θα αναλυθεί αρχότερα, στις in vivo διαγνωστικές διαδικασίες. Είναι επομένως αρκετά χρήσιμο να μελετηθεί η σχέση της ραδιενεργού φθοράς μεταξύ μητρικού και θυγατρικού ραδιονουκλιδίου, υπό την προϋπόθεση ότι το τελευταίο έχει σημαντικά μικρότερη ημιζωή.

Έστω ότι έχουμε κατ'αρχάς ένα καθαρό ραδιενεργό δείγμα του μητρικού που έχει ημιζωή T_1 , σταθερά μετασχηματισμού λ_1 και περιέχει αρχικά $(N_1)_0$ άτομα. Το δείγμα φθίρειται σύμφωνα με τη σχέση (15). Έτσι, μετά από χρονικό διάστημα t , ο αριθμός των ραδιενεργών ατόμων του θα ισούται με:

$$N_1 = (N_1)_0 e^{-\lambda_1 t} \quad (23)$$

Το ραδιενεργό θυγατρικό νουκλίδιο, σχηματίζεται με ένα ρυθμό (ίσο με εκείνο της ραδιενεργού φθοράς του μητρικού νουκλιδίου (δηλαδή $\lambda_1 N_1$) και φθίρειται με ένα ρυθμό $\lambda_2 N_2$, όπου λ_2 είναι η σταθερά μετασχηματισμού του θυγατρικού νουκλιδίου και N_2 είναι ο αριθμός των ατόμων του. Κατά συνέπεια, ο καθαρός αριθμός ανάπτυξης του θυγατρικού νουκλιδίου θα ισούται με τη διαφορά μεταξύ του ρυθμού σχηματισμού και του ρυθμού φθοράς που εκφράζεται μαθηματικά με τη σχέση:

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (24)$$

Η ολοκλήρωση της παραπάνω διαφορικής εξίσωσης, δίνει χρονικά τον αριθμό των θυγατρικών νουκλιδίων:

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (N_1)_0 \left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \right) \quad (25)$$

Αν τη χρονική στιγμή t διαχωριστούν τα θυγατρικά νουκλίδια από τα μητρικά, η ραδιενέργεια του θυγατρικού δείγματος, $A_2 = N_2 \lambda_2$ θα ισούται με:

$$A_2 = \lambda_2 N_2 = \lambda_2 (N_1)_0 \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \right) = \left[\lambda_1 (N_1)_0 e^{-\lambda_1 t} \right] \cdot \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \left[1 - e^{(-\lambda_2 t + \lambda_1 t)} \right] \quad (26)$$

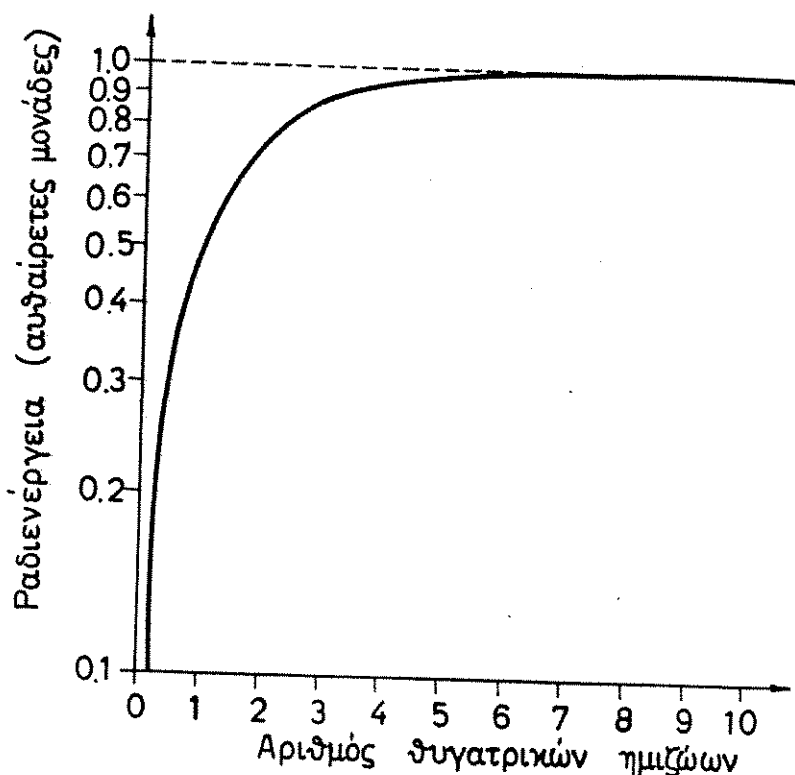
Χρησιμοποιώντας τη σχέση που υπάρχει μεταξύ σταθεράς μετασχηματισμού λ και χρόνου ημιζωής T_h και δεδομένου ότι ο πρώτος όρος εκτός αγκύλης είναι η ραδιενέργεια του μητρικού νουκλιδίου A_1 , η σχέση (26) γράφεται:

$$A_2 = A_1 \left[\frac{T_{h1}}{T_{h1} - T_{h2}} \right] \left[1 - e^{-0.693 \frac{T_{h1} - T_{h2}}{T_{h1} T_{h2}} t} \right] \quad (27)$$

Αυτή η τελευταία εξίσωση δίνει τη σχέση μεταξύ μητρικού και θυγατρικού νουκλιδίου και μπορεί να αναλυθεί σε δύο γενικές περιπτώσεις.

Η πρώτη περίπτωση συναντάται όταν η ημιζωή του μητρικού νουκλιδίου T_{h1} , είναι τόσο μεγάλη ώστε η μείωση της ραδιενέργειας να είναι αμελητέα κατά τη διάρκεια του χρόνου παρατήρησης. Αυτό ισοδυναμεί με λ_1 περίπου ίσο με το 0, έτσι η εξίσωση (27) μπορεί να γραφεί προσεχιστικά

$$A_2(t) = A_1(0) (1 - e^{-\lambda_2 t}) \quad (28)$$



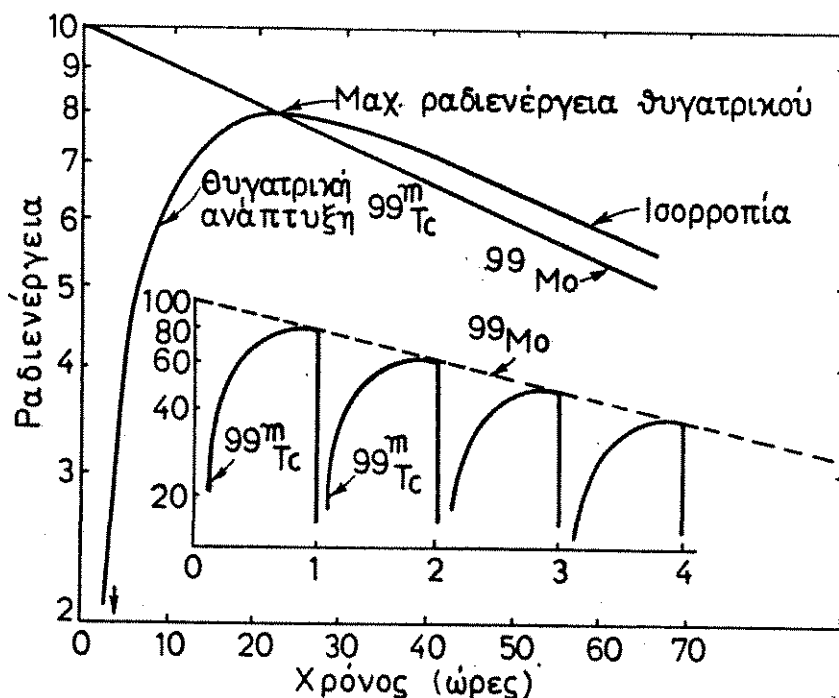
Σχήμα 13: Ανάπτυξη της ραδιενέργειας του θυγατρικού νουκλιδίου όταν $T_{h2} \ll T_{h1}$. Η περίπτωση της αιώνιας ισορροπίας.

Στο σχήμα 13 δίνεται χρονικά η ανάπτυξη της ραδιενέργειας του θυγατρικού νουκλιδίου. Όπως φαίνεται, μετά από ένα πολύ μεγάλο χρονικό διάστημα ο εκθετικός παράγων $e^{-\lambda_2 t}$ γίνεται περίπου ίσος με το 0 και η ραδιενέργεια του θυγατρικού νουκλιδίου ισούται σχεδόν με εκείνη του μητρικού. Όταν αυτό συμβεί, λέμε ότι το θυγατρικό και το μητρικό νουκλίδιο βρίσκονται σε κατάσταση αιώνιας ισορροπίας.

Η δεύτερη περίπτωση, συναντάται όταν η ημιζωή του μητρικού νουκλιδίου είναι μεγαλύτερη από αυτή του θυγατρικού αλλά όχι πολύ μεγαλύτερη. Παράδειγμα τέτοιας περίπτωσης είναι αυτό του ^{99}Mo που μεταπίπτει σε $^{99\text{m}}\text{Tc}$ δηλαδή:



Αντικαθιστώντας στην εξίσωση (27) όπου T_{h1} το 66 και όπου T_{h2} το 6, μπορεί να παρασταθεί γραφικά η ανάπτυξη του Τεχνητίου και η ραδιενεργός φθορά του Μολυβδαινίου (βλ. σχήμα 14).



Σχήμα 14 : Ραδιενεργός φθορά του μητρικού νουκλιδίου ^{99}Mo και ανάπτυξη της ραδιενέργειας του θυγατρικού νουκλιδίου $^{99\text{m}}\text{Tc}$.

Η ραδιενεργός φθορά του ^{99}Mo παριστάνεται σε λογαριθμικό χαρτί με μια ευθεία γραμμή ενώ η ανάπτυξη του Τεχνητίου είναι αρχικά πολύ γρήγορη μέχρις ότου φθάσει μια μέγιστη τιμή. Κατόπιν, αρχίζει η φθορά του ακολουθώντας τη χρονική συμπεριφορά του μητρικού νουκλιδίου. Όταν η N_2

φθάσει τη μέγιστη τιμή της, έχουμε:

$$\frac{dN_2}{dt} = 0 \longrightarrow a_2 N_2 = a_1 N_1 \quad (29)$$

Η τελευταία σχέση εκφράζει το γεγονός ότι το μητρικό και το θυγατρικό νουκλίδιο έχουν την ίδια ραδιενέργεια και ότι βρίσκονται σε κατάσταση μεταβατικής ισορροπίας. Πέρα από τη χρονική στιγμή που αντιστοιχεί στη μέγιστη τιμή της, η ραδιενέργεια του θυγατρικού νουκλιδίου είναι κατά τι μεγαλύτερη από αυτή του μητρικού. Πράγματι, για t πολύ μεγάλο σε σχέση με την ημιζωή του θυγατρικού νουκλιδίου, ο εκθετικός όρος της εξίσωσης (27) τείνει προς το μηδέν και η εξίσωση παίρνει τη μορφή:

$$A_2 = A_1 \frac{T_{h1}}{T_{h1} - T_{h2}} \quad (30)$$

Κατά συνέπεια, $A_2 > A_1$ διότι το κλάσμα $\frac{T_{h1}}{T_{h1} - T_{h2}}$ είναι κατά τι μεγαλύτερο από τη μονάδα.

ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΚΑΙ ΥΛΗΣ

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Το Κεφάλαιο αυτό αναφέρεται στην εξέταση και στοιχειώδη διερεύνηση των βασικών διαδικασιών αλληλεπίδρασης ακτινοβολίας και ύλης που αποτελούν το φυσικό υπόβαθρο της ακτινολογίας. Στόχος είναι να διευκολυνθεί ο φοιτητής στην κατανόηση των πιο συγκεκριμένων και εφαρμοσμένων εννοιών που αφορούν τη Φυσική της Ακτινοδιαγνωστικής, τη Φυσική της Ακτινοθεραπείας και τη Φυσική της Πυρηνικής Ιατρικής. Δεδομένου ότι το περιεχόμενο του Κεφαλαίου είναι γενικής φύσης, υπάρχει κίνδυνος να χαθεί η λογική σειρά που συνδέει την ανάλυση των φυσικών αρχών με τους στόχους της ακτινολογικής πρακτικής. Για την αποφυγή ενός τέτοιου ενδεχόμενου, οι διάφοροι μηχανισμοί αλληλεπίδρασης ακτινοβολίας και ύλης δίνονται με σχηματικό τρόπο ενώ αναλύονται ιδιαίτερα τα στοιχεία στα οποία γίνεται ειδική αναφορά σε άλλα Κεφάλαια της Ιατρικής ακτινοφυσικής.

Ευθύς εξαρχής πρέπει να τονισθεί ότι το μεγαλύτερο μέρος της κλασσικής και μοντέρνας ακτινολογίας, με εξαίρεση την υπερηχογραφία και το NMR, κάνει χρήση ιοντίζουσας ακτινοβολίας, δηλαδή κάνει χρήση ακτινοβολίας που προκαλεί ιονισμό της ύλης και συγκεκριμένα των ιονισμό ατόμων του ανθρώπινου ιστού.

Η ιοντίζουσα ακτινοβολία που χρησιμοποιείται στη διαγνωστική πράξη, (Ακτινοδιαγνωστική, Πυρηνική Ιατρική), συνίσταται από φωτόνια. Συνηθίζεται ο διαχωρισμός φωτονίων σε ακτίνες γ και σε ακτίνες X . Ένας τέτοιος διαχωρισμός, έχει έννοια μόνο ως προς ότι αφορά την προέλευση των φωτονίων και όχι ως προς ότι αφορά την αλληλεπίδρασή τους με την ύλη. Αυτή η τελευταία, εξαρτάται, όπως θα αναλυθεί παρακάτω, από την κβαντική ενέργεια των φωτονίων, ανεξάρτητα από το αν αυτά είναι ακτίνες X ή γ .

Στην ακτινοθεραπεία, μαζί με τα φωτόνια, χρησιμοποιούνται και τα ηλεκτρόνια. Τα ηλεκτρόνια ανήκουν στα φορτισμένα σωματίδια και έχουν μικρή διεισδυτικότητα στους ιστούς. Αυτή η ιδιότητά τους, τα κάνει να πλεονεκτούν σε ορισμένες ακτινοθεραπευτικές εφαρμοχές, έναντι των φωτονίων. Στο μέλλον και αφού ξεπεραστούν ορισμένα τεχνικά προβλήματα που σχετίζονται με την ψηλή τους επιτάχυνση, είναι πιθανόν να χρησιμοποιηθούν στην ακτινοθεραπεία και δέσμες ακτινοβολίας βαρέων σωματίων, δηλαδή νετρόνια και σωματίια α . Πρέπει να σημειωθεί ότι σε πολλές περιπτώσεις, η χρήση νετρονίων και σωματίων α θα ήταν πολύ αποτελεσματική αφού λόγω της μεγάλης μάζας τους

αλλάζουν ελάχιστα πορεία μέσα στον ιστό, μεχιστοποιώντας κατ'αυτό τον τρόπο την επίδρασή τους στον ακτινοθεραπευτικό στόχο (καρκινικό ιστό).

Επειδή ως τώρα το σύνολο σχεδόν των ακτινοφυσικών εφαρμογών στην ιατρική σχετίζεται με τα ηλεκτρόνια και τα φωτόνια, θα δοθεί ιδιαίτερη έμφαση στην ανάλυση των μηχανισμών αλληλεπίδρασης που σχετίζονται με αυτά και όχι τόσο με τα άλλα σωματίδια. Βέβαια, πιο συνοπτικά θα περιγραφούν και οι βασικοί μηχανισμοί αλληλεπίδρασης με την ύλη των νετρονίων και των σωματίων α.

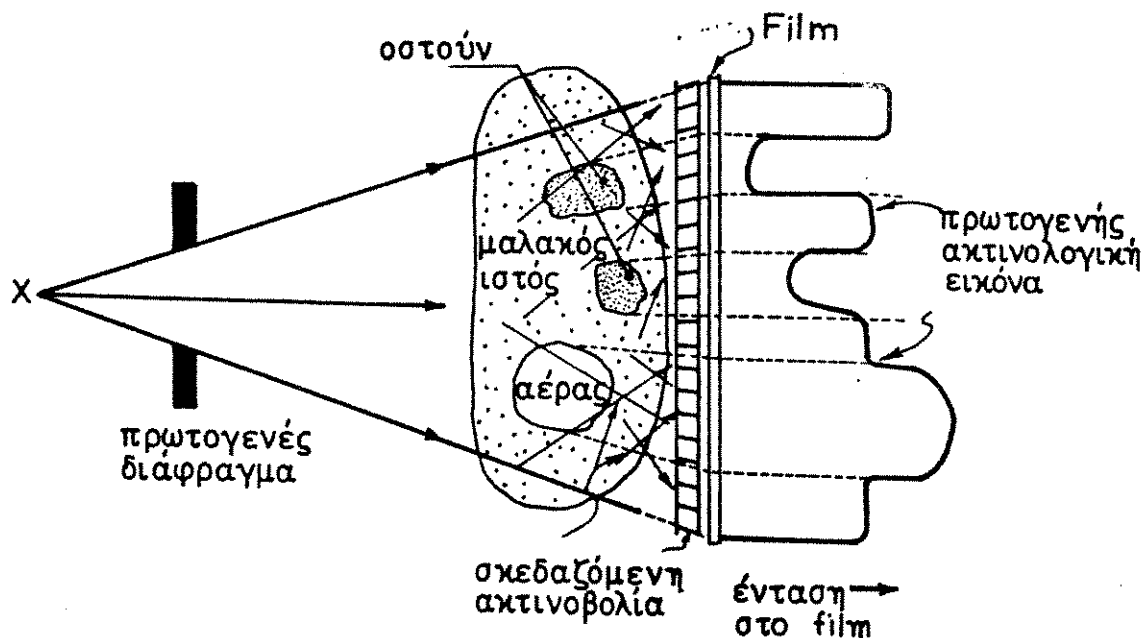
Ο ίδιος ο όρος "αλληλεπίδραση ακτινοβολίας και ύλης" επισημαίνει ότι δεν είναι μόνο η ύλη ή οποία υφίσταται την επίδραση της ακτινοβολίας αλλά και η ακτινοβολία η οποία επηρεάζεται από την ύλη όταν αντιδρά με αυτή. Η ακτινολογία συνδέεται και με τις δύο αυτές επιδράσεις. Συγκεκριμένα, η μεν ακτινοθεραπεία σχετίζεται πιο άμεσα με την επίδραση της ακτινοβολίας στην ύλη, η δε ακτινοδιαγνωστική σχετίζεται πιο άμεσα με την επίδραση της ύλης στην ακτινοβολία.

Στην περίπτωση της ακτινοθεραπείας, βασικός στόχος είναι η ακτινοβόληση του όγκου που έχει σαν αποτέλεσμα τη βιολογική του αλλοίωση. Βέβαια, παράλληλα, ο ακτινοθεραπευτής επιδιώκει τη μείωση στο ελάχιστο, της επίδρασης της ακτινοβολίας στον υγιή ιστό. Είναι ευνόητο ότι η δέσμη ακτίνων που χρησιμοποιείται, και πιο γενικά ο προγραμματισμός της θεραπείας, εξαρτάται από τους γενικούς νόμους που διέπουν την αλληλεπίδραση ακτινοβολίας και ύλης. Αυτό ακριβώς μελετάται ιδιαίτερα στα Κεφάλαια Φυσικής της ακτινοθεραπείας.

Στην περίπτωση της ακτινοδιαγνωστικής, όπως σχολιάσθηκε προηγουμένα και αντίστροφα με αυτό που συμβαίνει στην ακτινοθεραπεία, εκείνο που ενδιαφέρει περισσότερο είναι η επίδραση της ύλης στην ακτινοβολία. Πράγματι, στην ακτινοδιαγνωστική διαδικασία, εκπέμπεται προς τον εξεταζόμενο χηωστή δέσμη φωτεινών ακτίνων (φωτόνια) και κατόπιν μελετάται η ακτινοβολία που εξέρχεται από τη συγκεκριμένη περιοχή ενδιαφέροντος του σώματος (βλέπε σχήμα 1).

Η μελέτη της ακτινοβολίας εξόδου γίνεται εξετάζοντας την αμαύρωση της ακτινογραφικής πλάκας (η ακτινοβολία εξόδου και η αμαύρωση σχετίζονται άμεσα). Από τα αποτελέσματα αυτής της μελέτης συνάχονται συμπεράσματα για την ύλη που επέδρασε επί της ακτινοβολίας απορροφώντας την λιχότερο ή περισσότερο. Έτσι, με βάση τους νόμους που διέπουν την απορρόφηση της ακτινοβολίας από την ύλη, ο ακτινολόγος μπορεί να διακρίνει τους σκληρούς από τους μαλακούς ιστούς, τον όγκο από τον υγιή ιστό, κ.ο.κ. Επίσης, όπως θα αναλυθεί ειδικότερα στη φυσική της ακτινοδιαγνωστικής, μέσω των προαναφερόμενων νόμων μπορεί να γίνει σωστή επιλογή της ποιότητας (φάσμα

ενέργειας) των χρησιμοποιούμενων ακτίνων έτσι ώστε να επιτευχθεί η βελτιστοποίηση της ακτινοδιαγνωστικής εικόνας.



Σχήμα 1 : Διάγραμμα του τρόπου σχηματισμού της πρωτογενούς ακτινολογικής εικόνας

2. ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΦΟΡΤΙΣΜΕΝΩΝ ΣΩΜΑΤΙΩΝ ΜΕ ΤΗΝ ΥΛΗ

2.1 Γενικά

Τα υψηλής ενέργειας φορτισμένα σωματία, χάνουν ενέργεια και επιβραδύνονται καθώς διασχίζουν την ύλη λόγω των αλληλεπιδράσεων τους με τα άτομα και τα μόρια του υλικού μέσου. Η ενέργεια που χάνεται από τα φορτισμένα σωματία, μεταφέρεται στο υλικό μέσο κυρίως υπό μορφή ιονισμού και διέγερσης των ατόμων και των μορίων του. Το μεγαλύτερο μέρος αυτής της ενέργειας μετασχηματίζεται τελικά σε θερμότητα (ατομικές και μοριακές ταλαντώσεις) τις σημαντικότερες όμως συνέπειες έχει η επίδραση του ιονισμού. Πράγματι, ο ιονισμός είναι ο μηχανισμός στον οποίο στηρίζεται η λειτουργία των περισσότερων ανιχνευτών ακτινοβολίας ενώ είναι επίσης υπεύθυνος για τις περισσότερες ραδιοβιολογικές επιδράσεις. Η διαδικασία του

ιονισμού, όπως αναφέρθηκε στο Κεφάλαιο της Ατομικής Φυσικής, πραγματοποιείται μόνο όταν η κβαντική ενέργεια των φορτισμένων σωματίων υπερβαίνει μια ορισμένη τιμή που εξαρτάται από το αλληλεπιδρόν μέσο και συγκεκριμένα από την ενέργεια ιονισμού των ατόμων του.

Τα ηλεκτρόνια είναι ο πιο σημαντικός τύπος φορτισμένων σωματίων στις εφαρμοχές της Ιατρικής ακτινοφυσικής. Εκτός από την άμεση χρησιμοποίησή τους στην ακτινοθεραπεία, εμφανίζονται σαν αρνητικός παράγων σε πολλές διαδικασίες της διαγνωστικής πυρηνικής ιατρικής, όπου σε αρκετούς τύπους ραδιενεργού φθοράς, μαζί με τα διαγνωστικά ωφέλιμα φωτόνια εκπέμπονται και σωματία β^- (ηλεκτρόνια πυρηνικής προέλευσης). Επιπλέον, υψηλής ενέργειας ηλεκτρόνια δημιουργούνται όταν ακτίνες γ ή X αλληλεπιδρούν με την ύλη (ηλεκτρόνια Compton). Έτσι, τα ηλεκτρόνια εμφανίζονται έμμεσα, σε μικρό βέβαια ποσοστό, και στις ακτινοδιαγνωστικές διαδικασίες κατά τον σκεδασμό (scattering) των χρησιμοποιούμενων φωτονίων.

Ένας άλλος τύπος φορτισμένων σωματίων που, ασφαλώς σε μικρότερο βαθμό από τα ηλεκτρόνια, συναντάται στις εφαρμοχές της ιατρικής ακτινοφυσικής, είναι τα σωματία α . Τα σωματία α , εκτός από την ενδεχόμενη χρήση τους στην ακτινοθεραπεία, υπεισέρχονται σαν αρνητικός παράγοντας και στις εφαρμοχές της Πυρηνικής Ιατρικής.

Με βάση τα προαναφερόμενα, στα πλαίσια αυτής της ενότητας, θα εξετασθεί κυρίως η αλληλεπίδραση των ηλεκτρονίων με την ύλη ενώ θα γίνει αναφορά και στην συμπεριφορά των σωματίων α .

2.2. Μηχανισμοί αλληλεπίδρασης

Οι συγκρούσεις που λαμβάνουν χώρα μεταξύ των φορτισμένων σωματίων και των ατόμων ή μορίων του υλικού μέσου, δεν πρέπει να εννοηθούν σαν μηχανικές συγκρούσεις αλλά σαν αλληλεπιδράσεις μεταξύ των δυνάμεων έλξης ή απώθησης.

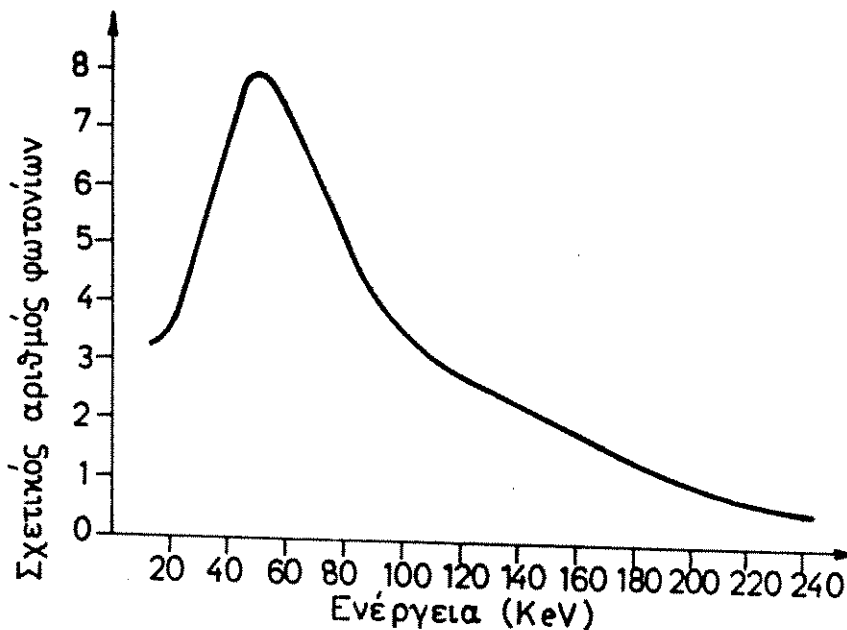
Έτσι, όταν ένα φορτισμένο σωματίο περνά κοντά από ένα άτομο, εξασκεί ηλεκτρικές δυνάμεις επί των τροχιακών ηλεκτρονίων του. Η ένταση της ηλεκτρικής δύναμης, εξαρτάται από την απόσταση μεταξύ του φορτισμένου σωματίου και του τροχιακού ηλεκτρονίου. Αν η απόσταση είναι μικρή, τότε η ένταση της δύναμης είναι μεγάλη και μπορεί να προκαλέσει ιονισμό του ατόμου. Διαπερνώντας την ύλη, το φορτισμένο σωματίο χάνει ενέργεια σ'αυτές τις αλληλεπιδράσεις "συγκρούσεις". Μέρος της ενέργειας που χάνεται χρησιμοποιείται για την υπερνίκηση των δυνάμεων που δεσμεύουν το τροχιακό

ηλεκτρόνιο με το άτομο (αρνητική ενέργεια δεσμού) και το υπόλοιπο δίνεται σαν κινητική ενέργεια στο "απελευθερωμένο" πλέον ηλεκτρόνιο το οποίο ονομάζεται "δευτερεύον ηλεκτρόνιο". Το δευτερεύον ηλεκτρόνιο μπορεί να έχει επαρκή ενέργεια για να προκαλέσει με τη σειρά του δευτερεύοντα ιονισμό. Υπάρχουν περιπτώσεις στις οποίες η κινητική ενέργεια του δευτερεύοντος ηλεκτρονίου είναι τόσο μεγάλη ώστε να λαμβάνει χώρα αλυσίδα ιονισμών, δηλαδή η ενέργεια του "τριτεύοντος" ηλεκτρονίου (προϊόν του δευτερεύοντος ιονισμού) να είναι επαρκής για τριτεύοντα ιονισμό, κ.ο.κ.

Όταν η απόσταση του φορτισμένου σωματίου από το άτομο δεν είναι αρκετά μεγάλη, το αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασής του ενδέχεται να μην είναι ο ιονισμός αλλά η μεταπήδηση ενός τροχιακού ηλεκτρονίου σε "διεγερμένη" ενεργειακή κατάσταση. Σ'αυτήν την περίπτωση, η απώλεια ενέργειας του φορτισμένου σωματίου είναι μικρότερη από ότι στο συμβάν του ιονισμού και δαπανάται σε μοριακές ταλαντώσεις ή ατομικές εκπομπές υπέρυθρου, ορατής ή υπεριώδους ακτινοβολίας.

Ένας τρίτος τύπος αλληλεπίδρασης, λαμβάνει χώρα όταν το φορτισμένο σωματίο διαπερνά το νέφος των τροχιακών ηλεκτρονίων και αλληλεπιδρά με τον πυρήνα του ατόμου. Για τα φορτισμένα σωματίια μεγάλου βάρους και υψηλής κβαντικής ενέργειας (π.χ. σωματίια α ή πρωτόνια) αυτή η αλληλεπίδραση είναι δυνατό να προκαλέσει πυρηνικές αντιδράσεις σαν αυτές που χρησιμοποιούνται στην παραγωγή ραδιονουκλιδίων (βλέπε Φυσική της Πυρηνικής Ιατρικής). Στις περισσότερες όμως περιπτώσεις και ιδιαίτερα για τα ηλεκτρόνια που είναι ελαφρά σωματίια, το αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης είναι η αλλαγή διεύθυνσης του φορτισμένου σωματίου από τις ισχυρές ελκτικές δυνάμεις που εξασκεί ο πυρήνας. Κατ'αυτόν τον τρόπο, το σωματίο επιβραδύνεται και χάνει ενέργεια υπό τη μορφή εκπεμπόμενης ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας που καλείται ακτινοβολία πέδησης ή ακτινοβολία "bremsstrahlung". Η ενέργεια των φωτονίων bremsstrahlung, κυμαίνεται από σχεδόν μηδενική τιμή όταν το σωματίο αλλάζει πολύ ελαφρά τη διεύθυνσή του, έως ένα μέγιστο ενέργειας που ισούται με την κβαντική ενέργεια του προσπίπτοντος φορτισμένου σωματίου (όταν το φορτισμένο σωματίο σταματά τελείως κατά την αλληλεπίδραση).

Στο σχήμα 2, δίνεται το φάσμα ενέργειας των φωτονίων "bremsstrahlung" που παράγονται κατά την αλληλεπίδραση σωματίων β μέγιστης κβαντικής ενέργειας 2.27MeV (μικτή πηγή ^{90}Sr - ^{90}Y) με πυρήνες αλουμινίου. Από τη μελέτη του φάσματος συμπεραίνεται ότι τα περισσότερα φωτόνια βρίσκονται στην περιοχή χαμηλής κβαντικής ενέργειας.



Σχήμα 2 : Φάσμα φωτονίων "bremsstrahlung" που παράγονται κατά την αλληλεπίδραση σωματίων β μέγιστης κβαντικής ενέργειας 2.27MeV (μικτή πηγή $^{90}\text{Sr}-^{90}\text{Y}$) με πυρήνες αλουμινίου.

2.3 Σχέση μεταξύ της απώλειας ενέργειας υπό μορφή συγκρούσεων και υπό μορφή ακτινοβολίας

Η απώλεια ενέργειας που υφίσταται ένα φορτισμένο σωματίο κατά τη σύγκρουσή του με τα ηλεκτρόνια της ύλης καλείται απώλεια σύγκρουσης ενώ εκείνη που λαμβάνει χώρα κατά την αλληλεπίδραση με τους πυρήνες των ατόμων παράγοντας ακτινοβολία πεδήσεως, καλείται απώλεια λόγω ακτινοβολίας. Εμπειρικά και κατά προσέγγιση, το ποσοστό απώλειας λόγω ακτινοβολίας για σωματία β (πυρηνικά ηλεκτρόνια) με μέγιστη ενέργεια E_{β}^{max} (MeV) δίνεται από τη σχέση:

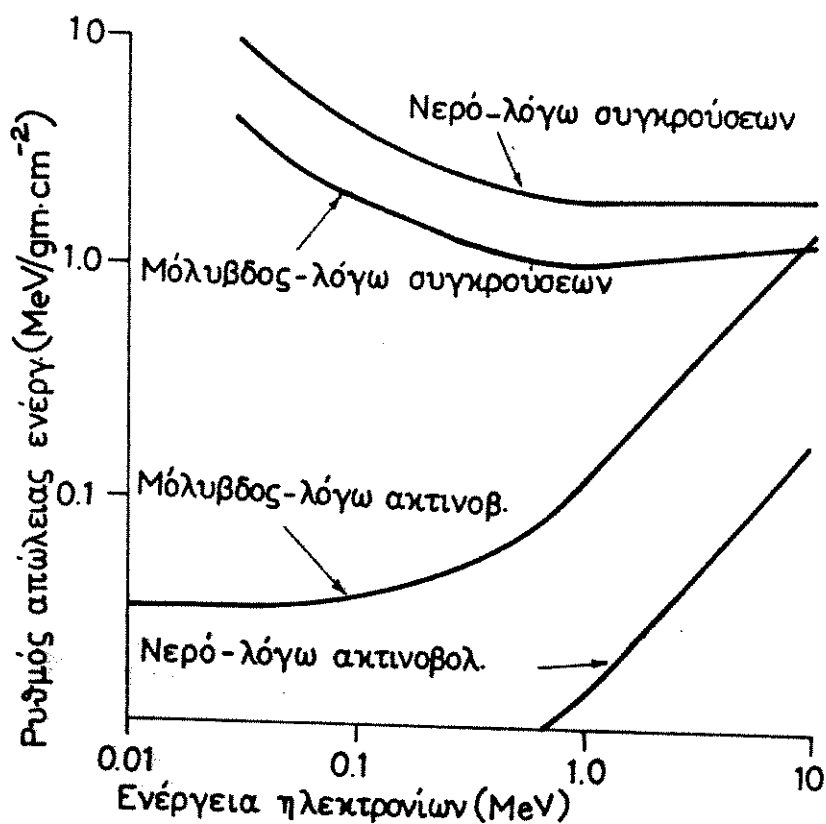
$$\text{Ποσοστό απώλειας λόγω ακτινοβολίας} = (ZE_{\beta}/3000) \cdot 100\% \quad (1)$$

όπου Z είναι ο ατομικός αριθμός του αλληλεπιδρόντος υλικού μέσου. Για ένα σύνθετο υλικό μέσο αποτελούμενο από πολλά ατομικά στοιχεία, ο προσδιορισμός της σχέσης (1) γίνεται χρησιμοποιώντας τον λεγόμενο "πραγματικό ατομικό αριθμό Z_{eff} " που δίνεται από τη σχέση:

$$Z_{\text{eff}} = \frac{\sum f_i Z_i^2}{\sum f_i Z_i} \quad (2)$$

όπου f_1, f_2, \dots είναι οι συντελεστές συμμετοχής στο βάρος του σύνθετου υλικού, των στοιχείων Z_1, Z_2, \dots αντίστοιχα.

Από τη σχέση (1) συνεπάχεται ότι η απώλεια ενέργειας λόγω ακτινοβολίας, αυξάνει με την αύξηση της κβαντικής ενέργειας του φορτισμένου σωματίου και με την αύξηση του ατομικού αριθμού του αλληλεπιδρόντος υλικού μέσου (βλέπε σχήμα 3).



Σχήμα 3 : Απώλεια ενέργειας λόγω συγκρούσεων και ακτινοβολίας στον μόλυβδο και το νερό

Στις εφαρμογές της Πυρηνικής Ιατρικής, η ενεργειακή περιοχή (range) των φορτισμένων σωματίων είναι αρκετά χαμηλή ώστε η απώλεια ενέργειας να οφείλεται σχεδόν αποκλειστικά στις "συγκρούσεις" με τα τροχιακά ηλεκτρόνια των ατόμων του υλικού μέσου. Αντίθετα, στις εφαρμογές της Ακτινοθεραπείας μέσω ηλεκτρονίων των οποίων οι κβαντικές ενέργειες φθάνουν τα 16MeV, η

απώλεια ενέργειας λόγω ακτινοβολίας εξακολουθεί να είναι πολύ μικρότερη από την απώλεια λόγω "συγκρούσεων" αλλά δεν μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα. Για να γίνει αντιληπτή η σημασία όσων προαναφέρονται, εξετάζεται το παρακάτω παράδειγμα.

Παράδειγμα: Να υπολογισθεί το ποσοστό απώλειας λόγω ακτινοβολίας για σωματία β που εκπέμπονται από το ραδιοϊσότοπο ^{32}P και αλληλεπιδρούν με νερό.

Απάντηση: Η μέγιστη κβαντική ενέργεια για τα σωματία β του ^{32}P είναι $E_{\beta}^{\text{max}}=1.7\text{MeV}$ (Πίνακες ραδιοισοτόπων). Το νερό συνίσταται κατά 2/18 από υδρογόνο ($Z=1$, Ατομ. Βαρ.=1) και κατά 16/18 από οξυγόνο ($Z=8$, Ατομ. Βαρ.=16). Επομένως, έχει πραγματικό ατομικό αριθμό, για παραγωγή ακτινοβολίας πέδησης, που δίνεται από τη σχέση:

$$Z_{\text{eff}} = [(1/9)(1)^2 + (8/9)(8)^2] / [(1/9) + (8/9)(8)] = 7.9$$

Το ποσοστό απώλειας ενέργειας λόγω ακτινοβολίας θα είναι κατά συνέπεια ίσο με:

$$(7.9 * 1.7 / 3000) * 100\% = 0.4\%$$

Από το παράδειγμα συνάχεται ότι ακόμα και στις εφαρμογές της Πυρηνικής Ιατρικής που χρησιμοποιούν ηλεκτρόνια υψηλής ενέργειας όπως αυτά του ^{32}P , το μέγιστο μέρος των απωλειών της ενέργειάς τους οφείλεται σε "συγκρούσεις" και μόνο ένα μικρό μέρος σε ακτινοβολίας πέδησης. Παρόλα αυτά, τα φωτόνια του "bremsstrahlung" μπορεί να είναι σημαντικά σε ορισμένες περιπτώσεις, όπως στη θωράκιση σχετικά μεγάλων ποσοτήτων ραδιοισοτόπων που εκπέμπουν σωματία β υψηλής ενέργειας (π.χ. μερικές δεκάδες mCi^{32}P). Τα σωματία β ανακόπτονται πολύ εύκολα με τη χρησιμοποίηση μερικών χιλιοστών π्लाστικού ή μολύβδου, ενώ τα φωτόνια του "bremsstrahlung" είναι πολύ διαπεραστικά και απαιτούν πρόσθετη θωράκιση.

Ως προς ότι αφορά την ακτινοθεραπεία με ηλεκτρόνια υψηλής κβαντικής ενέργειας, π.χ. 16MeV, το ποσοστό απωλειών λόγω ακτινοβολίας είναι κατά πολύ μεγαλύτερο. Πράγματι, αν υποθεθεί ότι το ανθρώπινο υλικό μέσο έχει "πραγματικό" ατομικό αριθμό περίπου ίσο με αυτόν του ύδατος, δηλαδή $Z_{\text{eff}}=8$, τότε για τα ηλεκτρόνια κβαντικής ενέργειας 16MeV που χρησιμοποιούνται στην ακτινοβόληση μη επιφανειακών όγκων, το ποσοστό απωλειών λόγω ακτινοβολίας πέδησης είναι περίπου 4%. Είναι φυσικό αυτό το ποσοστό να επηρεάζει την κατανομή της δόσης, ιδιαίτερα σε βάρη μεγαλύτερα από αυτό

στο οποίο βρίσκεται ο ακτινοβολούμενος όγκος δεδομένου ότι τα παραχόμενα φωτόνια έχουν μεγαλύτερη διαπεραστικότητα.

Οι απώλειες λόγω ακτινοβολίας πέδησης των σωματίων α και των άλλων φορτισμένων σωματίων που έχουν μεγάλο βάρος είναι πολύ μικρές γιατί η παραγωγή φωτονίων "bremsstrahlung" είναι αντιστρόφως ανάλογη της μάζας του προσπίπτοντος φορτισμένου σωματίου. Τα σωματία α , τα πρωτόνια κλπ., έχουν μάζα χιλιάδες φορές μεγαλύτερη από αυτή των ηλεκτρονίων έτσι ώστε, ακόμα και όταν διαθέτουν κβαντική ενέργεια μέχρι και 100MeV, δαπανούν σχεδόν όλη την ενέργειά τους σε συγκρούσεις με τα ηλεκτρόνια της ύλης.

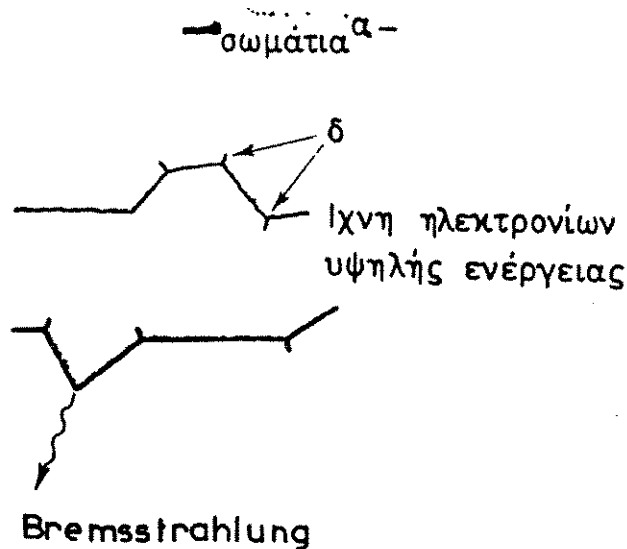
2.4 Πορεία του φορτισμένου σωματίου κατά την αλληλεπίδρασή του με την ύλη

Ένα φορτισμένο σωματίο, διαπερνώντας την ύλη αφήνει κατά την πορεία του ίχνος δευτερευόντων ηλεκτρονίων και ιοντισμένων ατόμων. Στο μαλακό ιστό και στα υλικά που έχουν περίπου την ίδια πυκνότητα με αυτόν, τα ίχνη έχουν διαστάσεις περίπου 100 μ m.

Όταν ένα φορτισμένο σωματίο μεγάλου βάρους, όπως το σωματίο α , συγκρούεται με ένα τροχιακό ηλεκτρόνιο, η διεύθυνση της πορείας του παραμένει σχεδόν σταθερή ενώ χάνει μόνο ένα πολύ μικρό μέρος της ενέργειάς του. Το μέγιστο κλάσμα ενέργειας που δαπανάται από ένα φορτισμένο σωματίο μάζας M όταν συγκρούεται με ένα ελαφρύ σωματίο μάζας m , ισούται προσεχιστικά με $(4m/M)$, δηλαδή με 0.5% στην περίπτωση της σύγκρουσης του σωματίου α με το τροχιακό ηλεκτρόνιο ενός ατόμου. Κατά συνέπεια, τα ίχνη και η πορεία μέσα στην ύλη των φορτισμένων σωματίων μεγάλου βάρους μέσα στην ύλη, τείνουν να είναι ευθείες γραμμές ενώ παράλληλα εμφανίζουν μια συνεχή επιβράδυνση χάνοντας μικρές ποσότητες ενέργειας σε ένα πολύ μεγάλο αριθμό συγκρούσεων.

Αντίθετα, τα ηλεκτρόνια υφίστανται σκεδάσεις κατά τις συγκρούσεις τους με τα τροχιακά ηλεκτρόνια των ατόμων και χάνουν μεγάλα κλάσματα της ενέργειάς τους σε κάθε μια από αυτές. Τα ηλεκτρόνια υπόκεινται επίσης, όπως αναφέρεται στην προηγούμενη παράγραφο, και σε ένα ορισμένο αριθμό αλληλεπιδράσεων με τους πυρήνες των ατόμων, γεγονός που έχει σαν συνέπεια πολύ μεγάλες σκεδάσεις και την εκπομπή φωτονίων "bremsstrahlung". Γι'αυτούς τους λόγους, τα ίχνη και η πορεία των ηλεκτρονίων μέσα στην ύλη είναι σύνθετης μορφής ενώ το μήκος του απρόβλεπτο. Στο σχήμα 4, δίνονται οι διαφορές μεταξύ της πορείας των σωματίων α και των σωματίων β στο νερό. Οι

διαστάσεις των ίχνων είναι της τάξης των μm για τα σωματία α και της τάξης των εκατοστών για τα σωματία β (ηλεκτρόνια).



Σχήμα 4 : Παράσταση του ίχνους των σωματίων α και των ηλεκτρονίων εντός του αλληλεπιδρόντος υλικού μέσου.

2.5 Ανασχετική ισχύς και απώλεια ενέργειας κατά μήκος του ίχνους του φορτισμένου σωματίου

Ο ρυθμός $S = \Delta E / \Delta x$ με τον οποίο ένα φορτισμένο σωματίο χάνει ενέργεια διανύοντας την ύλη, καλείται "ανασχετική ισχύς" και προσδιορίζει τη μέγιστη απόσταση που μπορεί να διανύσει καθώς και την πυκνότητα ιονισμού κατά μήκος του ίχνους του. Η "ανασχετική ισχύς" και η πυκνότητα του ιονισμού εξαρτώνται από τον τύπο του σωματίου και την κβαντική του ενέργεια, όπως επίσης από τη σύνθεση και την πυκνότητα του αλληλεπιδρόντος υλικού μέσου. Η πυκνότητα επηρεάζει το ρυθμό απώλειας ενέργειας γιατί προσδιορίζει την πυκνότητα των ατόμων κατά μήκος της πορείας του σωματίου. Στην ενεργειακή περιοχή των ιατρικών εφαρμογών της ακτινοφυσικής ($\leq 20\text{MeV}$) ο ρυθμός με τον οποίο χάνουν ενέργεια τα φορτισμένα σωματία αυξάνεται γραμμικά με την πυκνότητα του αλληλεπιδρόντος υλικού μέσου. Το σχήμα 3 παρουσιάζει την ανασχετική "ισχύ" λόγω συγκρούσεων και λόγω ακτινοβολίας, για τα ηλεκτρόνια κβαντικής ενέργειας $0.01-10\text{MeV}$, με αλληλεπιδρόν υλικό μέσο το νερό και το μόλυβδο. Οι ρυθμοί $\Delta E / \Delta x$ εκφράζονται σε $\text{MeV/g} \cdot \text{cm}^{-2}$ (για την κανονικοποίηση των επιδράσεων της πυκνότητας).

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} \left(\frac{\text{MeV}}{\text{gcm}^{-2}} \right) = \frac{\Delta E/\Delta x (\text{MeV/cm})}{\rho (\text{g/cm}^3)} \quad (3)$$

Έτσι, για ένα δεδομένο υλικό μέσο με πυκνότητα ρ , η απώλεια ενέργειας του φορτισμένου σωματίου δίνεται από τη σχέση:

$$\Delta E/\Delta x (\text{MeV/cm}) = \Delta E/\Delta x (\text{MeV/g.cm}^{-2}) \rho (\text{g/cm}^3) \quad (4)$$

Η "ανασχετική ισχύς" λόγω συγκρούσεων $(\Delta E/\Delta x)_{\text{συγκρ.}}$ μειώνεται με την αύξηση της ενέργειας των ηλεκτρονίων καθώς και με την αύξηση του ατομικού αριθμού του αλληλεπιδρόντος υλικού μέσου. Αντίθετα, η "ανασχετική ισχύς" λόγω ακτινοβολίας, αυξάνεται με την αύξηση της κβαντικής ενέργειας των ηλεκτρονίων και με την αύξηση του ατομικού αριθμού του υλικού μέσου. Η συνεισφορά των δύο φαινομένων δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{S_{\text{συγκρ.}}}{S_{\text{ακτιν.}}} = \frac{800}{E.Z.} \quad (5)$$

όπου E η κβαντική ενέργεια του φορτισμένου σωματίου σε MeV. Μια παράμετρος στενά συνδεδεμένη με την "ανασχετική ισχύ" είναι η "γραμμική μεταφορά ενέργειας" L , η οποία αναφέρεται στην απώλεια ενέργειας κατά μήκος του ίχνους του φορτισμένου σωματίου. Η L διαφέρει από την S γιατί δεν περιέχει απώλειες λόγω ακτινοβολίας, κατά συνέπεια για την ενεργειακή περιοχή των ιατρικών εφαρμογών της ακτινοφυσικής οι δύο παράμετροι σχεδόν ταυτίζονται.

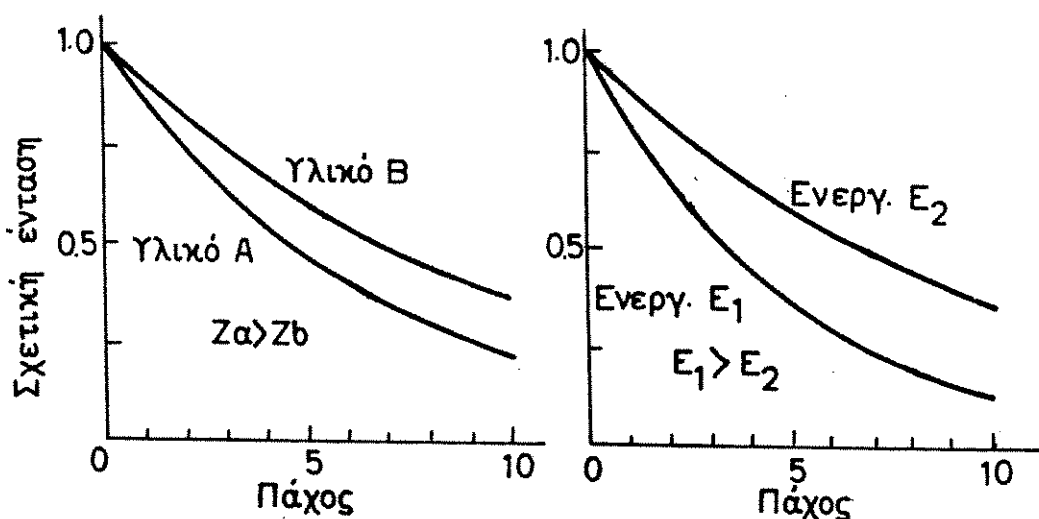
Η μέση τιμή L είναι μια πολύ σημαντική παράμετρος της υγειοφυσικής και εκφράζεται σε μονάδες KeV/μm. Για ηλεκτρόνια, κβαντικής ενέργειας 10KeV-10MeV, που διαπερνούν μαλακό ιστό, το L έχει τιμές που κυμαίνονται μεταξύ 0.2-2KeV/μm. Χαμηλότερης κβαντικής ενέργειας ηλεκτρόνια έχουν κατά τι υψηλότερες τιμές του L . Τα α σωματίδια έχουν τιμές του $L=100\text{KeV}/\mu\text{m}$.

Μια επίσης σημαντική παράμετρος είναι ο "ειδικός ιονισμός" SI που αναφέρεται στον ολικό αριθμό ιονισμών (πρωτογενών και δευτερογενών) ανά μονάδα μήκους του ίχνους του φορτισμένου σωματίου. Το ημίτιο του L διά του "ειδικού ιονισμού" SI , δίνει τη "μέση ενέργεια" W που δαπανάται ανά συμβάν ιονισμού.

$$W = L/SI \quad (6)$$

Αυτή η ποσότητα κυμαίνεται σε ένα σχετικά μικρό διάστημα τιμών, (25-45ev/ιονισμό) σε μια ποικιλία αερίων, ανεξάρτητα από τον τύπο η την

Ένας μετρητής φωτονίων εκτίθεται σε στενή δέσμη και καταγράφεται η ένταση των κρούσεων. Όταν ελάσμα ενός υλικού τεθεί μεταξύ της δέσμης και του μετρητή, στο σημείο A, οι καταγραφόμενες κρούσεις μειώνονται και επιπλέον παρατηρείται ότι όσο μεγαλύτερο είναι το πάχος του ελάσματος, τόσο μεγαλύτερη είναι η μείωση των κρούσεων. Η επανάληψη του ίδιου πειράματος με ένα άλλο υλικό, δίνει όμοια αποτελέσματα αν και η μεταβολή που παράχεται από την παρεμβολή ελασμάτων με τα ίδια πάχη δεν είναι η ίδια για τα δύο διαφορετικά υλικά. Ομοίως, αν το αρχικό υλικό ακτινοβοληθεί με φωτόνια διαφορετικής κβαντικής ενέργειας, η γενική μορφή των αποτελεσμάτων θα επαναληφθεί αλλά και σ'αυτήν την περίπτωση τα μεχέθη θα είναι διαφορετικά. Ορισμένα χαρακτηριστικά αποτελέσματα αυτών των πειραμάτων, παρουσιάζονται στις καμπύλες του σχήματος 14, και η σημασία τους συνοψίζεται στα παρακάτω συμπεράσματα:



Σχήμα 14 : Η επίδραση του ατομικού αριθμού A και της κβαντικής ενέργειας E , στην εξασθένιση των φωτονίων

1. Όσο **μεγαλύτερο** το πάχος του υλικού, τόσο **μεγαλύτερη** η εξασθένιση.
2. Όσο **μεγαλύτερος** ο ατομικός αριθμός και/ή η πυκνότητα του υλικού, τόσο **μεγαλύτερη** η προκαλούμενη εξασθένιση για δεδομένο πάχος του ελάσματος.
3. Όσο **μεγαλύτερη** η κβαντική ενέργεια των φωτονίων, τόσο **μικρότερη** η προκαλούμενη εξασθένιση για δεδομένο πάχος ελάσματος δεδομένου υλικού.

Σε μια πιο προσεκτική διερεύνηση των διαγραμμάτων του σχήματος 14, αναγνωρίζεται το σημαντικό γεγονός ότι ίση αύξηση στο πάχος του

παρεμβαλλόμενου ελάσματος προκαλεί ίσες κλασματικές μειώσεις στην εξερχόμενη από το υλικό ακτινοβολία. Δηλαδή, προσδιορίζεται ότι η κλασματική μείωση $\Delta I/I$ της έντασης της δέσμης συνδέεται με το πάχος (Δx) του υλικού μέσου σύμφωνα με τη σχέση:

$$\Delta I/I = -\mu_1 \Delta x \quad (15)$$

Το αρνητικό πρόσημο δείχνει ότι η ένταση της δέσμης μειώνεται με την αύξηση του πάχους. Ο παράγοντας μ_1 καλείται **γραμμικός συντελεστής εξασθένησης** του αλληλεπιδρόντος υλικού μέσου. Έχει διαστάσεις (πάχος)⁻¹ και συνήθως εκφράζεται σε cm⁻¹. Ο γραμμικός συντελεστής εξασθένησης, χαρακτηρίζει μονοσήμαντα τις απορροφητικές ιδιότητες του κάθε υλικού μέσου.

Η σχέση (15) για απειροστικές μεταβολές dx , του πάχους γίνεται:

$$\frac{dI}{I} = -\mu_1 dx \quad (16)$$

Η (16) είναι μια γραμμική διαφορική εξίσωση της οποίας η λύση συνδέει την προσπίπτουσα στο υλικό μέσο ακτινοβολία (I_0) με την εξερχόμενη (I) από αυτό, δηλαδή:

$$I = I_0 e^{-\mu_1 x} \quad (17)$$

Η σχέση (17) εκφράζει το νόμο της **εκθετικής εξασθένησης της ακτινοβολίας** και έχει την ίδια μορφή με το νόμο της ραδιενεργού φθοράς. Πράγματι, ο συντελεστής εξασθένησης μ_1 αντικαθιστά τη σταθερά φθοράς λ , και το πάχος x του απορροφητικού μέσου αντικαθιστά το χρόνο φθοράς t . Μια έννοια ανάλοχη με τη ραδιενεργό ημιζωή του ραδιοϊσοτόπου είναι η έννοια του **πάχους υποδιπλασιασμού** (H.V.T) που χρησιμοποιείται σε μεγάλη ποικιλία προβλημάτων σχετικών με τον προγραμματισμό της ακτινοθεραπείας. Η (H.V.T) είναι το πάχος του υλικού μέσου που μειώνει στο μισό την ένταση της προσπίπτουσας σ'αυτό δέσμης φωτονίων. Το πάχος υποδιπλασιασμού συνδέεται με το γραμμικό συντελεστή εξασθένησης, σύμφωνα με τον τύπο:

$$H.V.T = 0.693/\mu_1 \longrightarrow \mu_1 = 0.693/H.V.T \quad (18)$$

Πειραματικά, βρίσκεται ότι ο μ_1 αυξάνεται γραμμικά με την αύξηση της πυκνότητας ρ του εξασθενητή, συγκεκριμένα ισχύει η σχέση:

$$\mu_m = \mu_1/\rho \quad (19)$$

Η παράμετρος μ_m έχει διαστάσεις cm²/g και καλείται **μαζικός συντελεστής εξασθένησης του υλικού μέσου**. Ο μ_m εξαρτάται από τον

2. Η συνιστώσα της σκέδασης Compton, σ μειώνεται αρχά με την αύξηση της κβαντικής ενέργειας των φωτονίων E και με την αύξηση του ατομικού αριθμού Z . Οι μεταβολές είναι τόσο μικρές ώστε στις περισσότερες περιπτώσεις η σ θεωρείται πρακτικά σαν σταθερά ως προς Z και E . Η σκέδαση Compton είναι η κυρίαρχη αλληλεπίδραση για ενδιάμεσες τιμές του Z και E .

3. Η συνιστώσα K είναι μηδέν για κβαντικές ενέργειες μικρότερες από 1.022MeV που είναι η ελάχιστη απαιτούμενη ενέργεια για την αλληλεπίδραση της δίδυμης γένεσης. Μετά από αυτό το ενεργειακό όριο, η τιμή του K αυξάνεται **λογαριθμικά** με την αύξηση του E και **γραμμικά** με την αύξηση του Z , δηλαδή $K=Z\log E$. Η δίδυμος γένεσις είναι το κυρίαρχο φαινόμενο για υψηλές κβαντικές ενέργειες των φωτονίων και για υψηλό Z του αλληλεπιδρώντος υλικού μέσου.

3.3.2 Πολυενεργειακές δέσμες φωτονίων

Οι δέσμες φωτονίων που χρησιμοποιούνται στην ακτινοδιαγνωστική και στην ακτινοθεραπεία είναι προϊόντα της "ακτινοβολίας πέδησης" ηλεκτρονίων που προσπίπτουν στους ειδικής κατασκευής στόχους (εστίες) των ακτινολογικών μηχανημάτων. Κατά συνέπεια, όπως φαίνεται από το συνεχές φάσμα της ακτινοβολίας πέδησης (bremsstrahlung) οι ακτινολογικές δέσμες φωτονίων είναι **πολυενεργειακές** δηλαδή περιέχουν φωτόνια με διάφορες κβαντικές ενέργειες. Κάτι ανάλογο αν και διαφορετικής προέλευσης, συμβαίνει με αρκετά ραδιονουκλίδια της Πυρηνικής Ιατρικής τα οποία παρουσιάζουν ενεργειακά φάσματα με πολλές αιχμές. Από τα παραπάνω, συνάχεται ότι στις εφαρμογές της ακτινοφυσικής ιατρικής, η εκτίμηση της διέλευσης των ακτίνων χ και γ διά μέσου του ανθρώπινου ιστού, είναι ένα ζήτημα αρκετά σύνθετο που λύνεται συνήθως προσεγγιστικά.

Η καμπύλη διέλευσης μιας πολυενεργειακής δέσμης διά μέσου της ύλης, αποτελείται από ένα άθροισμα εκθετικών συνιστωσών η κάθε μια από τις οποίες αντιστοιχεί σε φωτόνια συγκεκριμένης ενέργειας. Η προαναφερόμενη καμπύλη πέφτει αρχικά απότομα καθώς οι συνιστώσες χαμηλής ενέργειας ("μαλακές" συνιστώσες) της δέσμης σκεδάζονται ή απορροφώνται ευθύς εξαρχής. Ακολούθως η καμπύλη σταθεροποιείται λόγω της μεγαλύτερης ποσοστιαίας συμμετοχής, στη διέλευση διά μέσου του υλικού των υψηλής ενέργειας συνιστωσών ("σκληρές" συνιστώσες) της δέσμης. Η διαφορετική συμπεριφορά των "μαλακών" και των "σκληρών" συνιστωσών έχει σαν συνέπεια η μέση κβαντική ενέργεια των φωτονίων της δέσμης να αυξάνεται με την αύξηση του πάχους του παρεμβαλλόμενου υλικού μέσου. Αυτό το φαινόμενο καλείται **"σκληρύνση της δέσμης"**.

ατομικό αριθμό Z του εξασθενητή και από την κβαντική ενέργεια E των φωτονίων, δηλαδή $\mu_m = \mu_m(Z, E)$. Οι συναρτήσεις $\mu_m(E, Z)$ και $\mu_1(E, Z)$ μπορούν να προσδιορισθούν πειραματικά χρησιμοποιώντας διάφορα υλικά και διάφορες μονοενεργειακές δέσμες φωτονίων. Στη βιβλιογραφία βρίσκονται αρκετοί πίνακες των τιμών του μ_m σε σχέση με την κβαντική ενέργεια των φωτονίων, για μεγάλη ποικιλία υλικών μέσων. Δεδομένης της τιμής του μ_m από τους πίνακες, το μ_1 του υλικού προσδιορίζεται από τη σχέση:

$$\mu_1(\text{cm}^{-1}) = \mu_m(\text{cm}^2/\text{g}) \rho(\text{g}/\text{cm}^3) \quad (20)$$

Ο μαζικός συντελεστής εξασθένησης για ένα **κράμα στοιχείων** μπορεί να επιτευχθεί από τις τιμές των στοιχειωδών συνιστωσών του χρησιμοποιώντας τον τύπο:

$$\mu_m(\text{κράμ.}) = \mu_{m_1} f_1 + \mu_{m_2} f_2 + \dots \quad (21)$$

όπου $\mu_{m_1}, \mu_{m_2}, \dots$ είναι οι μαζικοί συντελεστές εξασθένησης των στοιχείων 1, 2, ... και f_1, f_2, \dots είναι τα αντίστοιχα κλάσματικά βάρη των στοιχείων στο κράμα.

Ο μαζικός συντελεστής εξασθένησης μ_m μπορεί να θεωρηθεί σαν άθροισμα κυρίως τριών συνιστωσών, δηλαδή:

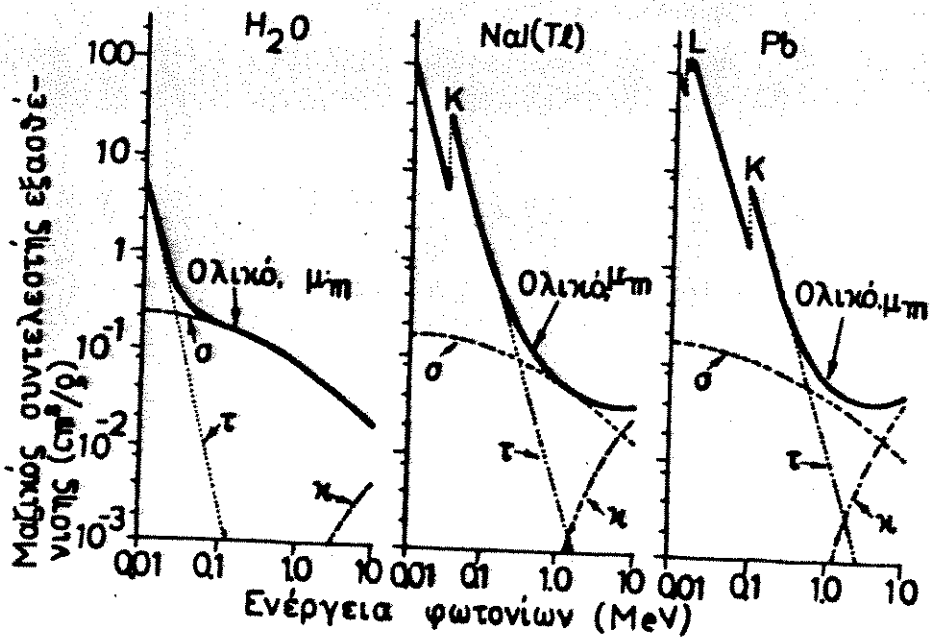
$$\mu_m = \tau + \sigma + K \quad (22)$$

όπου τ είναι η συνιστώσα του μ_m που οφείλεται στο φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, σ είναι η συνιστώσα που οφείλεται στη σκέδαση Compton και K η συνιστώσα που οφείλεται στη δίδυμο γένεση. Έτσι, μπορεί η συνιστώσα τ να ταυτίζεται με τον μ_m του απορροφητικού υλικού αν απουσιάζει τελείως η σκέδαση Compton και η παραγωγή ζευχών. Σημειώνεται ότι ο μ_m αναφέρεται σε αμφότερες τις διαδικασίες σκέδασης και απορρόφησης, γι' αυτό το λόγο καλείται συντελεστής εξασθένησης και όχι απορρόφησης.

Τα σχετικά μεγέθη των τ , σ και K μεταβάλλονται με τον ατομικό αριθμό Z και με την κβαντική ενέργεια E . Στο σχήμα 15, παρουσιάζονται τα διαγράμματα του μ_m και των συνιστωσών του τ , σ , K σαν συναρτήσεις της κβαντικής ενέργειας των φωτονίων (0.01-10MeV) για το νερό (H_2O), το Ιωδιούχο Νάτριο εμπλουτισμένο με θάλλιο ($\text{NaI}(\text{Tl})$), και το μόλυβδο (Pb). Από τη μελέτη των παραπάνω διαγραμμάτων, γίνονται εμφανή τα παρακάτω σημεία:

1. Η φωτοηλεκτρική συνιστώσα τ μειώνεται ραγδαία με την αύξηση της

κβαντικής ενέργειας των φωτονίων ενώ αυξάνεται ραχδαία με την αύξηση του ατομικού αριθμού του απορροφητικού μέσου ($\tau = Z^3/E^3$). Κατά συνέπεια, το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο είναι κυρίαρχο φαινόμενο στα βαριά στοιχεία σε χαμηλές ενέργειες των φωτονίων. Παρατηρείται επίσης ότι η φωτοηλεκτρική συνιστώσα αυξάνεται απότομα για τιμές της κβαντικής ενέργειας που αντιστοιχούν στην ενέργεια δέσμου των ατομικών στοιβάδων του αλληλεπιδρώντος υλικού μέσου. Όπως φαίνεται από τα διαγράμματα, σε αντιστοιχία με την ενέργεια του δέσμου της στοιβάδας K του ιωδίου ($K_B=33.2\text{KeV}$) και του μόλυβδου ($K_B=88.0\text{KeV}$) ο παράγων αύξησης είναι μεταξύ 5 και 6. Αυτές οι απότομες αυξήσεις καλούνται **αιχμές απορρόφησης K** και είναι αποτέλεσμα του γεγονότος ότι η φωτοηλεκτρική απορρόφηση που σχετίζεται με τα ηλεκτρόνια της στοιβάδας K, δεν υπερβαίνει την ενέργεια δέσμου της στοιβάδας K. Στο διάγραμμα αλληλεπίδρασης των φωτονίων με το μόλυβδο, διακρίνονται και οι αιχμές L σε αντιστοιχία με $E=13-16\text{KeV}$. Οι αιχμές L για το νερό και το Ιωδιούχο Νάτριο, όπως επίσης και η αιχμή K του νερού, δεν διακρίνονται αν και υπάρχουν γιατί οι αντίστοιχες απορροφήσεις λαμβάνουν χώρα σε μικρές κβαντικές ενέργειες που δεν περιέχονται στα διαγράμματα του σχήματος 15.



Σχήμα 15 : Οι διάφορες συνιστώσες του μαζικού συντελεστή εξασθένησης (cm^2/g), στην ενεργειακή περιοχή 0.01-10MeV, για τα υλικά μέσα H_2O , $\text{NaI}(\text{Tl})$ και Pb .

Χρησιμοποιώντας τα αποτελέσματα της "σκέληρυνσης της δέσμης" είναι δυνατόν να "φίλτραρισθούν" τα φωτόνια που προέρχονται από μια πολυενεργειακή πηγή ακτινοβολίας, για παράδειγμα το γραμμικό επιταχυντή, και να χρησιμοποιηθεί ένα μέρος από αυτά. Συγκεκριμένα, μπορούν να απορροφηθούν από ένα ειδικά παρεμβαλλόμενο υλικό μέσο (φίλτρο) τα φωτόνια της δέσμης που έχουν χαμηλή κβαντική ενέργεια και να "περάσουν" τα φωτόνια υψηλής κβαντικής ενέργειας. Αυτού του είδους η διήθηση χρησιμοποιείται για τη διακριτική ανίχνευση ορισμένων συνιστωσών των ραδιοισοτόπων της Πυρηνικής Ιατρικής.

3.3.3 Η σχετική σημασία των διαφόρων μηχανισμών αλληλεπίδρασης

Κάθε φορά που πραγματοποιείται μια αλληλεπίδραση μεταξύ μιας δέσμης φωτονίων και ενός υλικού μέσου, ένα φωτόνιο εκτοπίζεται από τη δέσμη και τίθεται σε κίνηση ένα ηλεκτρόνιο (φωτοηλεκτρόνιο ή ηλεκτρόνιο Compton) ή ένα ζεύγος ηλεκτρονίων (e^- και e^+). Η σχετική συχνότητα των διάφορων μηχανισμών αλληλεπίδρασης μπορεί να υπολογιστεί, και στον πίνακα 1 δίνονται τα αποτελέσματα για φωτόνια από 10KeV έως 100MeV. Όπως φαίνεται στο πρώτο ήμισυ του πίνακα 1, τα φωτόνια κβαντικής ενέργειας 20KeV, αλληλεπιδρώντας με το νερό (H_2O) δίνουν κατά 70% φωτοηλεκτρόνια (αλληλεπίδραση μέσω φωτοηλεκτρικού φαινομένου) και κατά 30% ηλεκτρόνια Compton, ενώ τα φωτόνια που έχουν κβαντική ενέργεια μεγαλύτερη από 100KeV αλληλεπιδρούν με το νερό κατά ελάχιστο ποσοστό σύμφωνα με το μηχανισμό του φωτοηλεκτρικού φαινομένου.

Όταν ένα φωτοηλεκτρόνιο τίθεται σε κίνηση, έχει περίπου την ίδια ενέργεια με το φωτόνιο που το έθρεσε σε κίνηση, ενώ το ηλεκτρόνιο Compton έχει πολύ μικρότερη ενέργεια. Τα ποσοστά της ενέργειας που μεταφέρονται από τα ηλεκτρόνια κατά τους διάφορους μηχανισμούς αλληλεπίδρασης μπορούν να υπολογιστούν και δίνονται στο δεύτερο ήμισυ του πίνακα 1. Από την παρατήρηση των ποσοστών, φαίνεται ότι στα 26KeV αν και μόνο το 50% των ηλεκτρονίων είναι φωτοηλεκτρόνια, η ενέργεια που μεταφέρουν είναι περίπου 95% της συνολικής. Επίσης, παρατηρείται ότι στα 57KeV, ενώ μόνο το 8% των ηλεκτρονίων είναι φωτοηλεκτρόνια, εξακολουθούν να μεταφέρουν το 50% της ενέργειας.

Είναι πολύ σημαντικό να γίνεται διάκριση μεταξύ των τριών βασικών τύπων αλληλεπίδρασης των φωτονίων με την ύλη, λόγω του διαφορετικού τρόπου με τον οποίον προσδίδουν ενέργεια στο υλικό μέσο. Ιδιαίτερα, για τις εφαρμογές της Ακτινοβολίας και της Πυρηνικής Ιατρικής, έχουμε ότι:

1. Αν κυρίαρχος μηχανισμός αλληλεπίδρασης είναι το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο (χαμηλές κβαντικές ενέργειες), τότε το οστόν απορροφά περίπου 6 φορές περισσότερη ενέργεια κατά γραμμάριο απότι ο μαλακός ιστός.

Πίνακας 1 : Σχετική σημασία των διαφόρων τύπων εξασθένησης στο νερό

		Σχετικός Αριθμός Διαδικασιών			% Μεταφερόμενης Ενέργειας από τα Ηλεκτρόνια στην κάθε διαδικασία		
Ενέργεια Φωτονίων	Φωτοηλεκτρικό r(100)	Compton σ(100)	Ζεύξη π(100)	Φωτοηλεκτρικό τ(100)	Compton σ _κ (100)	Ζεύξη π _κ (100)	
							r+σ+π
10 keV	95	5	0	100	0	0	
20	70	30	0	99	1	0	
26	50	50	0	96	4	0	
30	39	61	0	93	7	0	
40	20	80	0	80	20	0	
50	11	89	0	61	39	0	
57	8	92	0	50	50	0	
60	7	93	0	43	57	0	
80	3	96	0	20	80	0	
100	1	99	0	9	91	0	
150	0	100	0	2	98	0	
200	0	100	0	1	99	0	
400	0	100	0	0	100	0	
1 MeV	0	100	0	0	100	0	
2	0	99	1	0	99	1	
4	0	94	6	0	93	7	
6	0	88	12	0	86	14	
8	0	83	17	0	79	21	
10	0	77	23	0	72	28	
15	0	65	35	0	59	41	
20	0	56	44	0	50	50	
24	0	50	50	0	43	57	
50	0	29	71	0	24	76	
100	0	16	84	0	13	87	

2. Αν ο μηχανισμός αλληλεπίδρασης είναι η σκέδαση, το οστόν και ο μαλακός ιστός απορροφούν την ίδια ποσότητα ενέργειας κατά γραμμάριο.

3. Αν ο μόνος μηχανισμός αλληλεπίδρασης είναι η δίδυμη γένεση, το οστόν απορροφά περίπου δύο φορές περισσότερη ενέργεια κατά γραμμάριο απότι ο μαλακός ιστός.

Τα τρία παραπάνω συμπεράσματα, έχουν κεντρική σημασία. Στην ακτινοδιαγνωστική, σε συνάρτηση με το ποιά είναι η υπό εξέταση περιοχή του ανθρώπινου σώματος, χρησιμοποιούμε ακτινοδιαγνωστικές τεχνικές υψηλής ή χαμηλής τάσης. Το ίδιο συμβαίνει και στην ακτινοθεραπεία όπου ο ακτινοθεραπευτής ενδιαφέρεται για το πόση ενέργεια απορροφάται στα διάφορα σημεία του σώματος του ασθενούς. Έτσι, για παράδειγμα, όταν ένας καρκινογόνος όγκος διεισδύει στο οστόν, πρέπει να χρησιμοποιηθεί ακτινοβολία υψηλής κβαντικής ενέργειας λόγω του ότι σ'αυτή την περίπτωση κυριαρχεί ο μηχανισμός της δίδυμης γένεσης και το οστόν (περιοχή ενδιαφέροντος) απορροφά δύο φορές περισσότερη ενέργεια απότι ο γειτονικός και ενδεχόμενα υγιής μαλακός ιστός.

ΦΥΣΙΚΗ ΤΗΣ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΙΑΤΡΙΚΗΣ

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η μελέτη των ασταθών ισοτόπων σε συνδυασμό με την ανάπτυξη των συστημάτων ανίχνευσης της εκπεμπόμενης από τα ραδιοϊσότοπα ακτινοβολίας, αποτέλεσε το υπόστρωμα για τη διερεύνηση ενδεχόμενων εφαρμογών των ραδιοϊσοτόπων στην Ιατρική. Αυτή η διερεύνηση είχε σαν αποτέλεσμα τη δημιουργία μιας νέας ειδικότητας, της Πυρηνικής Ιατρικής που έχει σαν κύριο σκοπό την εφαρμογή των ιδιοτήτων των ραδιοϊσοτόπων στη διάγνωση και τη θεραπεία των ανθρώπινων ασθενειών.

Η ελεγχόμενη παραγωγή, στα πυρηνικά κέντρα, ασταθών ισοτόπων, μαζί με τη ραχδαία εξέλιξη της ηλεκτρονικής τεχνολογίας και των υπολογιστών, διέυρνε σημαντικότερα, κυρίως τα τελευταία τριάντα χρόνια, το φάσμα των δυνατοτήτων της Πυρηνικής Ιατρικής.

Η βάση της Πυρηνικής Ιατρικής βρίσκεται στο γεγονός ότι τα ασταθή ισότοπα έχουν σχεδόν τις ίδιες χημικές ιδιότητες με τα σταθερά ισότοπα (η ισοτοπική επίδραση είναι μικρή στις περισσότερες περιπτώσεις). Έτσι σε ορισμένες χημικές ουσίες που έχουν την ιδιότητα να προσκολλούνται εκλεκτικά σε συγκεκριμένα κύτταρα ή όργανα του ανθρώπινου σώματος, μπορεί να αντικατασταθεί το σταθερό ισότοπο ενός στοιχείου με ένα ασταθές. Σ'αυτήν ακριβώς τη δυνατότητα στηρίζονται, όπως θα αναλυθεί αργότερα, οι περισσότερες εφαρμογές της Πυρηνικής Ιατρικής.

Η Πυρηνική Ιατρική έχει δύο συνιστώσες, τη θεραπευτική και τη διαγνωστική.

Η δυνατότητα εκλεκτικής προσκόλλησης των ραδιοϊσοτόπων σε ορισμένα σημεία του οργανισμού, σε συνδυασμό με τη βιολογική επίδραση της ακτινοβολίας επί των κακοήθων όγκων, δημιούργησε στις πρώτες φάσεις ανάπτυξης της Πυρηνικής Ιατρικής, υπέρμετρη αισιοδοξία στη μάχη καταπολέμησης του καρκίνου. Δυστυχώς αργότερα, αποδείχθη ότι μόνο σε ειδικές περιπτώσεις οι θεραπευτικές δυνατότητες των ραδιοϊσοτόπων είναι ικανοποιητικές όπως θα αναλυθεί αργότερα, και έτσι η θεραπευτική κατεύθυνση της Πυρηνικής Ιατρικής δεν αναπτύχθηκε στο βαθμό που αναμενόταν.

Αντίθετα, οι διαγνωστικές εφαρμογές των ραδιοϊσοτόπων βρίσκονται σε συνεχή εξέλιξη. Οι διαγνωστικές εξετάσεις της Πυρηνικής Ιατρικής χωρίζονται σε δύο κατηγορίες:

α) Εξετάσεις in vivo στις οποίες λαμβάνει μέρος ο ίδιος ο ασθενής. Σ'αυτές τις εξετάσεις, μια ειδική χημική ουσία, σεσημασμένη με ραδιοϊσότοπο, εγχύεται ενδοφλεβίως και προσκολλάται εκλεκτικά μέσω του μεταβολισμού, στο κλινικά ενδιαφέρον όργανο του ασθενούς. Κατόπιν, χρησιμοποιώντας ένα ανιχνευτικό σύστημα, προσδιορίζεται η χωρική κατανομή της εκπνεόμενης από το ραδιοϊσότοπο ακτινοβολίας και κατά αντιστοιχία η μορφολογία του υπο εξέταση οργάνου. Έτσι, γίνεται δυνατό κυριολεκτικά να χαρτογραφηθούν παθολογικές διογκώσεις, κύστες, όγκοι, κλπ. Εκτός από τα μορφολογικά χαρακτηριστικά ενός οργάνου ή ολόκληρου του σώματος, αυτές οι ραδιοϊσοτοπικές τεχνικές μπορούν να μας δώσουν πληροφορίες και για τη λειτουργική συμπεριφορά ορισμένων οργάνων όπως π.χ. ο θυροειδής αδένας ή τα νεφρά.

β) Εξετάσεις in vitro στις οποίες εξετάζονται δείγματα βιολογικών υγρών του ασθενούς και μετρούνται συγκεντρώσεις ορμονών, αντισώματα και άλλης κλινικής σημασίας ουσίες.

Ενώ οι εικόνες που επιτυγχάνονται χρησιμοποιώντας εξωτερικές πηγές ακτινοβολίας X βασίζονται στη διαφορετική απορρόφηση ή σκέδαση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, οι εικόνες της Πυρηνικής Ιατρικής έχουν ουσιαστικά λειτουργική βάση λόγω του ότι εξαρτώνται από την ιδιότητα των οργάνων ή των ιστών να συκρατούν το ραδιονουκλίδιο. Η κατανομή κάθε ραδιενεργού ουσίας που εισάγεται στο σώμα εξαρτάται από λειτουργικούς παράγοντες όπως η αιματική ροή, η μεταβολική δραστηριότητα και η παρουσία παθολογικών κυττάρων.

Όλες οι διαδικασίες της Πυρηνικής Ιατρικής μπορεί να θεωρηθούν ότι απαιτούν δύο κύριες συνιστώσες:

α) Ένα σύστημα ανίχνευσης της ακτινοβολίας με κατάλληλη ευαισθησία και διακριτικότητα.

β) Ένα ραδιοφάρμακο το οποίο να εντοπίζεται το μέγιστο δυνατό στο υπό εξέταση όργανο ή δείγμα.

Στις παραγράφους που ακολουθούν, θα δοθούν συνοπτικά μερικά στοιχεία φυσικής και τεχνολογίας που αφορούν τα ραδιοϊσότοπα, τα συστήματα ανίχνευσης και τις διαδικασίες μέτρησης και απεικόνισης στην Πυρηνική Ιατρική.

2. ΚΡΙΤΗΡΙΑ ΕΠΙΛΟΓΗΣ ΡΑΔΙΟΪΣΟΤΟΠΩΝ ΣΤΗ ΔΙΑΦΟΡΙΚΗ ΔΙΑΓΝΩΣΗ

Όλες οι διαδικασίες της Πυρηνικής Ιατρικής, με εξαίρεση τις in vitro μετρήσεις, απαιτούν την έγχυση ενός ραδιοφαρμάκου στον ασθενή. Σήμερα

υπάρχει μια ευρύτατη επιλογή ραδιοφαρμάκων για να ικανοποιηθούν οι ποικίλες προϋποθέσεις των διάφορων διαδικασιών. Τα ραδιοφάρμακα διαφέρουν μεταξύ τους και κατά τη φυσική και κατά τη χημική μορφή όπως επίσης και ως προς το ραδιονουκλίδιο που περιέχουν.

Εξετάζοντας ένα ραδιοφάρμακο, ενδιαφέρει η φαρμακολογική συμπεριφορά του όπως επίσης και οι πυρηνικές ιδιότητες του ραδιονουκλιδίου του. Το ραδιοφάρμακο πρέπει να κατανέμεται κατά τέτοιο τρόπο ώστε να ικανοποιείται ο στόχος της κλινικής διαδικασίας. Οι ιδιότητες που απαιτούνται από το ραδιονουκλίδιο διαφέρουν από διαδικασία σε διαδικασία. Σε κάθε περίπτωση διαγνωστικής διαδικασίας, ο στόχος είναι η ελαχιστοποίηση της δόσης της ακτινοβολίας στον ασθενή και η μεγιστοποίηση της διαγνωστικής πληροφορίας. Επομένως δύο είναι οι βασικοί παράγοντες που επηρεάζουν την επιλογή ενός ραδιοφαρμάκου. Η βιολογική συμπεριφορά του ραδιοφαρμάκου, που επηρεάζει την κατανομή του στο σώμα, και τα χαρακτηριστικά της εκπνευόμενης από το ραδιονουκλίδιο ακτινοβολίας.

Τα κριτήρια επιλογής ενός ραδιοϊσοτόπου στις διαγνωστικές εφαρμογές είναι τα εξής:

1. Το ραδιενεργό ισότοπο πρέπει να έχει χημική συμπεριφορά ταυτιζόμενη όσο το δυνατόν περισσότερο με εκείνη του αντίστοιχου σταθερού ισότοπου και να ελαχιστοποιείται εν γένει η ισοτοπική επίδραση στη μεταβολική δραστηριότητα.

2. Όλη η ακτινοβολία που εκπέμπεται από το ραδιονουκλίδιο συμμετέχει στην απορροφούμενη από τον ασθενή δόση. Είναι κατά συνέπεια επιθυμητή η ελαχιστοποίηση της ποσότητας εκείνης της ακτινοβολίας που δεν χρησιμοποιείται στην απεικονιστική διαδικασία. Αυτή η ελαχιστοποίηση μπορεί να επιτευχθεί χρησιμοποιώντας ραδιονουκλίδια που φθείρονται μέσω ισομερών μεταπτώσεων. Βέβαια, ακόμα και σ' αυτή την περίπτωση, εκπέμπεται μια "παρασιτική" ακτινοβολία, μικρής έντασης και χαμηλής κβαντικής ενέργειας που οφείλεται στα ηλεκτρόνια εσωτερικής μετατροπής. Για παράδειγμα, στη ραδιενεργό φθορά του ^{99m}Tc μόνο το 8,5% της γ ακτινοβολίας υφίσταται εσωτερική μετατροπή δίνοντας ηλεκτρόνια που δεν συμβάλλουν στην απεικόνιση και έχουν αρνητικές βιολογικές επιδράσεις. Σε ορισμένες περιπτώσεις, εξίσου καλή συμπεριφορά έχουν τα ραδιονουκλίδια που μετασχηματίζονται μέσω συλλήψεως τροχιακού ηλεκτρονίου. Σ' αυτές τις περιπτώσεις δεν εκπέμπεται πυρηνική ακτινοβολία αλλά μόνον ακτίνες X, που οφείλονται σε μεταπτώσεις των τροχιακών ηλεκτρονίων, και ηλεκτρόνια χαμηλής κβαντικής ενέργειας που δεν έχουν σοβαρή βιολογική επίδραση.

Συνάχεται επομένως ότι το βασικό κριτήριο στην επιλογή των ραδιοϊσοτόπων που χρησιμοποιούνται στη Πυρηνική Ιατρική, είναι η

ελαχιστοποίηση εκείνης της σωματιακής ακτινοβολίας που έχει κβαντική ενέργεια ικανή να ιονίσει τα άτομα του ανθρώπινου οργανισμού.

3. Η κβαντική ενέργεια των ακτίνων γ που εκπέμπονται από το ραδιονουκλίδιο και χρησιμοποιούνται στην απεικόνιση, πρέπει να είναι αρκετά υψηλή ώστε οι ακτίνες γ να μην απορροφώνται από το ανθρώπινο σώμα και να φθάνουν στο ανιχνευτικό σύστημα που σε τελευταία ανάλυση αποτελεί το βασικό στοιχείο της απεικόνισης. Εξάλλου, οι ακτίνες γ χαμηλής κβαντικής ενέργειας, εκτός από το ότι απορροφώνται πιο εύκολα, σκεδάζονται και πιο εύκολα στην αλληλεπίδρασή τους με τον ανθρώπινο ιστό, πράγμα που μειώνει σημαντικά τη διακριτικότητα της απεικονιστικής διαδικασίας.

Υπάρχει όμως και ένα ανώτερο όριο στο ύψος της κβαντικής ενέργειας των ακτίνων γ που εκπέμπονται από το ραδιονουκλίδιο. Πράγματι, αν αυτή η κβαντική ενέργεια είναι πολύ υψηλή, τότε οι ακτίνες γ διαπερνούν σε μεγάλο βαθμό και τον ανιχνευτή, πράγμα που έχει σαν συνέπεια τη μειωμένη απόδοση του απεικονιστικού συστήματος.

4. Η ημιζωή του ραδιονουκλιδίου πρέπει να είναι αρκετά μικρή ώστε να μην ακτινοβολείται ο ασθενής επί μακρό χρονικό διάστημα μετά τη διαγνωστική εξέταση, και το σύνολο της απορροφούμενης δόσης να είναι περιορισμένο. Και σ'αυτή την περίπτωση όμως υπάρχει ένα κατώτερο όριο για το χρόνο ημιζωής του ραδιονουκλιδίου, καθώς αν αυτός ο χρόνος είναι πολύ μικρός, υπάρχει το ενδεχόμενο η χρησιμοποιούμενη στη διάγνωση ακτινοβολία να μειωθεί κατά πολύ, πριν από το τέλος της διαγνωστικής εξέτασης.

Η πραγματική σταθερά φθοράς των ραδιονουκλιδίων που χρησιμοποιούνται στην Πυρηνική Ιατρική, ισούται με:

$$\lambda_n = \lambda_p + \lambda_b \quad (1)$$

όπου λ_b = σταθερά βιολογικής φθοράς (απέκκριση) του ραδιονουκλιδίου. Η λ_b δεν είναι πάντα η ίδια και αλλάζει ανάλογα με τον οργανισμό.

λ_p = σταθερά ραδιενεργού μετασχηματισμού του ισότοπου

λ_n = πραγματική σταθερά φθοράς

Χρησιμοποιώντας τη σχέση που συνδέει τη σταθερά φθοράς με το χρόνο ημιζωής, προκύπτει ότι:

$$\frac{0.693}{T_n} = \frac{0.693}{T_p} + \frac{0.693}{T_b} \rightarrow \frac{1}{T_n} = \frac{1}{T_p} + \frac{1}{T_b} \rightarrow T_n = \frac{T_p \cdot T_b}{T_p + T_b} \quad (2)$$

Όπως φαίνεται, ο πραγματικός χρόνος ημιζωής του ραδιοισότοπου, όταν η βιολογική ημιζωή είναι πολύ μικρότερη της ραδιενεργού, ταυτίζεται με το χρόνο βιολογικής ημιζωής. Το αντίστροφο συμβαίνει όταν ο χρόνος βιολογικής ημιζωής είναι πολύ μεγαλύτερος από το χρόνο ραδιενεργού ημιζωής.

Τα προαναφερόμενα κριτήρια επιλογής ραδιονουκλιδίων στις εφαρμογές της Πυρηνικής Ιατρικής, έχουν γενικό χαρακτήρα και η βαρύτητά τους αλλάζει ανάλογα με τη φύση των διαφόρων διαγνωστικών εξετάσεων. Δεν υπάρχει ένα μοναδικό, ιδανικό ραδιονουκλίδιο. Για ένα μεγάλο μέρος των διαγνωστικών διαδικασιών, το ^{99m}Tc είναι εκείνο που ικανοποιεί περισσότερο τις ιδανικές προϋποθέσεις. Πράγματι, είναι άμεσα διαθέσιμο στα νοσοκομεία, μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε μεγάλη ποικιλία ραδιοφαρμάκων, φθίρεται ραδιενεργά μέσω ισομερούς μετάπτωσης εκπέμποντας ακτίνες γ κβαντικής ενέργειας 140KeV και ο χρόνος ημιζωής του είναι 6 ώρες. Δηλαδή αρκετά μεγάλος ώστε να εκπληρωθούν οι απαραίτητες προετοιμασίες της διαγνωστικής εξέτασης και αρκετά μικρός ώστε να μπορούν να εγχυθούν στον εξεταζόμενο αρκετά mCi. Στον Πίνακα 1, δίνονται συνοπτικά τα χαρακτηριστικά που πρέπει να ικανοποιεί ένα ραδιονουκλίδιο που χρησιμοποιείται στις απεικονιστικές διαδικασίες.

Πίνακας 1: Ιδανικά χαρακτηριστικά των ραδιονουκλιδίων της Πυρηνικής Ιατρικής

-
1. Πηγή ακτίνων γ :
κβαντική ενέργεια 100-500KeV
υψηλή ένταση
χαμηλός συντελεστή εσωτερικής μετατροπής
 2. Μηχανισμός ραδιενεργού φθοράς. Σειρά προτίμησης:
Ισομερής κατανομή
Σύλληψη ηλεκτρονίου
Φθορά β^+
Φθορά β^-
 3. Ημιζωή:
Ίση με το χρονικό διάστημα της διαγνωστικής εξέτασης
-

Στις θεραπευτικές εφαρμογές της Πυρηνικής Ιατρικής, η επιλογή των ραδιοισοτόπων γίνεται με διαφορετικά κριτήρια. Σ'αυτήν την περίπτωση, το ραδιονουκλίδιο πρέπει να εκπέμπει κυρίως σωματία β ενώ η ταυτόχρονη εκπομπή ακτίνων γ παρουσιάζει πλεονεκτήματα και μειονεκτήματα. Η γ ακτινοβολία επιτρέπει τον εξωτερικό έλεγχο και την βελτιστοποίηση της ομοιογένειας στην κατανομή της απορροφούμενης δόσης. Παράλληλα όμως, παρουσιάζει το μειονέκτημα της αύξησης της δόσης σε ολόκληρο το σώμα, δηλαδή της αύξησης της δόσης σε υγιείς ιστούς που δεν υφίστανται θεραπεία.

Η κβαντική ενέργεια των σωματίων β δεν είναι τόσο περιοριστική· γενικά είναι επιθυμητό τα σωματία β να έχουν μια λογικά υψηλή κβαντική ενέργεια ώστε να είναι σημαντική η διεισδυτικότητά τους στον παθολογικό ιστό.

Τέλος, ο χρόνος ημιζωής πρέπει να είναι της τάξης ορισμένων ημερών.

3. ΓΕΝΝΗΤΡΙΕΣ ΒΡΑΧΥΒΙΩΝ ΡΑΔΙΟΪΣΟΤΟΠΩΝ

Όπως προαναφέρθηκε, ο χρόνος ημιζωής των ραδιοϊσοτόπων που χρησιμοποιούνται στην ιατρική διάγνωση είναι μικρός και αυτό έχει σαν άμεση συνέπεια την αδυναμία της αποστολής τέτοιων ισότοπων από εξωνοσοκομειακά εργαστήρια. Η λύση αυτού του προβλήματος απαιτεί την παραγωγή βραχύβιων ισότοπων κοντά στον τόπο χρησιμοποίησής τους, δηλαδή στα Εργαστήρια Πυρηνικής Ιατρικής.

Ένας κλασσικός τρόπος επί τόπου παραγωγής ισότοπων στα Νοσοκομεία, είναι ο βομβαρδισμός κατάλληλου υλικού με φορτισμένα σωματία υψηλής κβαντικής ενέργειας. Αυτός ο τρόπος παραγωγής απαιτεί την χρήση μιας πολύ δαπανηρής διάταξης, του κύκλωτρου, καθώς επίσης κατάλληλα εκπαιδευμένο προσωπικό και μια ειδική υποδομή που συναντάται διεθνώς σε ελάχιστα νοσοκομεία.

Μια πολύ πιο οικονομική και ως προς όλα ικανοποιητική εναλλακτική λύση είναι η χρησιμοποίηση ενός συστήματος παραγωγής δευτερογενών ραδιοϊσοτόπων. Το σύστημα αυτό που κοινά αποκαλείται γεννήτρια ραδιοϊσοτόπων έχει εισαχθεί σήμερα σε όλα τα νοσοκομειακά εργαστήρια Πυρηνικής Ιατρικής.

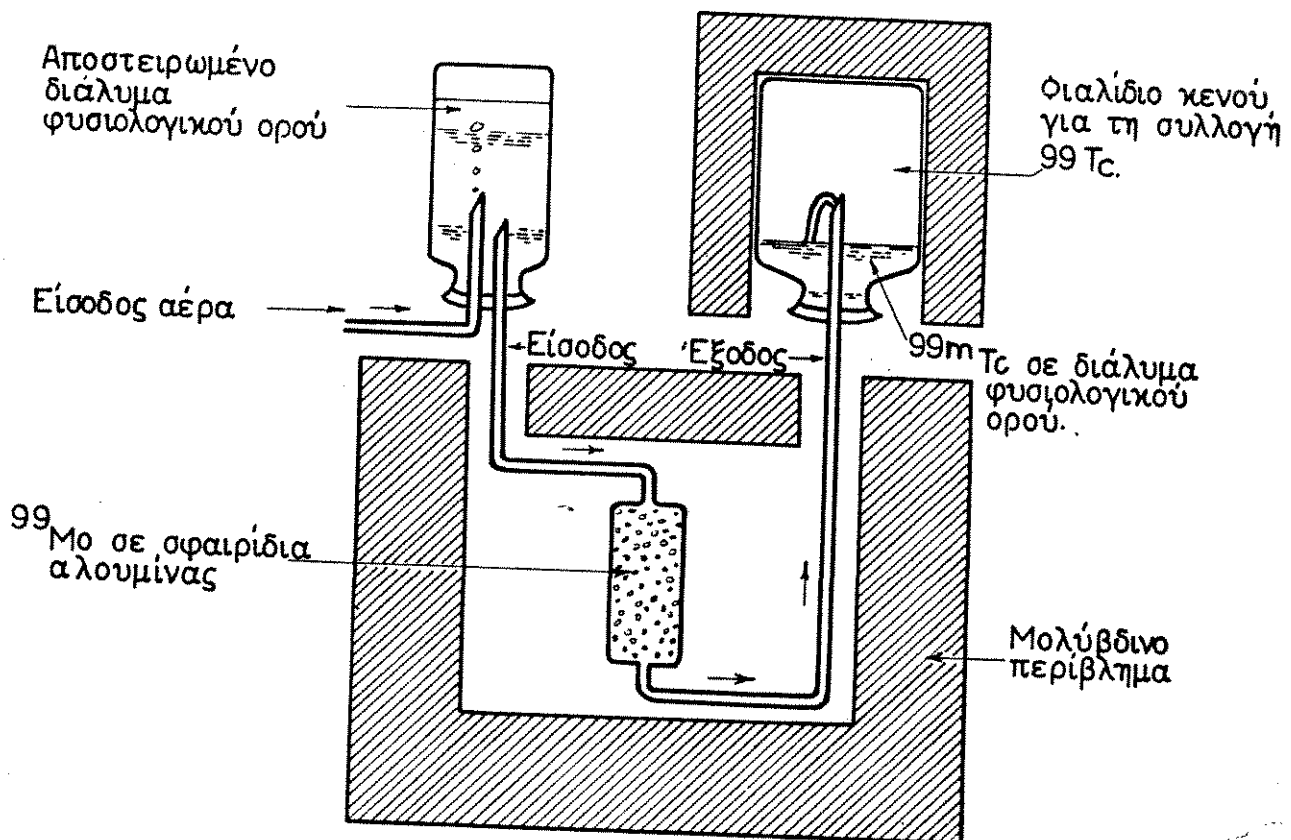
Η γεννήτρια ραδιοϊσοτόπων αποτελείται κατά πρώτο λόγο από ένα μητρικό ισότοπο υψηλού σχετικά χρόνου ημιζωής που διασπάται δίνοντας ένα θυγατρικό νουκλίδιο σχετικά βραχύβιο που ικανοποιεί τις προϋποθέσεις των ραδιονουκλιδίων της ιατρικής διάγνωσης και κατά δεύτερο λόγο από ένα θωρακισμένο σύστημα διαχωρισμού του θυγατρικού νουκλιδίου από το μητρικό με φυσικές ή χημικές μεθόδους. Το μητρικό νουκλίδιο όπως και το υπόλοιπο σύστημα, παράγεται σε πυρηνικά κέντρα από όπου αποστέλλεται στα νοσοκομεία σε τακτά χρονικά διαστήματα (συνήθως εβδομαδιαίως).

Στο παρακάτω σχηματικό διάγραμμα, φαίνεται η όλη διαδικασία παραγωγής ιατρικών ραδιοϊσοτόπων με το σύστημα της γεννήτριας ραδιοϊσοτόπων. Η μετάπτωση του μητρικού νουκλιδίου στο θυγατρικό, έχει σαν αποτέλεσμα την αλλαγή του φορτίου του πυρήνα, δηλαδή το θυγατρικό άτομο έχει διαφορετικές χημικές ιδιότητες. Αυτό ακριβώς το γεγονός επιτρέπει το χημικό διαχωρισμό του θυγατρικού από το μητρικό νουκλίδιο.

Μια πολύ συνηθισμένη γεννήτρια ραδιοϊσοτόπων, είναι η γεννήτρια ^{99m}Tc . Σε αυτή την περίπτωση, το μητρικό νουκλίδιο είναι το ^{99}Mo που έχει χρόνο ημιζωής 2.5 ημέρες και το θυγατρικό είναι ^{99m}Tc που έχει ημιζωή περίπου 6 ώρες.

Στο σχήμα 1 δίνονται οι βασικές συνιστώσες της γεννήτριας ^{99m}Tc . Η έκλυση του ^{99}Mo για το διαχωρισμό του ^{99m}Tc , γίνεται, πολύ συνοπτικά με τον ακόλουθο τρόπο.

Ένα φιαλίδιο αποστειρωμένου διαλύματος φυσιολογικού ορού, τοποθετείται στην είσοδο και ένα κενό φιαλίδιο με μολύβδινο θώρακα, τοποθετείται στην έξοδο της γεννήτριας. Η πίεση του αέρα, προωθεί το διάλυμα του φυσιολογικού ορού διά μέσου των σφαιριδίων της αλουμίνας που περιέχουν ^{99}Mo . Το θυγατρικό προϊόν, δηλαδή το ^{99m}Tc , διαλύεται στο φυσιολογικό ορό και διοχετεύεται στο φιαλίδιο της συλλογής.



Σχήμα 1 : Στήλη ^{99}Mo χρησιμοποιούμενη σαν γεννήτρια ^{99m}Tc .

Όπως έχει αναλυθεί σε προηγούμενες παραγράφους, η ποσότητα ραδιενέργειας του ^{99m}Tc , μειώνεται κατά τη διάρκεια του χρόνου ακολουθώντας την καμπύλη ραδιενεργού φθοράς του ^{99}Mo .

Για κάθε τυποποιημένη ραδιοϊσοτοπική διαγνωστική εξέταση, η χρησιμοποιούμενη ραδιενεργός πηγή, απαιτείται να έχει την ίδια ένταση και κατά συνέπεια η τεχνική έκλυσης κάθε γεννήτριας ραδιοϊσοτόπων θα πρέπει να δίνει πηγές ίσης ραδιενέργειας, παρά το ότι η ενέργεια του θυλατρικού νουκλιδίου με το οποίο είναι σεσημασμένο το ραδιοφάρμακο, μειώνεται συνεχώς κατά τη διάρκεια του χρόνου. Η ακολουθούμενη διαδικασία για την επίτευξη της παραπάνω προϋπόθεσης, στηρίζεται στη χρησιμοποίηση του ίδιου όγκου υγρού σε κάθε έκλυση, με δεδομένο ότι ο όγκος αυτός είναι ικανός να αποσύρει από τη στήλη μια υψηλή αναλογία θυλατρικού νουκλιδίου. Το επιτυγχανόμενο διάλυμα, τουλάχιστον κατά την πρώτη εβδομάδα, θα πρέπει να έχει αρκετά μεγαλύτερη ραδιενεργό συκέντρωση από ότι απαιτείται στις τυπικές διαγνωστικές εξετάσεις και επομένως είναι αναγκαία η περαιτέρω διάλυσή του. Κατά συνέπεια, η σωστή ραδιενεργός ένταση των ραδιοφαρμάκων επιτυγχάνεται κάθε φορά αλλάζοντας το ποσοστό διάλυσης ανάλογα με τη μείωση της ραδιενέργειας του ισότοπου κατά την πάροδο του χρόνου. Για παράδειγμα, έστω ότι απαιτούνται διαλύματα ραδιενεργού συκέντρωσης $0,1\text{mCi/ml}$, και ότι αρχικά η έκλυση δίνει ένα διάλυμα με ραδιενεργό συκέντρωση 1mCi/ml . Είναι φυσικό ότι αν προστεθούν 9ml σε κάθε ml αυτού του διαλύματος, θα επιτευχθεί η απαιτούμενη ραδιενεργός συκέντρωση.

Μετά από ένα ορισμένο χρονικό διάστημα, λόγω της ραδιενεργού φθοράς, το εκλυόμενο υλικό περιέχει $0,5\text{mCi/ml}$. Τότε, η προσθήκη 4ml διαλύτου, θα δώσει και πάλι την απαιτούμενη ραδιενεργό συκέντρωση. Κατ' αυτόν τον τρόπο, μπορεί να επιτευχθεί, τουλάχιστον για ένα ορισμένο χρονικό διάστημα, διάλυμα με τη σωστή ραδιενεργό συκέντρωση.

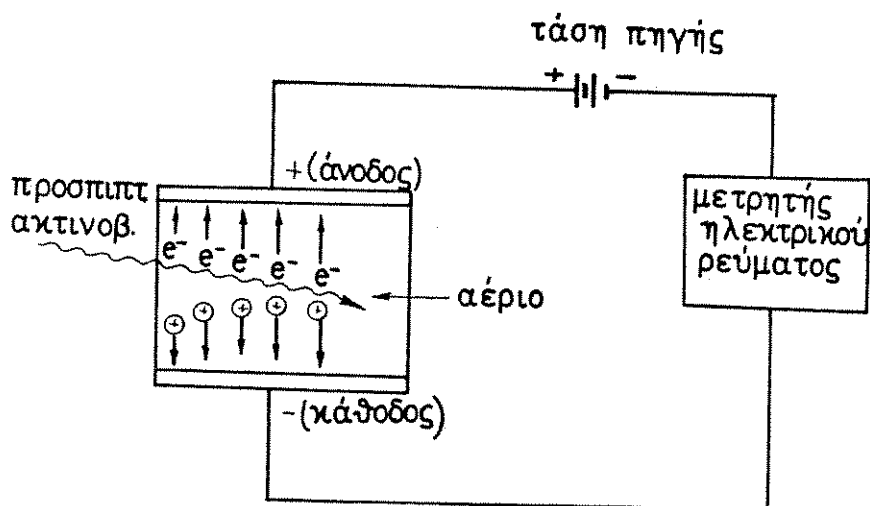
4. ΒΑΣΙΚΕΣ ΣΥΝΙΣΤΩΣΕΣ ΤΩΝ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ ΑΝΙΧΝΕΥΣΗΣ ΣΤΗ ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΙΑΤΡΙΚΗ

Όπως αναφέρεται στην εισαγωγή, οι διαγνωστικές εξετάσεις της Πυρηνικής Ιατρικής, βασίζονται στην ανίχνευση της ακτινοβολίας των ραδιονουκλιδίων με τα οποία είναι σεσημασμένα τα υπό εξέταση όργανα των *in vivo* μετρήσεων ή τα βιολογικά δείγματα των *in vitro* μετρήσεων. Αυτή η ανίχνευση της ραδιενεργού ακτινοβολίας στηρίζεται στον ιονισμό ή τη διέγερση των ατόμων και των μορίων που προκαλεί η αλληλεπίδρασή τους με την ύλη.

Τα ανιχνευτικά συστήματα των εφαρμογών της Πυρηνικής Ιατρικής, χρησιμοποιούν σαν μέσο αλληλεπίδρασης της ανιχνευόμενης ακτινοβολίας με την ύλη, κυρίως τον αέρα και τους στερεούς κρυστάλλους. Σε αντιστοιχία με το χρησιμοποιούμενο μέσο οι κύριοι ανιχνευτές της Πυρηνικής Ιατρικής είναι οι ανιχνευτές αερίου και οι κρυστάλλοι σπινθηριστές.

4.1 Ανιχνευτές αερίου

Οι ανιχνευτές αερίου, ανήκουν στην κατηγορία των ανιχνευτών ιονισμού. Η απόκριση των ανιχνευτών αερίου στην ακτινοβολία, εξαρτάται από τα ηλεκτρικά ρεύματα που επάγονται λόγω ιονισμού. Οι βασικές αρχές λειτουργίας τους περιγράφονται σχηματικά στο σχήμα 2.



Σχήμα 2 : Βασικές αρχές λειτουργίας ανιχνευτών αερίου

Ένας όγκος αερίου περιέχεται μεταξύ δύο ηλεκτροδίων που έχουν μια διαφορά δυναμικού (ηλεκτρικό πεδίο) μεταξύ τους. Το αρνητικό ηλεκτρόδιο καλείται κάθodos και το θετικό ηλεκτρόδιο άνοδος. Τα ηλεκτρόδια συνήθως έχουν τη μορφή παράλληλων πλάκων αλλά μπορεί να είναι και ζεύγος συρμάτων, ομόκεντροι κύλινδροι κλπ. Κάτω από κανονικές συνθήκες, το αέριο είναι ένας μονωτής και δεν υπάρχει ροή ηλεκτρικού ρεύματος μεταξύ των ηλεκτροδίων. Όταν το αέριο ιονιστεί, για παράδειγμα από ακτινοβολίες προερχόμενες από ένα ραδιενεργό υλικό, τα ηλεκτρόνια έλκονται από το θετικό ηλεκτρόδιο και τα ιονισμένα άτομα από το αρνητικό ηλεκτρόδιο, δημιουργώντας έτσι στιχμιαία ροή μιας μικρής ποσότητας ηλεκτρικού

ρεύματος. Οι κυριότεροι ανιχνευτές αερίου είναι οι θάλαμοι ιονισμού, οι αναλογικοί απαριθμητές, και οι απαριθμητές Geiger Muller. Η χρήση αυτών των ανιχνευτών στην Πυρηνική Ιατρική, είναι αρκετά περιορισμένη λόγω της χαμηλής απόδοσής τους στις ακτίνες X και γ· παρόλα αυτά χρησιμοποιούνται σε ορισμένες εφαρμοχές στις οποίες η ανιχνευτική απόδοση δεν είναι καθοριστικός παράγοντας όπως επίσης χρησιμοποιούνται για την ανίχνευση και μέτρηση μη διεισδυτικών σωματιακών ακτινοβολιών.

4.2 Ανιχνευτικά συστήματα σπινθηρισμού

4.2.1 Βασικές αρχές

Η απορρόφηση ιονίζουσας ακτινοβολίας από την ύλη έχει σαν αποτέλεσμα τον ιονισμό της. Όταν τα προϊόντα του ιονισμού επανασυνδέονται, λαμβάνει χώρα απελευθέρωση ενέργειας. Εν γένει, το μεγαλύτερο μέρος αυτής της ενέργειας εμφανίζεται υπο τη μορφή θερμότητας. Υπάρχουν όμως υλικά στα οποία ένα σημαντικό μέρος της ενέργειας εκπέμπεται υπό τη μορφή ορατού φωτός. Τα υλικά αυτά καλούνται σπινθηριστές και είναι κυρίως δύο ειδών: Ανόργανες ουσίες υπό τη μορφή στερεών κρυστάλλων και οργανικές ουσίες σε υγρό διάλυμα.

Στις εφαρμοχές της Πυρηνικής Ιατρικής, η ανίχνευση της ακτινοβολίας γίνεται κυρίως μέσω των ανιχνευτικών συστημάτων που χρησιμοποιούν στερεούς κρυστάλλους. Αυτά τα ανιχνευτικά συστήματα σπινθηρισμού έχουν δύο κύριες συνιστώσες.

1. Τον σπινθηριστή στερεού κρυστάλλου που λειτουργεί σαν μεταλλάκτης της αόρατης, ιονίζουσας ακτινοβολίας, σε ορατή ακτινοβολία.
2. Το φωτοπολλαπλασιαστή που λειτουργεί σαν μεταλλάκτης της ορατής ακτινοβολίας σε ενισχυμένο ηλεκτρικό ρεύμα.

4.2.2 Ανόργανος σπινθηριστής NaI(Tl)

Οι ανόργανοι σπινθηριστές είναι στερεοί κρύσταλλοι που σπινθηρίζουν λόγω των χαρακτηριστικών της κρυσταλλικής τους δομής. Οι κρύσταλλοι των περισσότερων από τους ανόργανους σπινθηριστές είναι εμπλουτισμένοι με προσμίξεις άλλων στοιχείων. Αυτές οι προσμίξεις διαφοροποιούν την κρυσταλλική δομή και είναι υπεύθυνοι για τη δημιουργία του σπινθηρισμού. Συγκεκριμένα, όταν μία ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία ή ένα φορτισμένο

σωμάτιο προσπέσει επί του σπινθηριστού, έχει μια πιθανότητα αλληλεπίδρασης με την ύλη του (απορρόφηση ή σκέδαση). Στην περίπτωση αυτή, η ακτινοβολία ionίζει τα άτομα του κρυστάλλου. Τα κατ'αυτόν τον τρόπο δημιουργούμενα ιόντα, ionτίζουν με τη σειρά τους δευτερογενώς, τριτογενώς, κ.ο.κ, σχηματίζοντας αλυσίδες ionισμών οι οποίες συμπεριλαμβάνουν και τον ionισμό ή διέγερση των προσμίξεων. Η αποδιέγερση των ατόμων των προσμίξεων, έχει σαν αποτέλεσμα τον σπινθηρισμό, δηλαδή την εκπομπή ορατού φωτός.

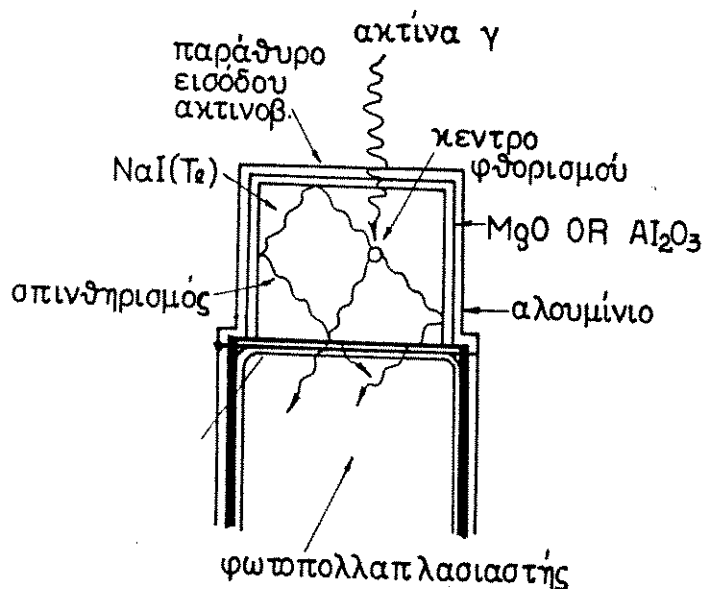
Για να είναι ικανοποιητική η λειτουργία ενός σπινθηριστή, πρέπει να διαθέτει τις παρακάτω ιδιότητες:

1. Πρέπει να είναι καλός απορροφητής της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Έτσι, για την ανίχνευση των σωματιών β , το μέγεθός του πρέπει να είναι μεγαλύτερο του μέγιστου διαστήματος που διεισδύει το σωματίο β . Για την ανίχνευση των ακτίνων γ εξάλλου, απαιτείται οι διαστάσεις του κρυστάλλου να είναι όσον το δυνατόν μεγαλύτερες και ο ατομικός αριθμός του όσο το δυνατόν υψηλότερος ώστε να είναι μεγαλύτερη η πιθανότητα ολικής απορρόφησης των φωτονίων.
2. Η μετατροπή της απορροφούμενης ενέργειας σε ορατή ακτινοβολία πρέπει να είναι αποδοτική και η ένταση του φωτός γραμμικά ανάλογη προς την ενέργεια έτσι ώστε να επιτρέπεται ο προσδιορισμός της τελευταίας.
3. Ο σπινθηριστής πρέπει να είναι διαφανής στο φως του σπινθηρισμού, έτσι ώστε μόνο μια μικρή ποσότητα φωτός να απορροφάται πριν να φθάσει στον φωτοπολλαπλασιαστή.
4. Το μήκος κύματος του φωτός του σπινθηρισμού πρέπει να συμπίπτει με το μήκος κύματος για το οποίο ο φωτοπολλαπλασιαστής έχει την μεγαλύτερη ευαισθησία.
5. Η ένταση του σπινθηρισμού να αναπτύσσεται πολύ γρήγορα αλλά να σβύνει πολύ αρχά. Ο συνολικός χρόνος σπινθηρισμού πρέπει να είναι όσο το δυνατόν μικρότερος ώστε να μην περιορίζεται ο μέγιστος καταχραφόμενος ρυθμός κρούσεων.

Δεν υπάρχει κανένας σπινθηριστής που να ικανοποιεί ταυτόχρονα όλες τις προαναφερόμενες ιδιότητες. Συνήθως η επιλογή του είναι ένας συμβιβασμός και εξαρτάται από το πειραματικό ζητούμενο. Στις περισσότερες εφαρμογές της Πυρηνικής Ιατρικής, χρησιμοποιείται ο σπινθηριστής ιωδιούχου νατρίου ενεργοποιημένος με προσμίξεις θαλίου.

Ο κρυστάλλος περιέχεται σε ένα σωλήνα αλουμινίου οπτικά απομονωμένο (βλέπε σχ. 3). Η μοναδική διέξοδος του φωτός, το λεγόμενο παράθυρο, βρίσκεται σε οπτική επαφή με τον φωτοπολλαπλασιαστή. Το εσωτερικό του σωλήνα καλύπτεται από μια ανακλαστική ουσία έτσι ώστε το σύνολο των ορατών ακτίνων να κατευθύνεται προς τον φωτοπολλαπλασιαστή. Για την

καλύτερη οπτική επαφή του σπινθηριστή με τον φωτοπολλαπλασιαστή, χρησιμοποιείται χράσσο σιλικόνης και σε ορισμένες περιπτώσεις ειδικός φωταγωγός ο οποίος τίθεται μεταξύ τους.



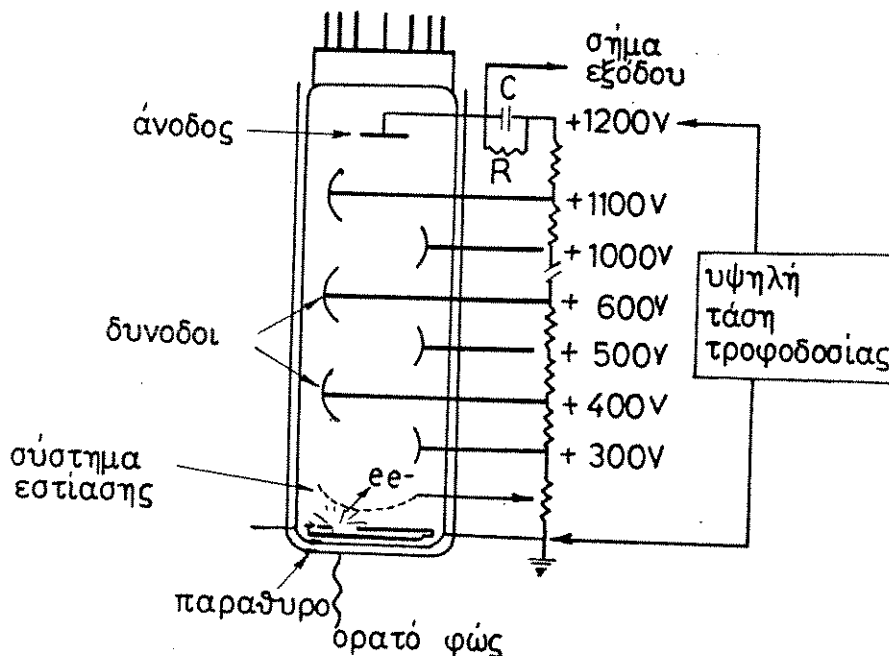
Σχήμα 3 : Διάταξη κρυστάλλου NaI(Tl) και φωτοπολλαπλασιαστού σε ένα τυπικό ανιχνευτικό σύστημα

4.2.3 Ο φωτοπολλαπλασιαστής και η λειτουργία του

Ο φωτοπολλαπλασιαστής είναι ένας ηλεκτρονικός σωλήνας που παράγει παλμούς ηλεκτρικού ρεύματος όταν υφίσταται την επίδραση έστω και ασθενών σημάτων φωτός, όπως π.χ. οι σπινθηρισμοί που παράγονται από τις ακτίνες γ ή τα σωματίδια β σε ένα κρύσταλλο σπινθηρισμών. Οι βασικές αρχές λειτουργίας του δίνονται σχηματικά στο σχήμα 4.

Το εμπρόσθιο μέρος του φωτοπολλαπλασιαστή καλείται φωτοκάθοδος. Η φωτοκάθοδος έχει την ιδιότητα να εκπέμπει φωτοηλεκτρόνια χαμηλής κβαντικής ενέργειας όταν επί της επιφάνειάς της προσπίτουν οπτικά φωτόνια προερχόμενα από τον σπινθηριστή. Η φωτοκάθοδος αποτελείται από λεπτό ημιδιαφανές επίστρωμα φωτοευαίσθητης ουσίας, συνήθως Καισίου-Αντιμονίου. Η απόδοση της μετατροπής του ορατού φωτός σε ηλεκτρονία κυμαίνεται από 1 έως 3 φωτοηλεκτρόνια ανά 10 ορατά φωτόνια που προσπίτουν στην φωτοκάθοδο. Η φωτοκάθοδος ακολουθείται από ένα σύστημα ηλεκτροδίων που αποτελεί την πολλαπλασιαστική συνιστώσα του φωτοπολλαπλασιαστή. Τα ηλεκτρόδια (δύνοδοι) είναι κατασκευασμένα από κατάλληλο υλικό για

δευτερογενή εκπομπή. Οι δύνοδοι έχουν σαν βασικό προορισμό τον πολλαπλασιασμό των φωτοηλεκτρονίων που προερχόμενα από την φωτοκάθοδο προσπίπτουν επί της επιφάνειάς τους.



Σχήμα 4 : Βασικές αρχές λειτουργίας του φωτοπολλαπλασιαστή

Σε μικρή απόσταση από τη φωτοκάθοδο, βρίσκεται η πρώτη δύνοδος. Η πρώτη δύνοδος τίθεται σε θετικό δυναμικό (200 έως 400volts) σε σχέση με την φωτοκάθοδο και με ειδικό σύστημα εστιασμού ελκύει τα φωτοηλεκτρόνια που εκπέμπονται από αυτή. Λόγω της μεγάλης διασποράς τόσο από άποψη αρχικής ταχύτητας όσο και κατεύθυνσης των φωτοηλεκτρονίων, το σύστημα εστίασης απαιτεί ειδική μελέτη γιατί είναι καθοριστικό στις επιδόσεις του φωτοπολλαπλασιαστή. Όταν ένα φωτοηλεκτρόνιο υψηλής ταχύτητας προσπέσει στην πρώτη δύνοδο, από την επιφάνειά της εκπέμπονται διάφορα δευτερεύοντα ηλεκτρόνια. Ο πολλαπλασιαστικός συντελεστής των ηλεκτρονίων, εξαρτάται από την ενέργεια του φωτοηλεκτρονίου, η οποία με τη σειρά της προσδιορίζεται από τη διαφορά δυναμικού μεταξύ φωτοκαθόδου και πρώτης δύνόδου. Τα δευτερεύοντα ηλεκτρόνια που εκπέμπονται από την πρώτη δύνοδο έλκονται από τη δεύτερη δύνοδο, η οποία για την επανάληψη της πολλαπλασιαστικής διαδικασίας των ηλεκτρονίων τίθεται σε υψηλότερο δυναμικό σε σχέση με την πρώτη δύνοδο (50 έως 150volts). Το ίδιο συμβαίνει και με τις άλλες δύνόδους (συνολικά 9 έως 12) έτσι ώστε στη άνοδο του φωτοπολλαπλασιαστή να φθάνει ένα μεγάλο πλήθος ηλεκτρονίων. Ο

πολλαπλασιαστικός συντελεστής των ηλεκτρονίων κυμαίνεται από 3 έως 6 ανά δύνοδο. Ο συνολικός πολλαπλασιαστικός συντελεστής των ηλεκτρονίων είναι πολύ μεγάλος, περίπου 10^6 για ένα σωλήνα δέκα φάσεων (10 δυνόδων). Έτσι, ένας σχετικά μεγάλος παλμός ηλεκτρικού ρεύματος παράγεται όταν ο φωτοπολλαπλασιαστής συλλάβει έστω και ένα σχετικά αδύνατο φωτεινό σήμα. Σημειώνεται ότι η ποσότητα του παραχόμενου ηλεκτρικού ρεύματος είναι ανάλογη της έντασης του προσπίπτοντος στην φωτοκάθοδο φωτεινού σήματος και κατά συνέπεια είναι ανάλογος με την απορροφούμενη από τον κρύσταλλο ενέργεια της ακτινοβολίας.

Για την καλή σύζευξη του φωτοπολλαπλασιαστή με τον σπινθηριστή, θα πρέπει το υλικό της φωτοκάθodu να συνδυάζεται προς το φάσμα εκπομπής του χρησιμοποιούμενου σπινθηριστού. Δηλαδή, θα πρέπει να υπάρχει σύμπτωση εκείνης της περιοχής μήκους κύματος όπου η φωτοκάθοδος έχει μέγιστη ευαισθησία με την περιοχή μήκους κύματος όπου το φάσμα εκπομπής του σπινθηριστή παρουσιάζει μέγιστο.

4.2.4 Ενεργειακή διακριτικότητα των ανιχνευτικών συστημάτων σπινθηρισμού

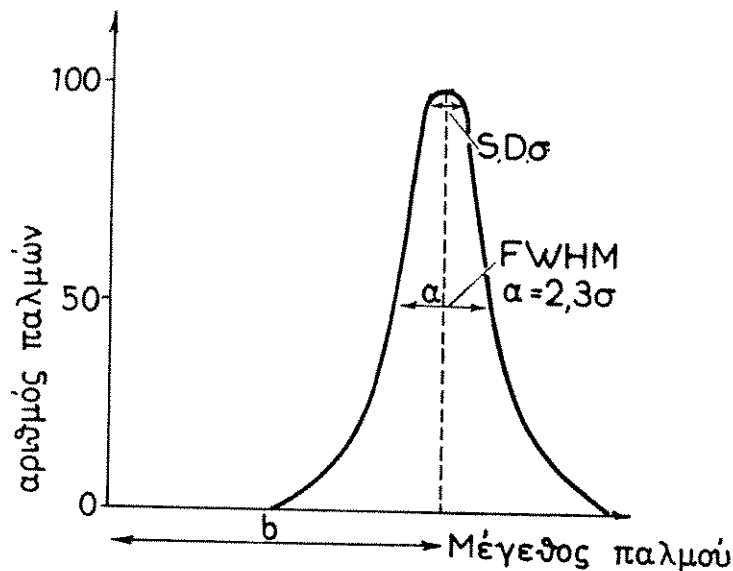
Ένας τυπικός σπινθηριστής χρειάζεται να απορροφήσει ενέργεια περίπου 30eV για να παράγει ένα φωτόνιο ορατού φωτός. Έτσι, στην περίπτωση των ακτίνων γ του ^{99m}Tc (κβαντικής ενέργειας 140KeV) παράγονται περίπου 4.700 φωτόνια ($140 \cdot 10^3 / 30$). Λόγω των οπτικών απωλειών, 4.000 κατά προσέγγιση φθάνουν στην φωτοκάθοδο. Αν αυτή η τελευταία έχει μια κβαντική απόδοση περίπου 10%, τότε εκπέμπονται προς την πρώτη δύνοδο μόνο 400 φωτοηλεκτρόνια. Όλες αυτές οι διαδικασίες είναι στατιστικές και η τελική τυπική απόκλιση ισούται με την $\sqrt{400} = 20$, δηλαδή ισούται με 5% του σήματος.

Έτσι, αν μονοενεργειακές (ίδιες κβαντικής ενέργειας) ακτίνες γ απορροφηθούν τελείως από τον σπινθηριστή, οι παλμοί ηλεκτρικού ρεύματος που θα παραχθούν στην έξοδο του φωτοπολλαπλασιαστή, δεν θα είναι όλοι του ίδιου μεγέθους αλλά θα παρουσιάζουν την κατανομή που παρίσταται στο σχήμα 5. Το μέγεθος του ηλεκτρικού παλμού και κατά συνέπεια το μέγεθος της απορροφούμενης ενέργειας δεν μπορεί να προσδιοριστεί με απόλυτη ακρίβεια, μπορεί μόνο να εκτιμηθεί μέσω στατιστικών παραμέτρων. Μια στατιστική παράμετρος που μπορεί να εκφράσει την ακρίβεια της προαναφερόμενης εκτίμησης είναι το πλήρες πλάτος στο μισό ύψος (FWHM) της καμπύλης που δίνει την κατανομή του μεγέθους των παλμών. Για κατανομές Gauss όπως αυτή του σχήματος 5, έχουμε ότι:

$$(FWHM) = 2.3 \cdot (SD)$$

όπου SD είναι η τυπική απόκλιση της κατανομής.

Η FWHM που καλείται και διακριτική ικανότητα του ανιχνευτικού συστήματος, εκφράζεται συχνά σε εκατοστά της θέσης που αντιστοιχεί στην κορυφή της καμπύλης. Η διακριτική ικανότητα εξαρτάται από πολλούς παράγοντες όπως η συνολικά απορροφούμενη ενέργεια και η απόδοση του σπινθηριστή στην μετατροπή της απορροφούμενης ενέργειας σε ορατό φως.



Σχήμα 5 : Η σημασία του μέσου πλάτους στο μέσο ύψος της κατανομής (FWHM)

Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα βελτιώνεται με την αύξηση της ενέργειας σύμφωνα με τη σχέση:

$$\Delta E \propto E^{-1/2}$$

όπου ΔE = Ενεργειακή Διακριτικότητα του ανιχνευτικού συστήματος.

5. ΦΥΣΙΚΕΣ ΑΡΧΕΣ ΤΩΝ ΔΙΑΓΝΩΣΤΙΚΩΝ ΜΕΛΕΤΩΝ ΤΗΣ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΙΑΤΡΙΚΗΣ

Οι διαγνωστικές μελέτες της Πυρηνικής Ιατρικής, ανάλογα με τους ειδικούς στόχους στους οποίους αποσκοπούν, ακολουθούν διαφορετικές μεθοδολογίες. Σ' αυτή την ενότητα, θα εξετασθούν οι φυσικές αρχές και οι μετρητικές διατάξεις των κύριων διαγνωστικών διαδικασιών της Πυρηνικής Ιατρικής.

5.1 Μετρήσεις ραδιενεργά σεσημασμένων δειγμάτων

Σε πολλές διαγνωστικές διαδικασίες, απαιτείται ο προσδιορισμός της ραδιενέργειας ενός δείγματος αίματος, ούρων, κλπ. Όπως είναι φυσικό, οι χρησιμοποιούμενες μετρητικές διατάξεις πρέπει να διαθέτουν μεγάλη ανιχνευτική απόδοση ώστε να δίνουν την μέγιστη δυνατή πληροφορία με μια ελάχιστη ποσότητα ραδιενέργειας. Σαν ανιχνευτική απόδοση νοείται η απόδοση με την οποία ένα σύστημα μέτρησης ακτινοβολίας μετατρέπει τις εκπομπές από μια ραδιενεργό πηγή σε σήματα που μπορούν να αναλυθούν και να χρησιμοποιηθούν άμεσα.

Έστω ένα βιολογικό ραδιενεργό δείγμα με ραδιενέργεια A (μCi) που εκπέμπει ακτίνες γ . Και έστω n ο αριθμός των ακτίνων σε κάθε ραδιενεργό διάσπαση, τότε ο ρυθμός ξ εκπομπής του ραδιενεργού δείγματος είναι:

$$\xi(\text{ακτίνες}\gamma/\text{sec})=3.7 \cdot 10^4(\text{διασπάσεις}/\mu\text{Ci}\cdot\text{sec}) \cdot A(\mu\text{Ci}) \cdot \eta(\text{ακτίνες}\gamma/\text{διασπ}) \quad (1)$$

Αν ο καταγραφόμενος ρυθμός στην έξοδο του ανιχνευτικού συστήματος είναι R (κρούσεις/sec) τότε η ανιχνευτική απόδοση του συστήματος δίνεται από τη σχέση:

$$D=R/\xi \quad (2)$$

Η μεγιστοποίηση της D επηρεάζεται από διάφορους παράγοντες: μερικοί από αυτούς είναι:

1. **Η απορρόφηση και σκέδαση** της ακτινοβολίας εντός του δείγματος ή από το υλικό που βρίσκεται μεταξύ του δείγματος και του ανιχνευτικού συστήματος.

2. **Γεωμετρική απόδοση**, δηλαδή η απόδοση με την οποία ο ανιχνευτής συλλαμβάνει την εκπεμπόμενη από τη ραδιενεργό πηγή (δείγμα) ακτινοβολία. Αυτός ο παράγων προσδιορίζεται κυρίως από τις διαστάσεις του ανιχνευτού και την απόσταση μεταξύ πηγής και ανιχνευτού.

3. **Η κύρια απόδοση του ανιχνευτή** η οποία νοείται σαν η απόδοση με την οποία ο ανιχνευτής απορροφά τις προσπίπτουσες ακτίνες και τις μετατρέπει στην έξοδό του σε άμεσα αναλυόμενα και χρησιμοποιούμενα σήματα. Αυτός ο παράγων είναι συνάρτηση του πάχους και της σύνθεσης του ανιχνευτού όπως επίσης της φύσης και της κβαντικής ενέργειας της ανιχνευόμενης ακτινοβολίας.

4. **Η απόδοση με την οποία τα σήματα εξόδου του ανιχνευτή καταγράφονται από το μετρητικό σύστημα.**

Κατά συνέπεια, θεωρητικά μπορεί κανείς να εκφράσει την ανιχνευτική απόδοση D σαν το γινόμενο των προαναφερόμενων παραχόντων. Δηλ.

$$D = F * g * \epsilon * f \quad (3)$$

όπου F είναι ο παράγων που εκφράζει την απορρόφηση και τη σκέδαση εντός της πηγής ή μεταξύ της πηγής και του ανιχνευτή,

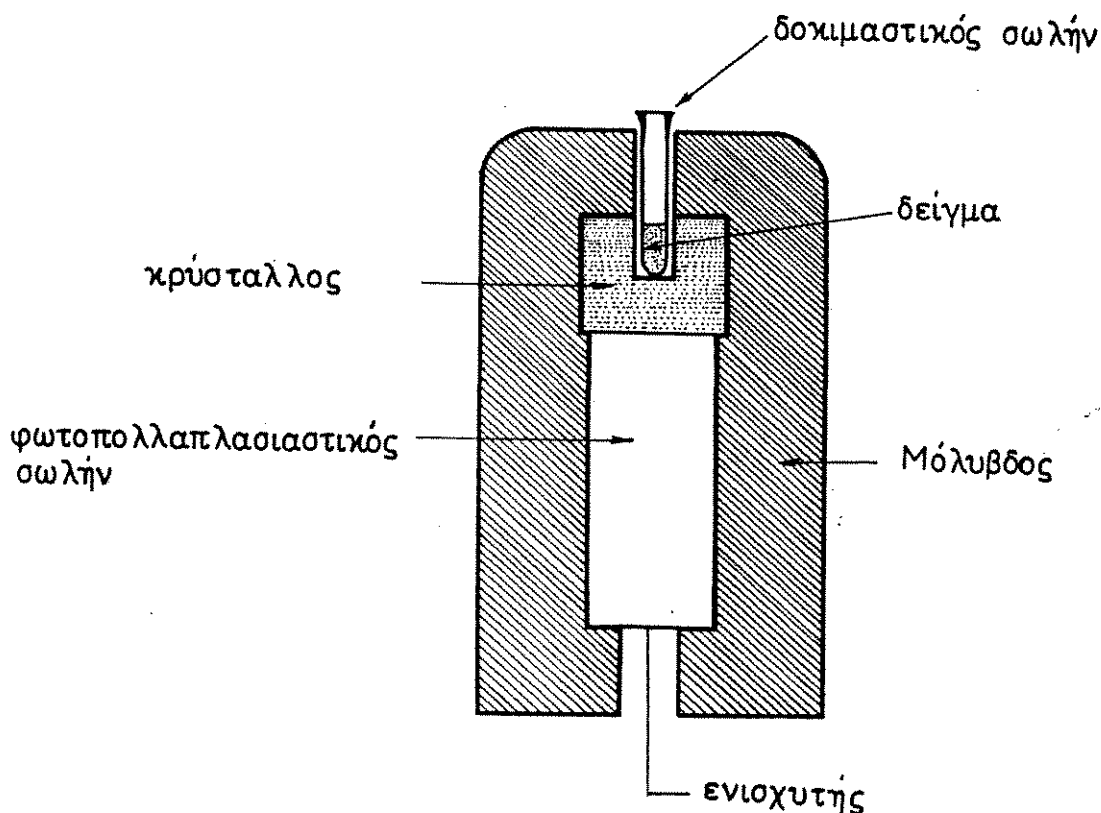
g = η γεωμετρική απόδοση του ανιχνευτή

ϵ = η κύρια απόδοσή του

f = το κλάσμα των σημάτων εξόδου του ανιχνευτή που καταγράφονται από το μετρητικό σύστημα.

Ο ακριβής προσδιορισμός της D είναι πολύ δύσκολος λόγω των δυσκολιών στην εκτίμηση των επί μέρους παραχόντων της. Κατά συνέπεια, στα Εργαστήρια Πυρηνικής Ιατρικής δεν γίνονται απόλυτοι αλλά μόνο σχετικοί προσδιορισμοί της ραδιενέργειας χρησιμοποιώντας κατάλληλες τεχνικές σύγκρισης των ραδιενεργών δειγμάτων με πηγές standard που τίθενται στην ίδια γεωμετρική διάταξη.

Συγκεκριμένα, στις μετρήσεις ραδιενέργειας των in vitro εξετάσεων, χρησιμοποιείται ένα σύστημα σπινθηριστού ("τύπος φρεατίου") του οποίου η περιγραφή δίνεται στο σχήμα 6.



Σχήμα 6 : Σπινθηριστής "τύπου φρεατίου"

Ο κρύσταλλος σπινθηριστής έχει μια οπή εντός της οποίας τίθεται ένας μικρός δοκιμαστικός σωλήνας που περιέχει το δείγμα. Επειδή το δείγμα είναι σχεδόν εξ ολοκλήρου περιτριχυρισμένο από τον κρύσταλλο, η εκπεμπόμενη προς όλες τις κατευθύνσεις ακτινοβολία διαπερνά στο μέγιστο ποσοστό της τον ανιχνευτή και έτσι επιτυγχάνεται μια υψηλότερη ανιχνευτική απόδοση. Η ακτινοβολία που προέρχεται από τις άλλες πηγές (κοσμική ακτινοβολία, κλπ.) δίνει ελάχιστα παρασιτικά σήματα (θόρυβος) γιατί ο κρύσταλλος και ο φωτοπολλαπλασιαστικός σωλήνας περιβάλλονται από θωράκιση μολύβδου πάχους αρκετών εκατοστών.

Τα χρησιμοποιούμενα μετρητικά όργανα δεν έχουν σταθερή απόκριση κατά τη διάρκεια του χρόνου γι' αυτό είναι μεγάλης σημασίας η συχνή βαθμονόμησή τους. Η βαθμονόμηση γίνεται συνήθως χρησιμοποιώντας πηγές από ραδιενεργά υλικά μεγάλης ημιζωής, όπως ^{60}Co ή ^{137}Cs .

5.2 Δυναμικές μελέτες οργανικών λειτουργιών

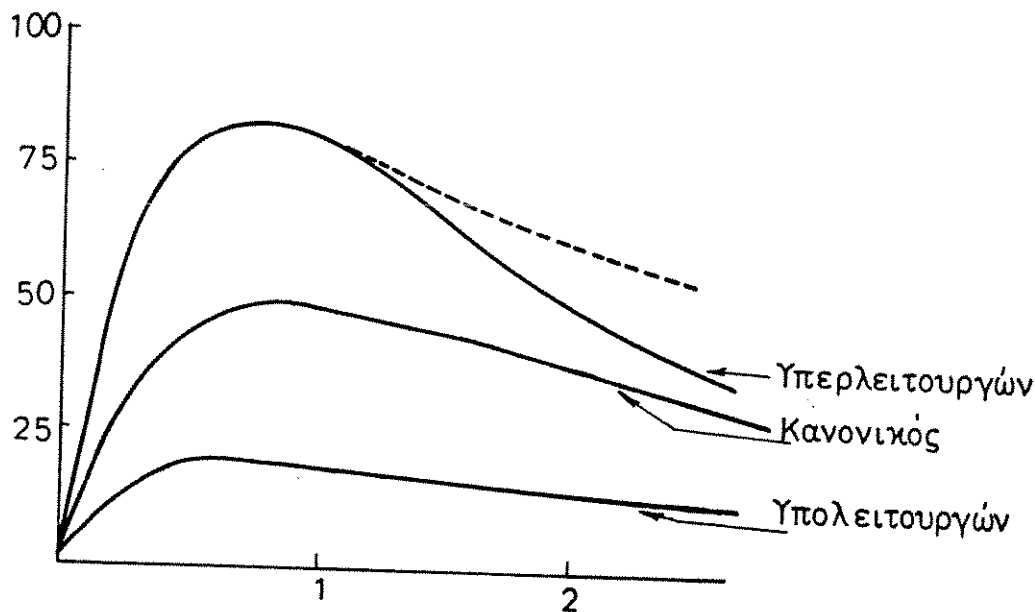
Στην Πυρηνική Ιατρική, είναι δυνατή η μέτρηση, κατά τη διάρκεια του χρόνου (δυναμική), της ποσότητας εισόδου και εξόδου ενός ραδιενεργού σεσημασμένου υλικού από ένα όργανο. Με βάση αυτή τη μέτρηση, μπορούν να μελετηθούν ενδεχόμενες αποκλίσεις από το κανονικό και να διαγνωσθούν πιθανές δυσλειτουργίες οργάνων.

Στην παράγραφο αυτή θα αναλυθούν παραδειγματικά οι φυσικές αρχές και τα τεχνικά προβλήματα δύο βασικών δυναμικών διαγνωστικών εξετάσεων, δηλαδή το τεστ λειτουργίας του θυροειδούς και η εξέταση λειτουργίας των νεφρών (νεφρόγραμμα).

Τεστ λειτουργίας του θυροειδούς: Ο κύριος ρόλος του θυροειδούς αδένος, είναι η λήψη ανόργανου ιωδίου από το αίμα για την παραγωγή ορμονών που σχετίζονται κυρίως με την ανάπτυξη και τον αναπτυξιακό έλεγχο. Το ιώδιο που παρέχεται στους ασθενείς, αφού κυκλοφορήσει στο αίμα, απορροφάται εκλεκτικά, κυρίως από τον θυροειδή και μόνο μια μικρή σχετικά ποσότητα από τα άλλα μέρη του σώματος. Το κλάσμα του παρεχόμενου ιωδίου που απορροφάται από τον αδένος και η ταχύτητα με την οποία συλλαμβάνεται, εξαρτάται από την κατάσταση της υγείας ή της ασθένειας του εξεταζόμενου. Το ραδιενεργά σεσημασμένο ιώδιο χρησιμοποιείται στη μελέτη αυτών των δύο παραμέτρων. Στο σχήμα 7 δίνονται σχηματικά οι διαφορές που μπορούν να προκύψουν μεταξύ υπολειτουργούντος, κανονικού και υπερλειτουργούντος αδένος.

Ο προσδιορισμός των διαγραμμάτων που δίνουν το ποσοστό του ιωδίου στον θυροειδή κατά τη διάρκεια του χρόνου, επιτυγχάνεται με τον παρακάτω τρόπο.

Μια ποσότητα ραδιενεργού ιωδίου γνωστής ραδιενέργειας, συνήθως σε πολύ αραιωμένο διάλυμα ιωδιούχου νατρίου, δίνεται διά της στοματικής οδού στον εξεταζόμενο και μετά από ένα ορισμένο χρονικό διάστημα μετράται η ποσότητα του ραδιενεργού υλικού που έχει απορροφηθεί στον θυροειδή.

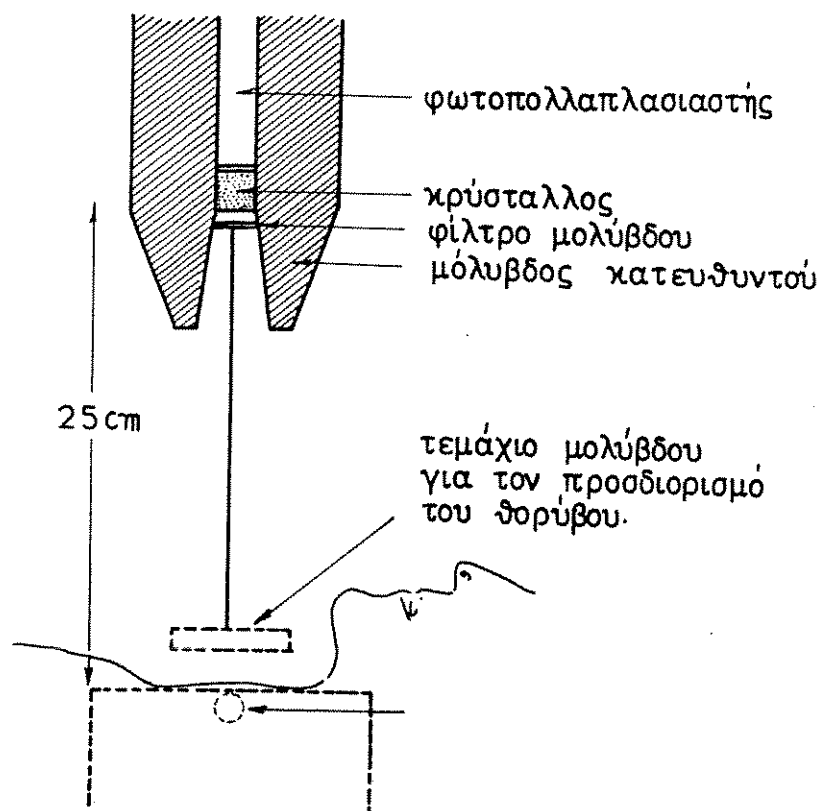


Σχήμα 7 : Δυναμική μελέτη του ιωδίου στον θυροειδή αδένα

Στο σχήμα 8 φαίνεται η χρησιμοποιούμενη μετρητική διάταξη. Ο σπινθηριστής τίθεται πάνω από το λαιμό του ασθενούς και ο κρύσταλλός του βρίσκεται σε μια ορισμένη απόσταση (περίπου 25cm) από τον θυροειδή. Ένας αρκετά παχύς μολύβδινος ευθυγραμμιστής, περιβάλλει τον κρύσταλλο έτσι ώστε να τον θωρακίζει από οποιαδήποτε ακτινοβολία εκτός από εκείνη που προέρχεται από μια περιοχή του λαιμού του ασθενούς, διαμέτρου 12 έως 15cm. Αυτός ο ευθυγραμμιστής είναι αναγκαίος γιατί ένα σημαντικό κλάσμα του παρεχόμενου ραδιενεργού ιωδίου κατανέμεται στο υπόλοιπο σώμα και έτσι μπορεί να συμπεριληφθεί στις μετρήσεις. Η επίδραση των μαλακών ακτινοβολιών που προέρχονται από σκεδασμούς, μπορούν να μειωθούν θέτοντας ένα φίλτρο μολύβδου πάχους 1 έως 2 mm στο εμπρόσθιο μέρος του κρύσταλλου.

Έστω ότι οι μετρήσεις της ραδιενέργειας που λαμβάνονται από τον θυροειδή δίνουν A κρούσεις/sec, αυτή η τιμή οφείλεται κυρίως στο ιώδιο του θυροειδούς (που θέλουμε να μετρήσουμε), αλλά ούτως ή άλλως εξακολουθεί να υπάρχει μια μικρή συμμετοχή κρούσεων από το ιώδιο που περιβάλλει τον αδένα και από τον υπάρχοντα "θόρυβο".

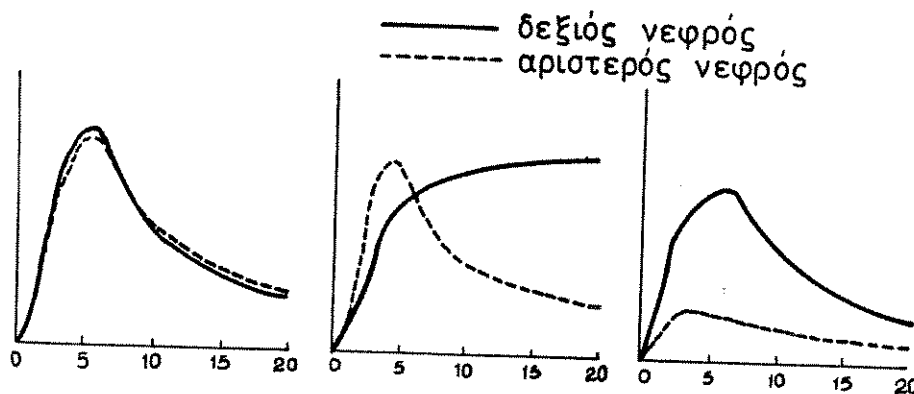
Επαναλαμβάνοντας τη μέτρηση, καλύπτοντας τον θυροειδή με ένα κομμάτι μολύβδου πάχους περίπου 2cm, παίρνουμε μια ένδειξη της παρασιτικής συμμετοχής που συμβολίζεται με A_B κρούσεις/sec. Κατά συνέπεια, το ιώδιο του θυροειδούς δίνει $(A - A_B)$ κρούσεις/sec.



Σχήμα 8 : Μετρητική διάταξη για τον προσδιορισμό του ιωδίου στον θυροειδή αδένα

Για τα τεστ βραχείας διάρκειας, λόγω χάρη αυτά των δύο ωρών, προτιμάται το ^{132}I που έχει χρόνο ημιζωής 2.3 ώρες από το ^{131}I που έχει χρόνο ημιζωής 8 ημέρες. Πράγματι, η παραπάνω επιλογή συνεπάγεται σημαντική μείωση της δόσης. Συγκεκριμένα, η δόση στον αδένα (1 έως 2rad για κάθε $\mu\text{Ci}^{131}\text{I}$) μειώνεται στο 1/100 ενώ η δόση στο υπόλοιπο σώμα μειώνεται στο 1/10. Η ποσότητα του ραδιενεργού υλικού που χρησιμοποιείται στα τεστ, εξαρτάται από την ευαισθησία του μετρητικού συστήματος. Συνήθως, με ένα σπινθηριστή, δεν απαιτούνται περισσότερα από 10 $\mu\text{Ci}^{132}\text{I}$.

Νεφρόγραμμα: Η χημική ουσία Hippuran έχει την ιδιότητα να απομακρύνεται γρήγορα και αποκλειστικά από το αίμα μέσω των νεφρών και εν συνεχεία να απεκκρίνεται από αυτούς. Η δυναμική μελέτη αυτής της απομάκρυνσης και απέκκρισης, μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη διάγνωση της νεφρικής λειτουργίας. Γι' αυτό το λόγο, Hippuran σσημασμένο με ραδιενεργό ^{131}I , εγχύεται ενδοφλεβίως στην αιματική κυκλοφορία του εξεταζόμενου. Αμέσως μετά, με ένα σπινθηριστή σε κάθε νεφρό, μετράται η συσσώρευση και η απέκκριση από τα νεφρά. Όπως και στην προηγούμενη περίπτωση, οι σπινθηριστές θωρακίζονται για να συλλαμβάνουν ακτινοβολία από μια ορισμένη περιοχή. Δηλαδή, ο καθένας από τον αντίστοιχο νεφρό. Το ηλεκτρικό σήμα στην έξοδο του κάθε μετρητή, τροφοδοτεί ένα σύστημα που καταγράφει τη μεταβολή της ακτινοβολίας συναρτήσει του χρόνου για κάθε νεφρό. Στο σχήμα 9, δίνονται τρία παραδειγματικά διαγράμματα τέτοιας καταγραφής.



Σχήμα 9 : Δυναμική μελέτη της εισροής και απέκκρισης του Hippuran στους νεφρούς.

Στην πρώτη περίπτωση και τα δύο διαγράμματα είναι κανονικά, οι δύο νεφροί συμπεριφέρονται όμοια και δείχνουν μια αρχικά γρήγορα ανάπτυξη της ραδιενέργειας στα νεφρά καθώς το Hippuran απομακρύνεται από το αίμα, ενώ στη συνέχεια καταγράφεται η μάλλον αργή απέκκριση. Στη δεύτερη περίπτωση, υπάρχει η ένδειξη ενός οξέος φραγμού του δεξιού νεφρού (η ανάπτυξη είναι κανονική αλλά δεν έχουμε απέκκριση).

Τέλος, στη τελευταία περίπτωση, τα διαγράμματα δείχνουν ένα κανονικό δεξί νεφρό ενώ ο αριστερός νεφρός δεν λειτουργεί.

5.3 Συστήματα εντοπισμού και απεικόνισης όγκων και οργάνων

Με ραδιοϊσοτοπικές τεχνικές είναι δυνατόν να προσδιοριστεί η μορφολογία όγκων και οργάνων του ανθρώπινου σώματος. Συγκεκριμένα, με ειδικές

μεθοδολογίες και ανιχνευτικές διατάξεις, καταγράφεται η κατανομή του εκλεκτικά απορροφηθέντος ραδιοϊσότοπου και μέσω αυτής η θέση, το μέγεθος και η μορφή του υπό εξέταση οργάνου ή παθολογικού ιστού.

Οι ακολουθούμενες τεχνικές είναι κυρίως δύο ειδών:

1. Η σάρωση περιοχής ενδιαφέροντος μέσω σπινθηριστού
2. Η συνοδική και ταυτόχρονη απεικόνιση με τη χρήση της γ-κάμερα.

5.3.1 Περιγραφή και αρχές λειτουργίας των συστημάτων σάρωσης

Οι ραδιοϊσοτοπικές μετρήσεις που περιγράφηκαν μέχρι τώρα, αφορούσαν την ολική ποσότητα ενός ειδικού υλικού σε ένα μέρος του σώματος ή σε ένα δείγμα. Στις σαρώσεις, το ενδιαφέρον επικεντρώνεται στη λεπτομερή κατανομή του υλικού εντός της υπό εξέταση περιοχής. Για να επιτευχθεί αυτή η πληροφορία, χρησιμοποιείται ένας σπινθηριστής ολοκληρωτικά θωρακισμένος εκτός μιας μικρής οπής (ή μιας σειράς μικρών οπών ειδικής γεωμετρίας). Το κατ'αυτόν τον τρόπο θωρακισμένο σύστημα στοχεύει μέσω της οπής, κάθε στιγμή, σε ένα μικρό μέρος του εξεταζόμενου και κινείται αρχά εμπρός και πίσω σε ευθείες γραμμές πάνω από την περιοχή ενδιαφέροντος. Μετά από κάθε σάρωση μιας λωρίδας, το σύστημα μετακινείται με μικρό βήμα, προς τα κάτω ή προς τα πάνω κατά μήκος του σώματος και με τον ίδιο τρόπο σαρώνει το σύνολο των λωρίδων που συνιστούν την επιφάνεια περιοχής.

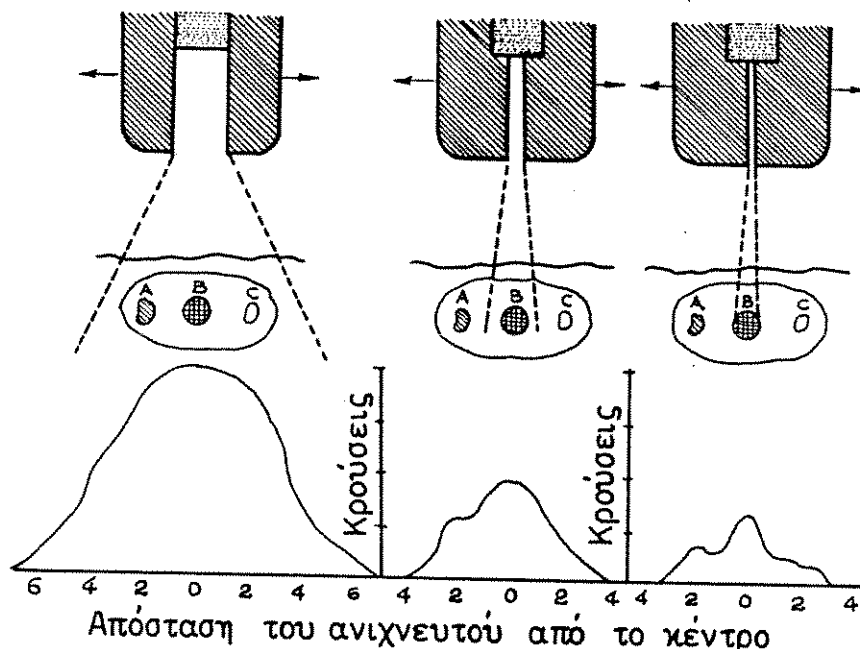
Η μικρή οπή απελευθερώνει ένα είδος κατευθυντή της ακτινοβολίας ο οποίος χρησιμοποιείται γιατί στόχος της όλης διαδικασίας είναι η ανίχνευση και καταγραφή των μεταβολών στη συσχέτιση του ραδιενεργού ισότοπου στα διάφορα σημεία. Η χωρική διακριτικότητα του συστήματος στις διάφορες μεταβολές της συσχέτισης του ραδιοϊσότοπου, δηλαδή η δυνατότητά του να ξεχωρίσει μεταβολές συσχέτισης μεταξύ κοντινών σημείων, εξαρτάται από τις διατάξεις της οπής.

Στο σχήμα 10, δίνονται τα διαγράμματα ενός σπινθηριστή που στοχεύει τον θυροειδή αδένα, χρησιμοποιώντας τρεις διαφορετικούς κατευθυντές.

Το πρώτο διάγραμμα αντιστοιχεί σε αρκετά ευρύ κατευθυντή, το δεύτερο σε ένα στενό και το τρίτο σε ένα πολύ στενό. Έστω ότι ο αδένας περιέχει μια ομοιογενή κατανομή ραδιενεργού ιωδίου με εξαιρούμενες τρεις περιοχές, Α, Β και C. Στις περιοχές Α και Β η συσχέτιση είναι αντίστοιχα τρεις και πέντε φορές μεγαλύτερη από ότι στην ομοιογενή περιοχή. Η περιοχή C δεν απορροφά καθόλου ραδιενεργό υλικό και το ίδιο συμβαίνει στους ιστούς γύρω από τον αδένα.

Διερευνώντας την ισοτοπική κατανομή, χρησιμοποιώντας τους τρεις διαφορετικούς κατευθυντές, η σάρωση του αδένα δίνει στην έξοδο του

συστήματος μια μεταβολή της συγκέντρωσης που καταγράφεται στις καμπύλες οι οποίες βρίσκονται, αντίστοιχα, κάτω από τον ευρύ, στενό και πολύ στενό κατευθυντή.



Σχήμα 10 : Η επίδραση των διαστάσεων του κατευθυντή στην διακριτική ικανότητα του συστήματος

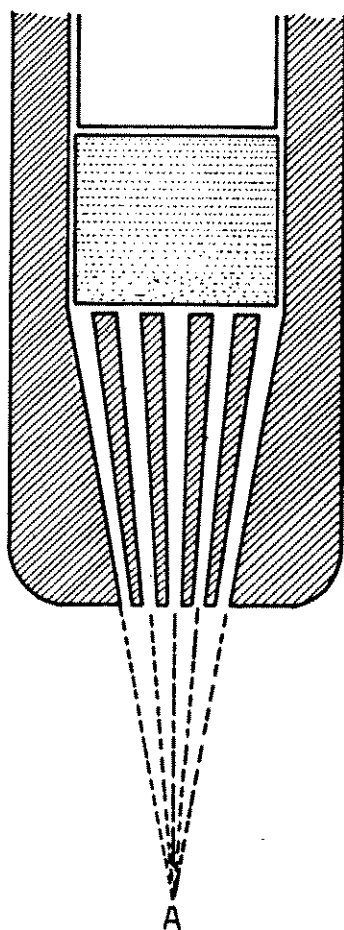
Όπως φαίνεται, όταν χρησιμοποιείται ο ευρύς κατευθυντής, στον ανιχνευτικό κρύσταλλο φθάνει ακτινοβολία από το σύνολο του αδένου και πρέπει να μετακινηθεί τουλάχιστον 1cm από την κεντρική του θέση για να τεθεί ένα μέρος του αδένου έξω από τη γωνία "βλέψεως" του ανιχνευτού. Κάτω από αυτές τις συνθήκες, το σύστημα δίνει μόνο μια χονδρική ένδειξη της κατανομής του ισότοπου ενώ δεν διακρίνει τις τρεις ειδικές περιοχές.

Στο κεντρικό μέρος του σχήματος, αναλύεται η απόκριση του στενού κατευθυντή ο οποίος "βλέπει" μόνο ένα μέρος του αδένου από κάθε θέση. Στη θέση που υποδεικνύεται στο σχήμα "βλέπει" εξ'ολοκλήρου την περιοχή B ενώ οι περιοχές A και C είναι εκτός της γωνίας "βλέψεως". Η μετάθεση του συστήματος προς τα αριστερά κατά 1cm, επιτρέπει τη σύλληψη ακτινοβολίας από ένα μέρος της περιοχής A και από ένα μέρος της περιοχής B. Οι καταγραφόμενες μετρήσεις κατά τη διάρκεια της σάρωσης δίνουν μια ένδειξη της παρουσίας των A και B ενώ δεν υποδεικνύουν την ύπαρξη της περιοχής C.

Τέλος, χρησιμοποιώντας τον πολύ στενό κατευθυντή, σε κάθε θέση του ανιχνεύεται ένα πολύ μικρό μέρος του αδένου. Αν, για παράδειγμα, το σύστημα μετακινηθεί 1cm από την κεντρική θέση του δεν συλλαμβάνει ακτινοβολία από

καμιά από τις ειδικές περιοχές και η καταγραφόμενη ραδιενέργεια αντιστοιχεί στην ομοιογενή περιοχή του αδένος. Το διάγραμμα που παρέχει αυτός ο κατευθυντής είναι πολύ κοντά σ' αυτό που αναμένεται από τη γνωστή κατανομή του ραδιοϊσότοπου. Οι θερμές περιοχές A, B διακρίνονται καθαρά και προσεγγιστικά με τις σωστές "σχετικές" εντάσεις τους, ενώ υπάρχει μια μικρή ένδειξη της C αν και δεν είναι καλά καθορισμένη.

Από τις προηγούμενες περιπτώσεις, μπορούν να συναχθούν ορισμένα γενικά συμπεράσματα. Αν οι στόχοι της διαγνωστικής εξέτασης απαιτούν καλή χωρική διακριτική ικανότητα, ο κατευθυντής πρέπει να είναι στενός, αλλά σ' αυτή τη συνθήκη το σύστημα θα έχει μικρή ευαισθησία. Αντίστροφα, ο ευρύς κατευθυντής έχει μεγάλη ευαισθησία αλλά δεν διακρίνει μικρές "θερμές", ενδεχόμενα παθολογικές περιοχές, γιατί η ραδιενέργεια που καταγράφει προέρχεται από πολύ ευρύτερες ζώνες.



Σχήμα 11 : Σχηματικό διάγραμμα εστιάζοντος κατευθυντή

Οι τεχνικές της "σάρωσης" έχουν σαν στόχο τις μορφολογικές μελέτες οργάνων και επομένως τον προσδιορισμό ραδιοϊσοτοπικών κατανομών. Άμεση

συνέπεια των παραπάνω είναι ότι τα συστήματα "σάρωσης" χρησιμοποιούν λεπτούς κατευθυντές που έχουν πολύ μικρότερη ευαισθησία από ότι π.χ. τα συστήματα δυναμικών μελετών. Μια περαιτέρω μείωση της ευαισθησίας τους απορρέει από το γεγονός ότι ο ανιχνευτής κινείται και κάθε θέση καταγράφεται μόνο για ένα περιορισμένο χρονικό διάστημα.

Έτσι, στις διαγνωστικές μελέτες σάρωσης, το ανιχνευτικό σύστημα βρίσκεται πλησιέστερα στον εξεταζόμενο και το χορηγούμενο ραδιενεργό υλικό είναι αρκετά περισσότερο από αυτό των στατικών μετρήσεων. Εξάλλου, υπάρχει μια ακόμα δυνατότητα βελτίωσης της ευαισθησίας χρησιμοποιώντας τον λεγόμενο "εστιάζοντα ευθυγραμμιστή".

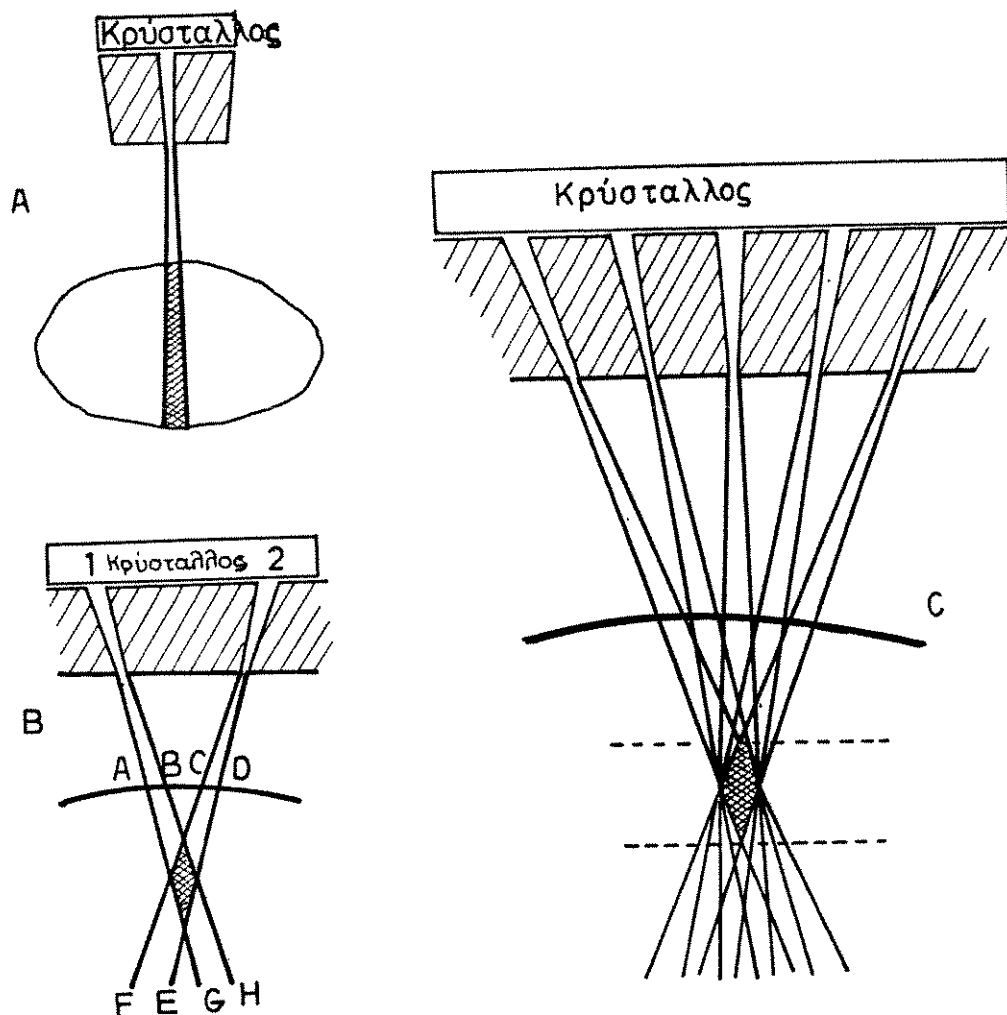
Πράγματι, μπορεί να επιτευχθεί μεγαλύτερη ευαισθησία χωρίς ανάλογη απώλεια διακριτικής ικανότητας, χρησιμοποιώντας ένα μεγάλο αριθμό οπών που στοχεύουν προς την ίδια περιοχή όπως φαίνεται σχηματικά στο σχήμα 11.

Στον εστιάζοντα ευθυγραμμιστή, ένας μεγάλος αριθμός οπών εστιάζεται σε ένα σημείο A το οποίο απέχει συνήθως 10cm από τον κρύσταλλο. Ένας ειδικός κατευθυντής του είδους έχει περίπου 30 οπές, η κάθε μια από τις οποίες έχει στο κάτω άκρο της διάμετρο περίπου 4mm.

Στις μελέτες "σάρωσης" όπως και στην ακτινογραφία, η ακτινοβολία που προσπίπτει στον ανιχνευτή προέρχεται από όλα τα επίπεδα (βάθη) της εξεταζόμενης περιοχής (βλέπε σχήμα 12A). Κατά συνέπεια, το σύστημα δεν δίνει ενδείξεις για το επίπεδο από το οποίο προέρχεται η ακτινοβολία, και η καταγραφόμενη ισοτοπική κατανομή αναφέρεται σε δύο από τις τρεις διαστάσεις του υπό διάγνωση αντικείμενου. Οι εστιάζοντες κατευθυντές, παρουσιάζουν το πλεονέκτημα της εστίασης σε ένα επίπεδο (βάθος) δίνοντας κατ'αυτόν τον τρόπο τη δυνατότητα της τομογράφησης του αντικείμενου, δηλαδή την εικόνα του σε τρεις διαστάσεις.

Στο σχήμα 12B και 12C περιγράφεται η αρχή αυτής της τομογράφησης. Συγκεκριμένα, στο σχήμα 12B φαίνεται ότι η οπή 1 "βλέπει" την ακτινοβολία που προέρχεται από τη ζώνη ABHG και η οπή 2 "βλέπει" τη ζώνη CDEF, ενώ το ανιχνευτικό σύστημα καταγράφει πιο έντονα τη διασταύρωση των δύο ηωρίδων. Βάσει της ίδιας αρχής, στο σχήμα 12C, φαίνεται πως χρησιμοποιώντας περισσότερες οπές γίνεται δυνατή η καταγραφή της κατανομής του εξεταζόμενου αντικείμενου.

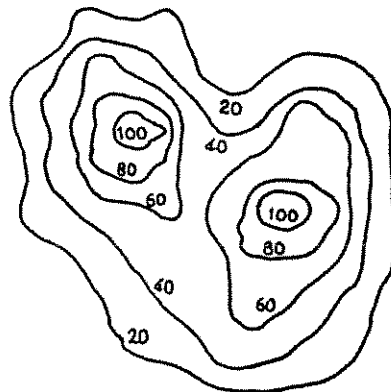
Αυξάνοντας ή μειώνοντας την απόσταση του κατευθυντή από τον ασθενή, επιτυγχάνεται η τομογράφηση διάφορων στρωμάτων. Οποσδήποτε, η ακτινοβολία που προέρχεται από τα μη εστιαζόμενα στρώματα δεν είναι αμελητέα. Από κάθε πλευρά της εστιαζόμενης ζώνης (που βλέπεται από όλες τις οπές) υπάρχουν περιοχές που "βλέπονται" από αρκετές οπές. Έτσι, η εστιαζόμενη ζώνη, χάνει σε contrast με ανάλογη υποβάθμιση στην απεικόνιση της υπό εξέταση δομής.



Σχήμα 12 : Αρχή λειτουργίας των κατευθυντών εστίασης

Καταγραφή των δεδομένων: Σύμφωνα με όσα αναφέρθηκαν, όταν ένα φωτόνιο αντιδρά με τον κρύσταλλο, παράγεται ένας σπινθηρισμός ορατού φωτός ο οποίος εν συνεχεία μετατρέπεται σε ένα ηλεκτρικό παλμό διά μέσου του φωτοπολλαπλασιαστικού σωλήνα. Η αντιστοίχιση αυτών των παλμών με την κατανομή της ραδιενέργειας, γίνεται με την ακόλουθη διαδικασία. Ενώ ο ανιχνευτής "σάρωνει" μια λωρίδα της υπό εξέταση επιφάνειας, οι παλμοί μετρούνται σε τακτά χρονικά διαστήματα και μέσω ενός καταγραφικού συστήματος σχηματίζουν τα διαγράμματα που εμφανίζονται στο κάτω μέρος του σχήματος 10. Σε κάθε λωρίδα της σάρωσης, αντιστοιχεί ένα παρόμοιο σύνολο μετρήσεων (διάγραμμα). Στο τέλος της διαδικασίας, επιτυγχάνεται μια

κατανομή κρούσεων σαν αυτή του σχήματος 13B που αντιστοιχεί στην κατανομή του ραδιοϊσότοπου. Ενώνοντας τα σημεία που έχουν τον ίδιο αριθμό κρούσεων, επιτυγχάνονται οι καμπύλες ίσης συγκέντρωσης (βλέπε σχήμα 13A) οι οποίες έχουν μεγάλη διαγνωστική σημασία.



Σχήμα 13 : Καμπύλες ισοκατανομής κρούσεων και απεικόνιση των αποτελεσμάτων της σάρωσης.

5.3.2 Δομή και λειτουργία της γ -κάμερα

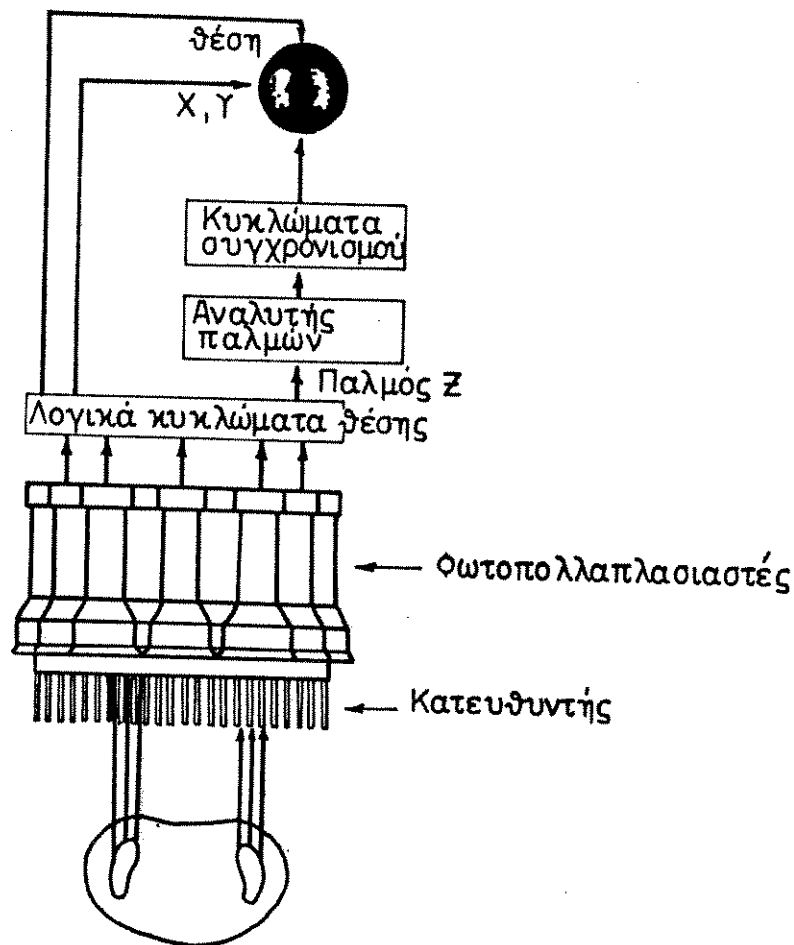
Η διαγνωστική αξία των συστημάτων σάρωσης που εξετάσθηκαν στην προηγούμενη παράγραφο, περιορίζεται από δύο σημαντικούς παράγοντες:

1. Ο χρόνος που απαιτείται για τη σάρωση ολόκληρης της εξεταζόμενης περιοχής και την καταγραφή της ισοτοπικής κατανομής, είναι της τάξης των 30-40 λεπ. Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, κατά τη διάρκεια αυτού του χρονικού διαστήματος μπορεί να αλλάξει ουσιαστικά η ραδιενέργεια του χρησιμοποιούμενου ισότοπου και κατά συνέπεια να υποβαθμιστεί η απεικόνιση (εξαρτάται από την ημιζωή του χρησιμοποιούμενου ισότοπου).

2. Τα συστήματα σάρωσης δεν μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε δυναμικές μελέτες, δηλαδή δεν μπορούν να παρακολουθήσουν τον μεταβολισμό ενός ισότοπου μέσα ή έξω από το εξεταζόμενο όργανο κατά τη διάρκεια του χρόνου. Αυτό οφείλεται στο ότι δεν καταγράφουν ταυτόχρονα την ισοτοπική κατανομή σε ολόκληρη την υπό εξέταση περιοχή.

Οι προαναφερόμενοι βασικοί περιορισμοί ξεπεράστηκαν με την εμφάνιση της γ -κάμερα η οποία είναι ένα ανιχνευτικό σύστημα που καταγράφει τη ραδιενέργεια όλων των σημείων ενός οργάνου την ίδια χρονική στιγμή. Έτσι, μέσω της γ -κάμερα, η Πυρηνική Ιατρική απέκτησε τη δυνατότητα συλλογής δεδομένων που επιτρέπουν ταυτόχρονα με τη μορφολογική μελέτη ενός οργάνου και τη μελέτη της λειτουργίας του (δυναμική μελέτη). Πράγματι,

ανάλογα με την περίπτωση, μπορούν να συλλεχθούν δεδομένα από όλο το υπό εξέταση όργανο μέσα σε μικρά χρονικά διαστήματα. Η διαδοχή των απεικονίσεων που αντιστοιχούν σε αυτά τα μικρά διαστήματα, δίνει τη δυνατότητα μιας κατά κάποιο τρόπο κινηματογράφησης της συμπεριφοράς του οργάνου. Η αρχή λειτουργίας και η σχηματική περιγραφή της γ -κάμερας δίνεται στο σχήμα 14.



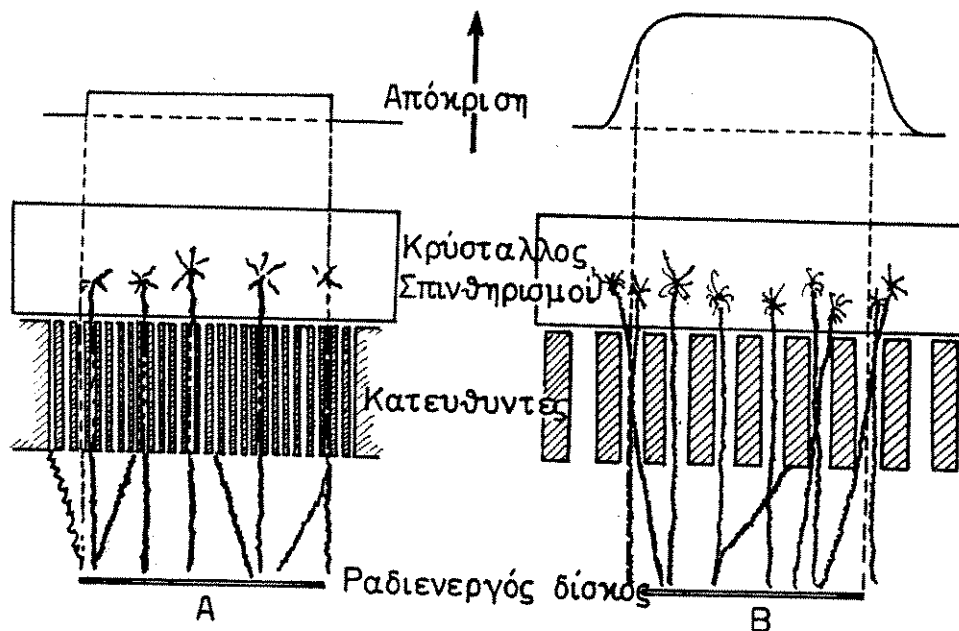
Σχήμα 14 : Σχηματικό διάγραμμα λειτουργίας της γ -κάμερα

Σαν ανιχνευτής, χρησιμοποιείται ένας κρύσταλλος Ιωδιούχου Νατρίου με προσμίξεις Θαλλίου, διαμέτρου περίπου 40cm και πάχους 1cm. Οι σπινθηρισμοί του κρυστάλλου ανιχνεύονται από ένα μεγάλο αριθμό φωτοπολλαπλασιαστών (συνήθως 37) οι οποίοι, σε εξαγωνική διάταξη, "βλέπουν", μέσω ενός ειδικού φωταχωχού, το σύνολο της επιφάνειας του κρυστάλλου. Μεταξύ του κρυστάλλου και της ραδιενεργού πηγής (ισοτοπική κατανομή του υπό εξέταση οργάνου) παρεμβάλλεται ένας κατευθυντής που έχει ένα μεγάλο αριθμό παράλληλων οπών διαμέτρου 3mm.

Ο κατευθυντής χρησιμοποιείται για την όσο το δυνατόν καλύτερη αντιστοιχία της ισοτοπικής κατανομής του ραδιοϊσότοπου με την κατανομή των σπινθηρισμών εντός του κρυστάλλου, λαμβάνοντας όμως υπόψη και το γεγονός ότι η ευαισθησία του συστήματος δεν πρέπει να μειωθεί πολύ. Στο σχήμα 15, αναλύεται αυτό το σημαντικό πρόβλημα της απεικόνισης.

Έστω ότι κάτω από τη γ -κάμερα, αντί για τον εξεταζόμενο, τίθεται ένας ραδιενεργός δίσκος.

Στην περίπτωση Α, χρησιμοποιείται ένας κατευθυντής με πολύ μικρές οπές και στην περίπτωση Β ένας κατευθυντής με μεγάλες οπές. Για την πλήρη αντιστοίχιση μεταξύ της κατανομής των σπινθηρισμών και του ραδιενεργού αντικειμένου, πρέπει να χρησιμοποιηθούν πολύ μικρές οπές ώστε μόνο ακτινοβολία η οποία έχει κατεύθυνση παράλληλη με τους διαδρόμους των οπών να προσπίπτει στον κρυστάλλο. Κάθε πλάγια ακτίνα απορροφάται από τον κατευθυντή. Η κατανομή των σπινθηρισμών εντός του κρυστάλλου, δίνεται στα διαγράμματα του επάνω μέρους του σχήματος 15.

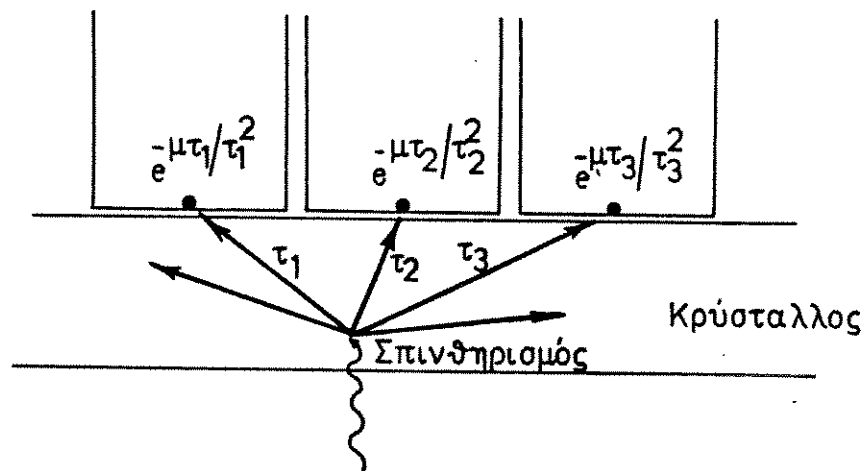


Σχήμα 15 : Επίδραση του κατευθυντού στην απόκριση της γ -κάμερα
 (Α) Κατευθυντής μικρών οπών
 (Β) Κατευθυντής μεγάλων οπών

Όπως φαίνεται στο σχήμα 15, στην περίπτωση Α το διάγραμμα πέφτει κάθετα στο μηδέν σε αντιστοιχία με το τέλος του ραδιενεργού αντικειμένου (δίσκου), αυτή όμως η ιδανική αντιστοίχιση έχει σαν τίμημα ότι πολύ λίγες ακτίνες φθάνουν στο ανιχνευτικό σύστημα (μείωση της ευαισθησίας). Για να

αυξηθούν οι ακτίνες που φθάνουν στον κρύσταλλο, πρέπει να αυξηθεί η διάμετρος των οπών του κατευθυντή. Σαν αποτέλεσμα αυτής της αύξησης της διαμέτρου, έχουμε ότι θα προσπέσουν στον κρύσταλλο και θα παράχουν σπινθηρισμούς ακτίνες πλάγιας κατεύθυνσης. Έτσι, όπως μπορεί να παρατηρηθεί στο διάγραμμα της περίπτωσης Β, έχουμε μια απώλεια αντιστοιχίας συνοδευόμενη όμως από μια αύξηση της ευαισθησίας (μεγαλύτερο ύψος απόκρισης). Στην πράξη, γίνεται ένας συμβιβασμός χρησιμοποιώντας οπές ενδιάμεσου μεγέθους, περίπου 3mm.

Όταν ένας σπινθηρισμός λάβει χώρα εντός του κρυστάλλου, το ορατό φως του συλλαμβάνεται από όλους τους φωτοπολλαπλασιαστές της **γ-κάμερα**, όμως η ποσότητα φωτός που συλλαμβάνει ο καθένας τους (βλέπε σχήμα 16) εξαρτάται από τη θέση του σε σχέση με το σημείο σπινθηρισμού.



Σχήμα 16 : Η ποσότητα του φωτός που φθάνει στον φωτοπολλαπλασιαστή εξαρτάται από τη θέση του σπινθηρισμού.

Πράγματι, επειδή η εξασθένηση του φωτός εντός του κρυστάλλου, είναι αντιστρόφως ανάλογη του τετραγώνου της διανυθείσης απόστασης, το περισσότερο φως συλλαμβάνουν οι δύο ή τρεις πιο κοντινοί στον σπινθηριστή φωτοπολλαπλασιαστές, ενώ η ποσότητα που συλλαμβάνουν οι υπόλοιποι είναι αμελητέα.

Οι ηλεκτρικοί παλμοί που δημιουργούνται στην έξοδο των φωτοπολλαπλασιαστών λόγω της συλλαμβανόμενης ορατής ακτινοβολίας, εισέρχονται σε υψηλής τεχνολογίας ηλεκτρονικά κυκλώματα όπου υφίστανται μια σύνθετη επεξεργασία. Μέσω αυτής της επεξεργασίας, προσδιορίζονται οι συντεταχμένες της θέσης του σπινθηρισμού και σε απόλυτη αντιστοιχία με αυτή τη θέση εμφανίζεται ένα στίγμα στην οθόνη της **γ-κάμερα**. Το σύνολο των στιγμάτων σχηματίζει τη διαγνωστική εικόνα.

Κατά συνέπεια, η εικόνα σχηματίζεται σε τρεις φάσεις. Στην πρώτη φάση, έχουμε αντιστοίχιση της ραδιοϊσοτοπικής κατανομής με τους σπινθηρισμούς εντός του κρυστάλλου, στη δεύτερη φάση έχουμε προσδιορισμό της θέσης των σπινθηρισμών και στην τρίτη φάση έχουμε αντιστοίχιση των θέσεων των σπινθηρισμών με τα εμφανιζόμενα στην οθόνη στίγματα. Όλες αυτές οι φάσεις διαδέχονται η μία την άλλη με μεγάλη ταχύτητα, αλλά οπωσδήποτε η συνολική διεργασία απαιτεί ένα ορισμένο χρονικό διάστημα που καλείται "νεκρός χρόνος" του συστήματος. Ο "νεκρός χρόνος" της **γ-κάμερα** είναι πολύ μικρός, περίπου 10^{-5} sec, έτσι ώστε δεν υπάρχει μεγάλη απώλεια πληροφορίας λόγω της μη καταγραφής ορισμένων ακτίνων που προέρχονται από το ραδιοϊσότοπο.

6. ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΗ ΤΗΣ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΙΑΤΡΙΚΗΣ

Όλες οι εφαρμοχές της Πυρηνικής Ιατρικής σχετίζονται με μετρήσεις των προϊόντων διαφόρων διαδικασιών ραδιενεργού φθοράς. Λόγω του σύνθετου χαρακτήρα αυτών των διαδικασιών, η ανάλυση των μετρήσεων είναι δύσκολη και στηρίζεται στις δύο παρακάτω βασικές διαπιστώσεις:

1. Η ραδιενεργός φθορά δεν έχει αιτιοκρατικά κωδικοποιημένο χαρακτήρα.
2. Οι ραδιοϊσοτοπικές μετρήσεις βασίζονται στους μηχανισμούς αλληλεπίδρασης ακτινοβολίας και ύλης που έχουν στατιστικό χαρακτήρα.

Από τις προαναφερόμενες διαπιστώσεις προκύπτει άμεσα η αναγκαιότητα της στατιστικής ανάλυσης των μετρητικών δεδομένων της Πυρηνικής Ιατρικής.

6.1 Στατιστική των ραδιοϊσοτοπικών μετρήσεων

Η έλλειψη αιτιοκρατικών νόμων για την περιγραφή της ραδιενεργού φθοράς, αναπληρώνεται από το γεγονός ότι είναι γνωστός ο στατιστικός νόμος που διέπει την κατανομή των προϊόντων της. Έτσι, αν κάνουμε επανειλημμένες μετρήσεις για τον προσδιορισμό του ρυθμού κρούσης ενός δείγματος σταθερής ραδιενέργειας, δεν θα βρούμε πάντα το ίδιο ακριβώς αποτέλεσμα. Η κατανομή όμως των μετρητικών αποτελεσμάτων είναι πάντα η ίδια, δηλαδή είναι η κατανομή Poisson της οποίας η έκφραση αναλύεται μαθηματικά στη Στατιστική.

Η κατανομή Poisson, σε αντίθεση με την Κανονική κατανομή (κατανομή Gauss) αναφέρεται μόνο σε αποτελέσματα που αντιστοιχούν σε ακέραιους αριθμούς και περιγράφει όλες τις τυχαίες διαδικασίες των οποίων η πιθανότητα

πραγματοποίησης είναι ταυτόχρονα μικρή και σταθερή. Εφαρμόζεται κατά συνέπεια, σε μετρήσεις διάσπασης ατομικών πυρήνων των οποίων η μέση ζωή είναι μεγάλη σε σχέση με την ολική περίοδο παρατήρησης. Έστω ότι η ραδιενέργεια ενός μακρόβιου (μεγάλη ημιζωή) ραδιενεργού δείγματος μετράται επανειλημμένα κάτω από τις ίδιες συνθήκες μέσω ενός κατάλληλου μετρητικού συστήματος. Επειδή ο ρυθμός των διασπάσεων υφίσταται τυχαίες διακυμάνσεις, ο αριθμός των καταγραφόμενων κρούσεων στις διαδοχικές μετρήσεις δεν είναι ο ίδιος (N_1, N_2, N_3, \dots). Αναρωτάται κανείς αν υπάρχει μια "αληθινή τιμή" για το μετρούμενο μέγεθος. Μια δυνατή λύση του ζητήματος, είναι η εκτέλεση ενός μεγάλου αριθμού μετρήσεων και η χρήση της μέσης τιμής σαν εκτίμηση της "αληθινής τιμής", δηλαδή:

$$\text{"Αληθινή τιμή"} = \bar{N}$$

$$\text{όπου } \bar{N} = (N_1 + N_2 + \dots + N_n) / n = \sum_{i=1}^n (N_i / n)$$

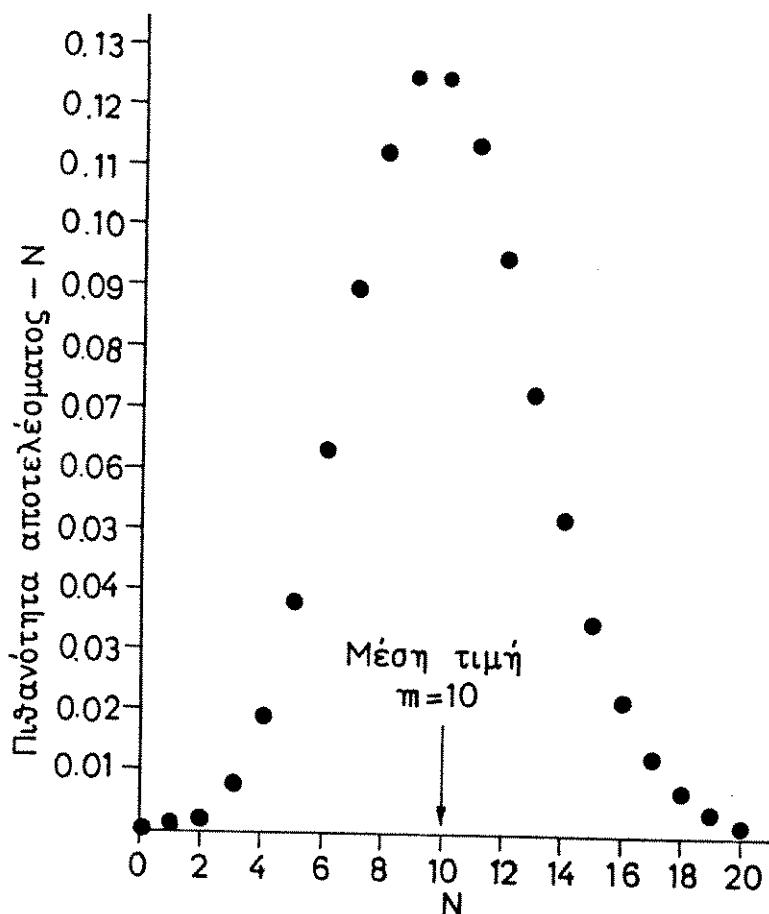
Δυστυχώς, στη ρουτίνα της Πυρηνικής Ιατρικής, είναι πραγματικά αδύνατες οι πολλαπλές μετρήσεις και συνήθως εκτελείται μόνο μια μέτρηση. Επομένως, τίθεται το πρόβλημα του κατά πόσο είναι καλό το αποτέλεσμα της μοναδικής μέτρησης σαν "εκτίμηση" της "αληθινής τιμής", δηλαδή ποιά είναι η εμπιστοσύνη σ'αυτό το αποτέλεσμα; Η απάντηση εξαρτάται από την "κατανομή της συχνότητας" των αποτελεσμάτων. Στο σχήμα 17, δίνεται η καμπύλη μιας τυπικής κατανομής συχνοτήτων για μια σειρά ραδιοϊσοτοπικών μετρήσεων ενός σταθερού δείγματος. Η καμπύλη παρουσιάζει μια αιχμή στη μέση τιμή N , η οποία προσεγγίζει την "αληθινή τιμή" m της μέτρησης. Αυτή η προσέγγιση γίνεται ακριβέστερη όσο μεγαλύτερο είναι το μέγεθος του δείγματος (δηλαδή μεγαλύτερος ο αριθμός των μετρήσεων) οπότε ισχύει η σχέση:

$$\bar{N} = m$$

Η καμπύλη του σχήματος (17) εκφράζεται μαθηματικά από την κατανομή Poisson. Η πιθανότητα να προκύψει ένα ορισμένο αποτέλεσμα N όταν η αληθινή τιμή είναι m , δίνεται από τον τύπο:

$$P(N;m) = e^{-m} m^N / N! \tag{5}$$

Όπως φαίνεται και από το σχήμα (17), η πιθανότητα να προκύψει ακριβώς $N=m$ είναι μικρή. Εκείνο που πρακτικά επιδιώκεται, είναι το αποτέλεσμα να "πλησιάζει" το m .



Σχήμα 17 : Κατανομή Poisson m=10

Η πιθανότητα ένα μετρητικό αποτέλεσμα να "πλησιάζει" το m , εξαρτάται από το σχετικό πλάτος ή διάχυση της κατανομής των συχνοτήτων. Αυτή η διάχυση συνδέεται με μια παράμετρο που καλείται διακύμανση (σ^2) της κατανομής. Η διακύμανση είναι ένας αριθμός τέτοιος ώστε το 68,3% των μετρητικών αποτελεσμάτων να περιέχεται στο διάστημα $m \pm \sigma$. (σ =τυπική απόκλιση της κατανομής). Για την κατανομή του Poisson, η διακύμανση δίνεται από τη σχέση:

$$\sigma^2 = m \tag{6}$$

Με δεδομένο μόνο το αποτέλεσμα μιας μοναδικής μέτρησης N , δεν είναι γνωστή η ακριβής τιμή του m ή του σ . Παρόλα αυτά, μπορεί να θεωρηθεί προσεγγιστικά ότι $N \approx m$ και κατά συνέπεια $\sigma \approx \sqrt{N}$. Έτσι, αν το αποτέλεσμα μιας μέτρησης είναι N , υπάρχει μια πιθανότητα 68,3% η αληθινή τιμή της μέτρησης να περιέχεται μεταξύ $N - \sqrt{N}$ και $N + \sqrt{N}$. Όταν η μέση τιμή m είναι

"μεγάλη" ($m > 20$), η κατανομή Poisson μπορεί να προσεγγισθεί από την Κανονική κατανομή. Η εξίσωση της Κανονικής κατανομής είναι:

$$P(X; m; \sigma) = (1/\sqrt{2\pi\sigma^2}) e^{-(x-m)^2/2\sigma^2} \quad (7)$$

όπου m και σ^2 είναι και πάλι η μέση τιμή και η διακύμανση και X είναι η μεταβλητή που εκφράζει τις τιμές των διαφόρων μετρητικών αποτελεσμάτων (N_1, N_2, \dots) (βλέπε Στατιστική). Η **κανονική κατανομή** με $\sigma^2 = m$ δίνει τα αποτελέσματα των ραδιοϊσοτοπικών μετρήσεων όταν αυτές γίνονται χωρίς την παρουσία συστηματικών σφαλμάτων και οι αποκλίσεις τους οφείλονται μόνο σε τυχαίες διακυμάνσεις του ρυθμού φθοράς του ραδιενεργού δείγματος. Όταν επιπλέον εμφανίζονται και άλλες πηγές τυχαίων σφαλμάτων (μεταβολές στην παρασκευή του ραδιενεργού δείγματος, μεταβολές στο ανιχνευτικό σύστημα, κλπ.), τα αποτελέσματα περιγράφονται μέσω **κανονικής κατανομής** της οποίας η διακύμανση δίνεται από τη σχέση:

$$\sigma^2 = m + (\Delta N)^2 \quad (8)$$

6.2 Η επίδραση του "θορύβου" (background) στα μετρητικά αποτελέσματα.

Κάθε μετρητικό σύστημα ραδιενεργού ακτινοβολίας (μετρητής Geiger, κρύσταλλος σπινθηριστής, κλπ.), παρουσιάζει ένα μικρό ρυθμό κρούσεων ακόμα και όταν δεν είναι εκτεθειμένο σε μια συγκεκριμένη ραδιενεργό πηγή. Αυτός ο "θόρυβος" (Background) οφείλεται στην κοσμική ακτινοβολία, στη φυσική ραδιενέργεια του κτιρίου ή σε άλλες διάχυτες πηγές του εργαστηρίου. Η μέτρηση της ραδιενέργειας ενός συγκεκριμένου δείγματος, απαιτεί την αφαίρεση των κρούσεων που οφείλονται στο "θόρυβο". Το πρόβλημα λύνεται ως εξής:

Έστω N_s ο αριθμός των κρούσεων στο χρονικό διάστημα t_s που προέρχεται από το δείγμα συμπεριλαμβανομένου και του "θορύβου".

- N_b ο αριθμός των κρούσεων του "θορύβου" σε χρονικό διάστημα t_b .
- A_b η ραδιενέργεια του θορύβου = N_b/t_b
- A_s η μετρούμενη ραδιενέργεια του δείγματός = $A_s - A_b = (N_s/t_s) - (N_b/t_b)$
- $\sqrt{N_s}$ η τυπική απόκλιση στην κατανομή της N_s
- $\sqrt{(N_s/t_s)}$ η τυπική απόκλιση στην κατανομή της A_s
- $\sqrt{(N_b/t_b)}$ η τυπική απόκλιση στην κατανομή της A_b

Αποδεικνύεται μαθηματικά ότι η τυπική απόκλιση στο άθροισμα ή στη διαφορά δύο ποσοτήτων που έχουν τυπικές αποκλίσεις σ_1 και σ_2 , δίνεται από τη σχέση:

$$\sigma = \sqrt{(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)} \quad (9)$$

Κατά συνέπεια, η τυπική απόκλιση στην κατανομή της πραγματικής ραδιενέργειας του δείγματος A, ισούται με:

$$\sigma_A = \frac{N_s}{t_s^2} + \frac{N_b}{t_b^2} = \frac{A_s}{t_s} + \frac{A_b}{t_b} \quad (10)$$

Έστω ότι ζητείται να προσδιοριστεί η ραδιενέργεια ενός δείγματος με τη μέγιστη ακρίβεια σε ένα δεδομένο συνολικό χρόνο μέτρησης $T = t_s + t_b$. Προκύπτει το πρόβλημα της επιλογής του χρονικού διαστήματος που πρέπει να δαπανηθεί στη μέτρηση του "θορύβου" ώστε να ελαχιστοποιηθεί το σφάλμα μέτρησης (ελαχιστοποίηση της τυπικής απόκλισης της A). Αποδεικνύεται μαθηματικά ότι η βέλτιστη διαίρεση του χρόνου δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{t_s}{t_b} = \sqrt{\frac{A_s}{A_b}} \quad (11)$$

Παράδειγμα: Έστω ότι σύντομες προσεγγιστικές παρατηρήσεις δείχνουν ότι $A_s = 400 \text{ ct/sec}$ και $A_b = 25 \text{ ct/sec}$. Αν ο συνολικός διαθέσιμος χρόνος μέτρησης είναι 50sec, ζητείται:

- α) Ποιά είναι η βέλτιστη διαίρεση των χρόνων μετρησης;
- β) Ποιά είναι η πραγματική ραδιενέργεια του δείγματος;
- γ) Ποιά είναι η ποσοστιαία τυπική απόκλιση της ραδιενέργειας του δείγματος;

Απάντηση: α) Από την (11) προκύπτει ότι:

$$t_s/t_b = (400/25)^{1/2} = 20/5 = 4$$

Κατά συνέπεια $t_s = 40 \text{ sec}$, $t_b = 10 \text{ sec}$.

β) $A = 400 - 25 = 375 \text{ ct/sec}$

γ) $\sigma_A = (400/40 + 25/10)^{1/2} = (102.5)^{1/2} = \sqrt{125} = 3.5$ και η αντίστοιχη ποσοστιαία τυπική απόκλιση ισούται με:

$$\frac{100 \sigma_A}{A} = \frac{100 \cdot 3.5}{375} = 0.9\%$$

6.3 Επίδραση του νεκρού χρόνου του μετρητικού συστήματος

Κάθε ανιχνευτικό σύστημα ιοντίζουσας ακτινοβολίας παραμένει αδρανές για ένα μικρό χρονικό διάστημα αμέσως μετά τη σύλληψη ενός σήματος. Αυτός ο νεκρός χρόνος απαιτείται για την ανάλυση των δεδομένων του σήματος και εξαρτάται από τον ανιχνευτή και το χρησιμοποιούμενο ηλεκτρονικό κύκλωμα επεξεργασίας. Για τους καταμετρητές G.M. ο νεκρός χρόνος είναι της τάξης των 100μsec ενώ για τους κρυστάλλους σπινθηριστές είναι της τάξης των 10μsec. Είναι εύλογο ότι η ύπαρξη νεκρού χρόνου μπορεί να εισάγει μετρητικά σφάλματα ιδιαίτερα όταν ο ρυθμός κρούσεων είναι αρκετά υψηλός.

Έστω N_0 ο παρατηρούμενος αριθμός κρούσεων κατά δευτερόλεπτο, N_g ο διορθωμένος αριθμός κρούσεων ανά δευτερόλεπτο και τ ο νεκρός χρόνος μετά από κάθε καταμετρηθείσα κρούση. Ο συνολικός νεκρός χρόνος ανά δευτερόλεπτο θα είναι $N_0\tau$ και σ' αυτό το διάστημα θα χαθούν $N_g N_0\tau$ κρούσεις. Κατά συνέπεια, ισχύει η σχέση:

$$N_g = N_0 + N_g N_0 \tau \longrightarrow N_g = N_0 / (1 - N_0 \tau) \quad (12)$$

Ο νεκρός χρόνος μπορεί να προσδιοριστεί πειραματικά μετρώντας χωριστά και μαζί τις κρούσεις από δύο πηγές που έχουν περίπου την ίδια ραδιενέργεια.

Καταρχήν, η πηγή A τίθεται κοντά στον ανιχνευτή και καταμετρείται ο ρυθμός κρούσεών της. Αμέσως μετά, δίπλα από την πηγή A τίθεται η πηγή B και γίνεται η καταμέτρηση του ρυθμού κρούσεων και των δύο μαζί. Τέλος, απομακρύνεται η πηγή A και καταμετράται η πηγή B μόνη της. Αν μετά τη διόρθωση λόγω θορύβου, N_A , N_B και N_{AB} είναι οι καταμετρηθέντες ρυθμοί κρούσεων στις τρεις προηγούμενες περιπτώσεις, τότε ισχύει η σχέση:

$$\frac{N_A}{(1 - N_A \tau)} + \frac{N_B}{(1 - N_B \tau)} = \frac{N_{AB}}{(1 - N_{AB} \tau)}$$

Απλοποιώντας και θεωρώντας αμελητέους τους όρους στους οποίους εμφανίζεται το τ^2 (πολύ μικρό) προκύπτει:

$$\tau = \frac{N_A + N_B - N_{AB}}{2N_A N_B} \quad (13)$$

Για τη σωστή εκτέλεση του παραπάνω προσδιορισμού, απαραίτητη προϋπόθεση είναι οι χρησιμοποιούμενες ραδιενεργές πηγές να έχουν υψηλούς

αριθμούς κρούσεων. Πράγματι, σε αντίθετη περίπτωση, η διαφορά μεταξύ $(N_A + N_B)$ και N_{AB} θα είναι πολύ μικρή και επομένως όχι τόσο ακριβής ο προσδιορισμός του αριθμητή της εξίσωσης (13) λόγω των υψηλών στατιστικών διακυμάνσεων.

6.4 Ελάχιστη Ανιχνεύσιμη Ραδιενέργεια (MDA)

Ένα δείγμα εξαιρετικά χαμηλής ραδιενέργειας δεν έχει ρυθμό κρούσεων σημαντικά υψηλότερο από αυτόν του "θορύβου" και έτσι η ανίχνευσή του σε ορισμένες περιπτώσεις μπορεί να μην είναι δυνατή. Συγκεκριμένα, η Ελάχιστη Ανιχνεύσιμη Ραδιενέργεια, ενός ραδιοϊσοτοπικού δείγματος για ένα ορισμένο μετρητικό σύστημα και ορισμένο χρόνο μέτρησης, είναι εκείνη η ραδιενέργεια που αυξάνει τον αριθμό των καταμετρούμενων κρούσεων κατά μια ποσότητα που είναι "στατιστικά σημαντική" σε σχέση με τις τυχαίες διακυμάνσεις των κρούσεων του "θορύβου" κατά τη διάρκεια του ίδιου χρονικού διαστήματος. Στην προκειμένη περίπτωση, "στατιστικά σημαντική" ποσότητα είναι εκείνη που αυξάνει το ρυθμό κρούσεων πάνω από 3 τυπικές αποκλίσεις (3σ) της κατανομής των κρούσεων του "θορύβου". Έτσι, αν A_b είναι ο ρυθμός κρούσεων του "θορύβου" στο χρόνο t_b , η τυπική του απόκλιση θα είναι $\sqrt{(A_b t_b)/t_b} = (A_b/t_b)^{1/2}$ και κατά συνέπεια θα έχουμε:

$$\text{Ελάχιστη Ανιχνεύσιμη Ραδιενέργεια (MDA)} = 3(A_b/t_b)^{1/2} \quad (14)$$

Παράδειγμα: Ένας τυπικός σπινθηριστής NaI(Tl) , από αυτούς που χρησιμοποιούνται στις *in vitro* μετρήσεις της Πυρηνικής Ιατρικής (well counter), έχει ρυθμό "θορύβου" περίπου 200 cpm (=200κρούσεις/δευτερόλεπτο). Η ευαισθησία του σπινθηριστή για το ^{131}I είναι περίπου 10^6 cpm/ μCi . Ποιά είναι η MDA για το ^{131}I με χρόνο μέτρησης 4 λεπτά;

Απάντηση: Η MDA είναι ποσότητα του ^{131}I που δίνει $3 \cdot (200/4)^{1/2} = 3 \cdot 7 = 21 \text{cpm} \rightarrow \text{MDA} = 21 \text{cpm} / 10^6 (\text{cpm}/\mu\text{Ci})$
 $\approx 0.00002 \mu\text{Ci}$

6.5 Σύγκριση ανιχνευτικών συστημάτων

Έχει ήδη επισημανθεί ότι όσο μεγαλύτερος είναι ο αριθμός των κρούσεων, τόσο μικρότερο το ποσοστό του στατιστικού σφάλματος. Έτσι, από στατιστικής

άποψης, είναι επιθυμητή η χρήση ανιχνευτικών συστημάτων με τη μέγιστη ευαισθησία έτσι ώστε να επιτυγχάνεται ο μέγιστος αριθμός κρούσεων σε ένα δεδομένο χρονικό διάστημα μέτρησης. Από την άλλη πλευρά όμως, τέτοια συστήματα είναι πολύ ευαίσθητα και στο "θόρυβο" δίνοντας έτσι υψηλότερους ρυθμούς κρούσεων "θορύβου". Η "χρυσή τομή" μεταξύ ευαισθησίας και "θορύβου" μπορεί να αναλυθεί ως εξής:

Δίνεται ένα μετρητικό σύστημα που για ένα ραδιοϊσοτοπικό δείγμα δίνει μικρό αριθμό κρούσεων G_1 , αριθμό κρούσεων "θορύβου" B_1 και καθαρό αριθμό κρούσεων δείγματος $S_1 = G_1 - B_1$. Έστω ένα δεύτερο μετρητικό σύστημα που για το ίδιο δείγμα και στο ίδιο χρονικό διάστημα μέτρησης, δίνει αντίστοιχα G_2 , B_2 και S_2 . Για να προσδιορισθεί ποιο από τα δύο συστήματα είναι στατιστικά προτιμότερο, πρέπει να συγκριθούν οι τυπικές αποκλίσεις των S_1 και S_2 . Η ποσοστιαία τυπική απόκλιση του S_1 δίνεται από τη σχέση:

$$V_1 = (\sqrt{G_1 + B_1} / S_1) * 100\% = (\sqrt{S_1 + 2B_1} / S_1) * 100\% \quad (15)$$

Οι αντιστοιχες εξισώσεις, εφαρμόζονται και για το δεύτερο σύστημα. Η σχέση των ποσοστιαίων τυπικών αποκλίσεων μεταξύ των καθαρών αριθμών κρούσεων του ραδιοϊσοτοπικού δείγματος, για τα δύο συστήματα, δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{S_2 \sqrt{S_1 + 2B_1}}{S_1 \sqrt{S_2 + 2B_2}} \quad (16)$$

Αν $V_1 / V_2 < 1$ τότε $V_1 < V_2$ και σ'αυτή την περίπτωση το σύστημα 1 είναι από στατιστική άποψη προτιμητέο. Αν οι κρούσεις του "θορύβου" είναι συγκριτικά λίγες ($B_1 \ll S_1$, $B_2 \ll S_2$) η εξίσωση (16) μπορεί να προσεγγισθεί από τη σχέση:

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{S_2 \sqrt{S_1}}{S_1 \sqrt{S_2}} \sqrt{S_2 / S_1} \quad (17)$$

Έτσι, όταν τα επίπεδα του "θορύβου" είναι μικρά, το σύστημα με την υψηλότερη ευαισθησία δίνει το μικρότερο στατιστικό σφάλμα. Από την άλλη πλευρά, αν οι κρούσεις του "θορύβου" είναι πολλές ($B_1 \gg S_1$, $B_2 \gg S_2$) τότε:

$$V_1 / V_2 = (S_2 / S_1) \sqrt{B_1 / B_2}$$

Κατά συνέπεια, σ'αυτή την περίπτωση και η ευαισθησία και ο "θόρυβος" είναι σημαντικά.

Παράδειγμα: Ένα ραδιοισοτοπικό δείγμα μετράται μέσω ενός κρυστάλλου σπινθηριστή του τύπου φρεάτιο (well counter) σε μια στενή περιοχή Ν του συνολικού ενεργειακού φάσματος (περιοχή αιχμής του φάσματος). Ο καθαρός αριθμός κρούσεων του δείγματος είναι 500 και ο αριθμός κρούσεων του θορύβου 200. Το δείγμα ξαναμετράται με το ίδιο σύστημα σε μια ευρύτερη περιοχή του φάσματος ενέργειας W (περισσότερος θόρυβος) και οι αντίστοιχοι αριθμοί κρούσεων είναι 800 και 400. Ποιά από τις δύο μετρήσεις είναι προτιμότερη στατιστικά;

Απάντηση: Επειδή ο αριθμός κρούσεων του θορύβου δεν είναι ούτε πολύ μικρός ούτε πολύ μεγάλος, χρησιμοποιείται η εξίσωση (16):

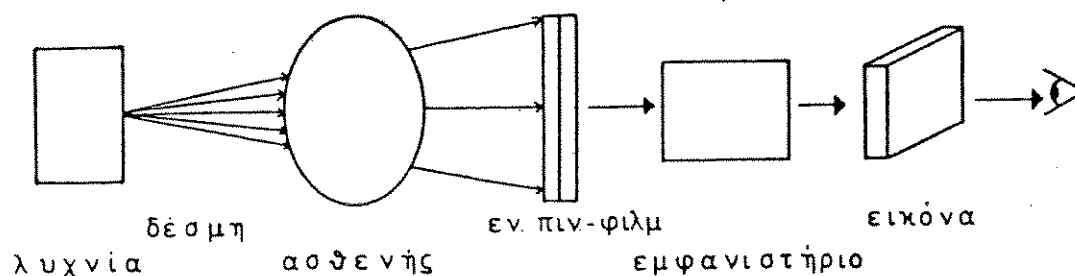
$$V_N/V_W = (800 \cdot \sqrt{900}) / (500 \cdot \sqrt{1600}) = (8 \cdot 3) / (5 \cdot 4) = 6/5$$

Έτσι, $V_N/V_W > 1$, δηλαδή είναι προτιμότερη από στατιστική άποψη η χρήση της ευρύτερης ενεργειακής περιοχής έστω και αν ο ρυθμός του "θορύβου" είναι υψηλότερος.

ΦΥΣΙΚΗ ΤΗΣ ΑΚΤΙΝΟΔΙΑΓΝΩΣΤΙΚΗΣ

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Το 1895 ο W.C. Roentgen ανακάλυψε τις ακτίνες X και τις πρώτες διαγνωστικές τους δυνατότητες. Σήμερα, λόγω της αλματώδους ανάπτυξης των Φυσικών Επιστημών και της Τεχνολογίας, η Ακτινοδιαγνωστική και γενικότερα η Ιατρική των Απεικονίσεων έχει εντυπωσιακή εξέλιξη. Στην Ακτινοδιαγνωστική εκμεταλλευόμαστε τη δυνατότητα αλληλεπίδρασης των ακτίνων X με την ύλη για να αποτυπώσουμε σ' ένα κατάλληλο ανιχνευτή μια "εικόνα" της εσωτερικής δομής του ασθενούς. Ο πιο διαδεδομένος ανιχνευτής εικόνας είναι το ακτινογραφικό φιλμ. Στο Σχήμα 1 φαίνεται σχηματικά ένα σύστημα ακτινογραφικής απεικόνισης. Οι ακτίνες X παράγονται στη λυχνία ακτίνων X και εκπέμπονται προς τον ασθενή. Ένα ποσοστό διαπερνά τον ασθενή και προσβάλλει το ακτινογραφικό φιλμ σχηματίζοντας μία αόρατη (λανθάνουσα) εικόνα. Μετά από κατάλληλη φυσικοχημική επεξεργασία η ακτινογραφική εικόνα γίνεται ορατή και μελετάται με τη βοήθεια διαφανοσκοπίου. Κατά την ακτινογραφική απεικόνιση δύο είναι οι βασικές απαιτήσεις: (α) Βελτιστοποίηση της ποιότητας ακτινοδιαγνωστικής εικόνας. Δηλαδή, άντληση όσο το δυνατόν περισσότερων χρήσιμων ακτινοδιαγνωστικών πληροφοριών (β) Ελαχιστοποίηση της έκθεσης σε ακτινοβολία του ασθενούς και του προσωπικού. Για την ικανοποίηση των απαιτήσεων αυτών, είναι αναγκαία η κατανόηση των φυσικών αρχών της Ακτινοδιαγνωστικής. Στις παραγράφους που ακολουθούν θα εξετασθούν οι αρχές αυτές και τα βασικά χαρακτηριστικά όρων των συνιστωσών της ακτινοδιαγνωστικής "αλυσίδας".



Σχήμα 1. Σχηματική παράσταση συστήματος ακτινοδιαγνωστικής απεικόνισης και παρατήρησης

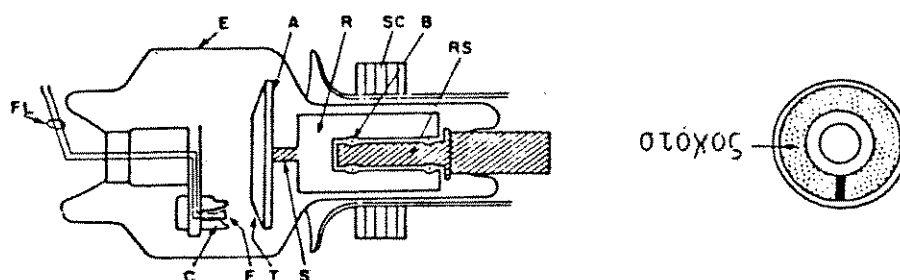
2. ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΑΚΤΙΝΩΝ Χ

Η παραγωγή των ακτίνων Χ είναι απαραίτητη προϋπόθεση για κάθε ακτινοδιαγνωστική διαδικασία. Η παραγωγή τους επιτυγχάνεται όταν δέσμη ηλεκτρονίων υψηλής ενέργειας προσπέσει σε κατάλληλο υλικό (στόχο). Η διαδικασία αυτή επιτυγχάνεται μέσα σε κατάλληλη διάταξη που καλείται ακτινοδιαγνωστική λυχνία ή λυχνία ακτίνων Χ. Στο κεφάλαιο αυτό θα εξετασθούν οι βασικές συνιστώσες και τα χαρακτηριστικά της λυχνίας καθώς και της δέσμης ακτίνων Χ.

2.1. Λυχνία Ακτίνων Χ.

Η λυχνία ακτίνων Χ είναι η πρώτη συνιστώσα της ακτινοδιαγνωστικής "αλυσίδας" και ουσιαστικά αποτελεί ένα σύστημα μετατροπής ενέργειας. Η ηλεκτρική ενέργεια μετατρέπεται σε κινητική ενέργεια ηλεκτρονίων και τελικά ένα μέρος της μετατρέπεται σε χρήσιμη ηλεκτρομαγνητική ενέργεια ακτίνων Χ. Το μεγαλύτερο μέρος της κινητικής ενέργειας των ηλεκτρονίων (~ 99%) μετατρέπεται σε θερμότητα. Οι πρώτες λυχνίες ακτίνων Χ αποτελούντο από ένα υάλινο κέλυφος που έφερε δύο ηλεκτρόδια και περιείχε αέριο χαμηλής πίεσης (καθοδικοί σωλήνες). Με επιβολή υψηλής τάσης μεταξύ των ηλεκτροδίων προκαλείται ιονισμός του αερίου. Τα ηλεκτρόνια επιταχυνόμενα προσκρούουν στην άνοδο και παράγεται ακτινοβολία Χ.

Το 1913 ο Coolidge εφεύρε μία συσκευή ακτίνων Χ στην οποία τα ηλεκτρόνια απελευθερώνονται από ένα πυρακτωμένο νήμα (θερμιονική εκπομπή). Οι σύγχρονες λυχνίες ακτίνων Χ αποτελούν εξέλιξη του σωλήνα του Coolidge. Τα κυριότερα μέρη μίας σύγχρονης λυχνίας ακτίνων Χ δείχνονται στο Σχήμα 2 και είναι: (α) Μία πηγή ηλεκτρονίων (νήμα). (β) Ένας χώρος υψηλού κενού μέσα στον οποίο επιταχύνονται τα ηλεκτρόνια. (γ) Μία υψηλή διαφορά δυναμικού. (δ) Μία κοιλότητα εστίασης της ηλεκτρονικής δέσμης και (ε) ένας στόχος όπου προσπίπτουν τα ηλεκτρόνια και παράγονται οι ακτίνες Χ.



Σχήμα 2.: Λυχνία ακτίνων Χ: FL = καλώδια νήματος, F=νήμα, C=κοιλότητα εστίασης, A= άνοδος, T= στόχος, S= άξονας περιστροφής ανόδου, R=ρότορας B= τριβέας (ρουλιάν), RS= στήριγμα ρότορα, SC= πηνία στάτορα και E=υάλινο περίβλημα. Με κουκίδες σημειώνεται η θωρίδα της περιστρεφόμενης ανόδου όπου προσπίπτει η δέσμη των ηλεκτρονίων.

2.1.1. Νήμα και κοιλότητα εστίασης

Η πηγή των ηλεκτρονίων στη λυχνία είναι το νήμα. Σαν μέθοδος παραγωγής ηλεκτρονίων χρησιμοποιείται η θερμιοκτική εκπομπή. Με τον όρο αυτό εννοείται η εξαγωγή ηλεκτρονίων από ένα μέταλλο όταν αυτό απορροφά κάποιο ποσό θερμότητας.

Ο ρυθμός εξαγωγής ηλεκτρονίων από το μέταλλο εξαρτάται από τρεις παράγοντες: Από τη θερμαινόμενη επιφάνεια, από το "έργο εξαγωγής" των ηλεκτρονίων και από τη θερμοκρασία. Σαν "έργο εξαγωγής" ορίζεται η ενέργεια που απαιτείται για την εξαγωγή ενός ηλεκτρονίου από το μέταλλο και είναι χαρακτηριστική για κάθε υλικό. Φυσικά, για συγκεκριμένο νήμα ο ρυθμός εξαγωγής ηλεκτρονίων καθορίζεται μόνο από την θερμοκρασία. Η θερμοκρασία αυτή καθορίζεται από την ένταση του ρεύματος που διαρρέει το νήμα με τη βοήθεια ενός θερμαντικού κυκλώματος. Το πιο κατάλληλο υλικό για το νήμα είναι το βολφράμιο και θερμαίνεται σε περίπου 2200°C.

Οι κυριώτεροι λόχοι που οδήγησαν στην επιλογή του βολφραμίου είναι: (α) Επιτρέπει τον ακριβή έλεγχο του ρυθμού εξαγωγής ηλεκτρονίων. (β) Έχει υψηλό σημείο τήξεως (3387°C). (γ) Επιτρέπει την κατασκευή ανθεκτικών νημάτων μικρού πάχους. (δ) Δεν καταστρέφεται εύκολα από τα θετικά ιόντα μεγάλης ενέργειας που προσπίπτουν στο νήμα. (ε) Δεν εξαχνώνεται εύκολα.

Το νήμα έχει μορφή ελικοειδούς ελατηρίου. Έτσι επιτυγχάνεται μεγαλύτερη θερμαινόμενη επιφάνεια και ταυτόχρονα η παραγωγή ηλεκτρονικής δέσμης μικρής διατομής. Επειδή συχνά απαιτείται ακόμα υψηλότερος ρυθμός εκπομπής θερμικών ηλεκτρονίων ή εκθέσεις μεγάλης χρονικής διάρκειας, πολλές σύγχρονες λυχνίες έχουν και ένα δεύτερο ελικοειδές νήμα μεγαλύτερου μήκους. Τα νήματα περιβάλλονται από ένα κύλινδρο από μολυβδαίνιο που αποτελεί ένα σύστημα εστίασης της ηλεκτρονικής δέσμης. Το σύστημα αυτό εξαναγκάζει τη δέσμη ηλεκτρονίων που κατευθύνεται προς το στόχο να προσπίπτει σ' αυτόν στο επιθυμητό

μέγεθος και σχήμα. Δηλαδή, η κοιλότητα εστίασης όρο σαν ηλεκτροστατικός φακός και μαζί με τα δύο νήματα αποτελεί την κάθοδο της λυχνίας.

2.1.2. Άνοδος.

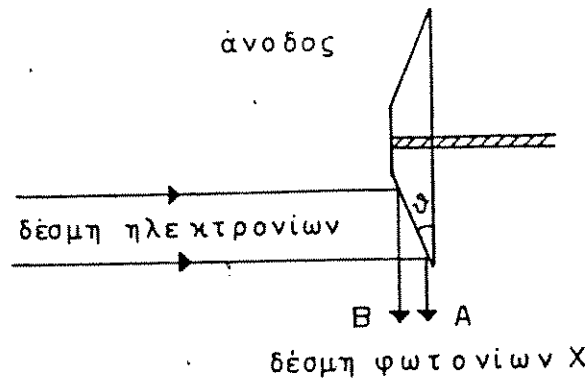
Τα ηλεκτρόνια που ελευθερώνονται στο νήμα πρέπει να επιταχυνθούν για να αποκτήσουν υψηλή κινητική ενέργεια. Η επιτάχυνσή τους επιτυγχάνεται μ' ένα δεύτερο ηλεκτρόδιο (άνοδος) που είναι θετικό ως προς την κάθοδο. Η περιοχή της ανόδου στην οποία προσκρούουν τα ηλεκτρόνια καλείται στόχος. Το υλικό του στόχου είναι συνήθως βολφράμιο διότι πληρεί ικανοποιητικά τα παρακάτω χαρακτηριστικά: (α) Υψηλό ατομικό αριθμό ($z=74$) για αποδοτική παραγωγή ακτινοβολίας Χ. (Στη μαστογραφία χρησιμοποιείται μόλυβδαίνιο ($z=82$) διότι η χαρακτηριστική του ακτινοβολία κείται στην χρήσιμη περιοχή ενεργειών). (β) Υψηλό σημείο τήξεως ($\theta=3387^{\circ}\text{C}$) για να αποφευχθεί τήξη του στόχου λόγω υπερθέρμανσης. (γ) Υψηλή θερμική αγωγιμότητα. (δ) Δεν εξαχνώνεται εύκολα. (ε) Υψηλή πυκνότητα για την απορρόφηση των ηλεκτρονίων σε στόχο μικρού όγκου. (ζ) Μηχανική αντοχή στις υψηλές θερμοκρασίες. Για την επίτευξη της συχνά χρησιμοποιείται κράμα με 90% βολφράμιο και 10% ρήνιο. Το κράμα αυτό είναι πολύ ανθεκτικό σε επιφανειακές φθορές ενώ παρουσιάζει μεγαλύτερη θερμική χωρητικότητα από το καθαρό βολφράμιο.

2.1.3. Αρχή της γραμμικής πηγής (εστίας).

Η πηγή των ακτίνων Χ (εστία) πρέπει να ικανοποιεί δύο αντικρουόμενες απαιτήσεις: Πρέπει να έχει (α) μεγάλες διαστάσεις για να αντέχει σε μεγάλα θερμικά φορτία και (β) μικρές διαστάσεις για κεντρική προβολή του ασθενούς πάνω στο φιλμ (μικρή παρασκιά). Το πρόβλημα αυτό επιλύθηκε ως ένα βαθμό το 1918 με την τεχνική που λέγεται "αρχή της γραμμικής πηγής" (εστίας). Το Σχ. 3 βοηθάει στην κατανόησή της. Εστω θ η γωνία του κόλλουρου κώνου της ανόδου. Η γωνία αυτή είναι 6° έως 20° . Λόγω της κλίσης αυτής όταν η εστία παρατηρείται από την κατεύθυνση που εξέρχεται η δέσμη η μία της διάσταση φαίνεται μικρότερη. Η φαινόμενη αυτή διάσταση είναι:

$$f' = f \cdot \eta \mu \theta \quad (1)$$

Η εστία αυτή καλείται γραμμική ή εστία Goetze. Όσο η γωνία θ μειώνεται, τόσο μικρότερη γίνεται η φαινόμενη διάσταση f' . Φυσικά δεν μπορεί να γίνει $\theta=0$ διότι θα ελαμβάνετο ένας ιδιαίτερος μικρός αριθμός φωτονίων Χ.



Σχήμα 3.: Αρχή της γραμμικής εστίας.

Ταυτόχρονα επειδή η παραγωγή ακτίνων X δεν γίνεται στην επιφάνεια του στόχου αλλά σε διάφορα βάθη μέσα στο υλικό, προκαλείται η εμφάνιση ανομοιογένειας στη χωρική κατανομή της έντασης ακτινοβολίας. Η δέσμη εμφανίζεται εξασθενημένη στην περιοχή που βρίσκεται προς την πλευρά της ανόδου (σημείο A). Το φαινόμενο αυτό είναι γνωστό σαν "φαινόμενο πτέρνας" (heel effect) και αυξάνει όσο μειώνεται η κλίση της ανόδου.

2.1.4. Περιστρεφόμενη άνοδος

Ενα ακόμη βήμα για την αντιμετώπιση της υπερθέρμανσης της ανόδου αποτελεί η ανάπτυξη της περιστρεφόμενης ανόδου ή ανόδου του Bouwers το 1930. Σήμερα σταθερές άνοδοι συναντώνται σε ορισμένες κατηγορίες ρυχνιών, όπως σε φορητά και οδοντιατρικά ακτινολογικά μηχανήματα καθώς και σε ρυχνίες για ακτινοθεραπεία. Η περιστρεφόμενη άνοδος αποτελείται από ένα κόλλουρο κώνο που κατασκευάζεται από βορφαμίο ή από διαδοχική επίστρωση διαφόρων μετάλλων, όπως κράμα βορφαμίου-ρηνίου πάνω σε μολυβδαίνιο ή γραφίτη. Η διάμετρος του δίσκου αυτού είναι 75mm έως 125 mm. Στην περιστρεφόμενη άνοδο αξιοποιείται και η αρχή της γραμμικής εστίας, όπως φαίνεται στα Σχήματα 2 και 3. Η ταχύτητα περιστροφής της ανόδου είναι συνήθως 3000 στρ/min. Αποτέλεσμα της περιστροφής είναι η διασπορά της θερμότητας που αναπτύσσεται σε κάποια έκθεση σε μία κυκλική λωρίδα της επιφάνειας της ανόδου όπως δείχνεται στο Σχήμα 2.

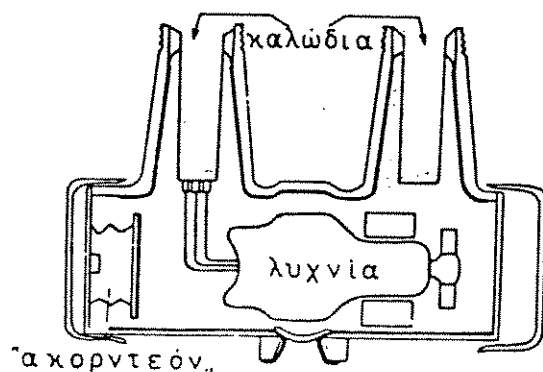
Όταν η χρονική διάρκεια έκθεσης είναι πολύ μικρή (π.χ. 10ms) η άνοδος δεν προλαβαίνει να εκτελέσει ολόκληρη περιστροφή στις 3000 στρ/min με αποτέλεσμα να μην αξιοποιείται ολόκληρη η θερμοχωρητικότητά της. Για το λόγο αυτό έχουν κατασκευασθεί άνοδοι με ταχύτητα περιστροφής της τάξης των 10.000 στρ/min. Η περιστροφή της ανόδου επιτυγχάνεται με μαγνητικό πεδίο που παράχεται από τα πηνία του στάτορα ηλεκτροκινητήρα που περιβάλλει το υάλινο περίβλημα της ρυχνίας προς την πλευρά της ανόδου, όπως φαίνεται στο Σχ. 2. Το μαγνητικό πεδίο δημιουργεί ρεύμα εξ επαγωγής στον ρότορα του ηλεκτροκινητήρα με αποτέλεσμα την περιστροφή της ανόδου.

Η μεγάλη ταχύτητα περιστροφής της ανόδου δημιουργεί σημαντικά μηχανικά προβλήματα. Αν δεν έχει ζυχοσταθμισθεί σωστά προκαλούνται κραδασμοί με κίνδυνο να σπάσει το υάλινο περίβλημα της λυχνίας. Κίνδυνος υπάρχει και όταν η συχνότητα περιστροφής της ανόδου γίνει ίση με την ιδιοσυχνότητα του συστήματος διότι προκαλείται συντονισμός. Συντονισμός είναι απίθανο να συμβεί ακριβώς στη συχνότητα λειτουργίας της ανόδου. Μπορεί όμως να συμβεί κατά την επιτάχυνση ή επιβράδυνσή της. Για το λόγο αυτό η άνοδος μεταβαίνει γρήγορα από την κατάσταση ηρεμίας στη μέγιστη ταχύτητα περιστροφής και αντιστρόφως. Έτσι διέρχεται γρήγορα από τις κρίσιμες ιδιοσυχνότητες του συστήματος. Απόρροια αυτής της απαίτησης είναι η κατασκευή ανόδων που εμφανίζουν μικρή αδράνεια. Αυτό επιτυγχάνεται με μείωση του βάρους της ανόδου καθώς και του μήκους διατομής του άξονα περιστροφής της.

2.1.5. Κέλυφος λυχνίας.

Η λυχνία ακτίνων X είναι τοποθετημένη μέσα σε ειδικό κέλυφος όπως δείχνεται στο Σχήμα 4. Αυτό κατασκευάζεται συνήθως από χάλυβα ή κράμα αλουμινίου και φέρει επένδυση μολύβδου. Μεταξύ κελύφους και υάλινου περιβλήματος υπάρχει λάδι. Το λάδι είναι απαραίτητο γιατί συμβάλλει στην ηλεκτρική μόνωση της λυχνίας και στη γρήγορη απαγωγή της θερμότητας από τη λυχνία προς το περιβάλλον.

Το κέλυφος της λυχνίας εξυπηρετεί τους παρακάτω σκοπούς. (α) Φέρει τη λυχνία και προσφέρει μηχανική προστασία σ'αυτήν. (β) Παρέχει θερμική προστασία και ακτινοπροστασία σε ασθενή και προσωπικό. (γ) Προσφέρει θερμική προστασία στη λυχνία με τη βοήθεια του λαδιού που περιέχει. Το λάδι λόγω αύξησης της θερμοκρασία του διαστέλλεται. Γι αυτό το κέλυφος φέρει ένα μεταλλικό "ακορντεόν" που επιτρέπει την αυξομείωση του όγκου του λαδιού. (δ) Φέρει το στάτορα του ηλεκτροκινητήρα που περιστρέφει την άνοδο (στ) Τέλος, κάτω από το παράθυρο εκπομπής φέρει τον κατευθυντήρα που καθορίζει τις διαστάσεις του πεδίου.



Σχήμα 4: Λυχνία ακτίνων X και κέλυφος. Οι έντονες γραμμές δείχνουν την θωράκιση μολύβδου.

2.2. Φάσμα δέσμης ακτίνων X.

Όταν τα υψηλής ενέργειας ηλεκτρόνια προσπίτουν στο "στόχο" παράγονται φωτόνια X με δύο διαφορετικές διαδικασίες: Η μία βασίζεται στην αλληλεπίδραση του ηλεκτρονίου με τον πυρήνα των ατόμων βοήραμίου. Οι ακτίνες X που παράγονται με τη διαδικασία αυτή χαρακτηρίζονται σαν ακτινοβολία πεδήσεως (bremsstrahlung) ή συνεχής ή γενική ή λευκή ακτινοβολία. Η δεύτερη διαδικασία βασίζεται στην αλληλεπίδραση του ηλεκτρονίου με ηλεκτρόνια των φλοιών του ατόμου βοήραμίου. Οι ακτίνες X που παράγονται με τη διαδικασία αυτή χαρακτηρίζονται σαν χαρακτηριστική ακτινοβολία. Οι μηχανισμοί αυτοί παραχωγής ακτίνων X καθορίζουν και την μορφή του ενεργειακού φάσματος. Υπενθυμίζεται ότι το ενεργειακό φάσμα απεικονίζει την ένταση της ακτινοβολίας για κάθε ενέργεια σε όλο το εύρος ενεργειών της δέσμης. Ένα τέτοιο αντιπροσωπευτικό φάσμα για δέσμη ακτίνων X δείχνεται στο Σχ. 5. Αυτό έχει παραχθεί σε στόχο βοήραμίου με υψηλή τάση 100 kVp και έχει "φιλτραρισθεί". Οι απότομες αιχμές του φάσματος είναι οι K-χαρακτηριστικές ακτίνες X.

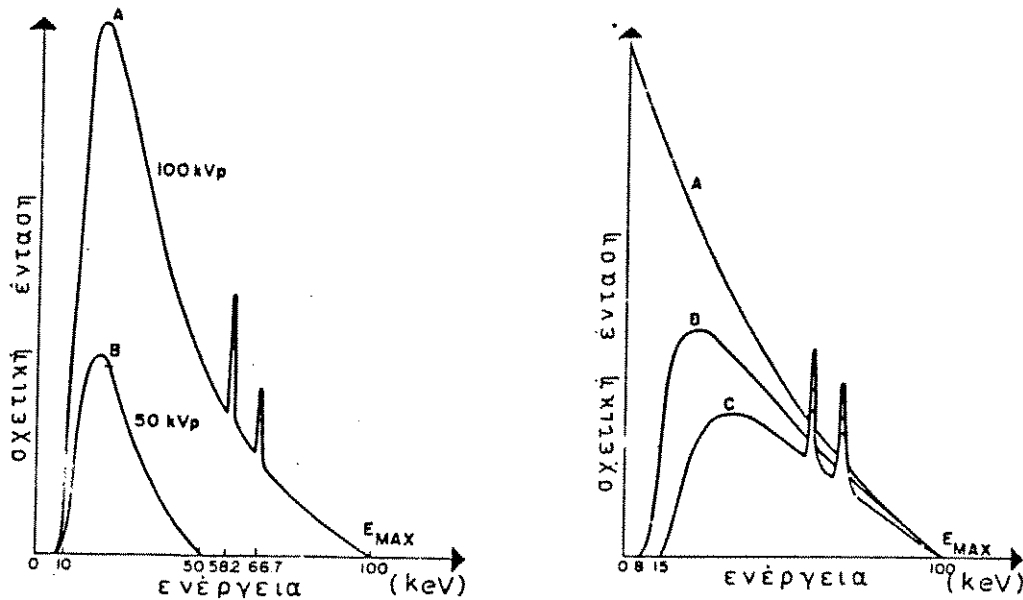
Οι αιχμές στα 58.2 και 66.7 keV αντιστοιχούν σε μεταπηδήσεις ηλεκτρονίων των ατόμων βοήραμίου από τον φλοιό L στον K και από τον φλοιό M στον K αντίστοιχα. Η μέγιστη ενέργεια των ακτίνων X καθορίζεται από την υψηλή τάση στη λυχνία και δίνεται από τη σχέση:

$$E_{\max} = q_e \cdot V \quad (2)$$

όπου q_e το ηλεκτρικό φορτίο του ηλεκτρονίου και V η υψηλή τάση. Εάν η τιμή της υψηλής τάσης είναι σταθερή τα ηλεκτρόνια που προσπίτουν στο στόχο έχουν την ίδια ενέργεια E_{\max} , ενώ τα φωτόνια X που παράγονται έχουν ενέργεια από 0 έως E_{\max} . Στη μέγιστη αυτή ενέργεια το μήκος κύματος (σε angstrom) της ακτινοβολίας X που παράχεται δίνεται από τη σχέση:

$$\lambda_{\min} = 12.4/kVp \quad (3)$$

Το ενεργειακό φάσμα της δέσμης ακτίνων X εξαρτάται από το υλικό του στόχου, από την υψηλή τάση και από το φίλτράρισμα της δέσμης.



Σχήμα 5. (α) Φάσμα ακτίνων Χ από στόχο βοήφραμιού σε υψηλή τάση 100 kVp και 50 kVp.
(β) Επίδραση πάχους φίλτρου στο φάσμα της δέσμης ακτίνων Χ. (Α) χωρίς φίλτρο (Β) 0.5mm Al και (C) 2.5mm Al.

2.2.1. Επίδραση υλικού του στόχου.

Ο ατομικός αριθμός του υλικού του στόχου καθορίζει την ποσότητα των ακτίνων Χ που ανήκουν στο συνεχές φάσμα της δέσμης, δηλαδή έχουν παραχθεί με το μηχανισμό πεδήσεως. Επίσης καθορίζει την ενέργεια, δηλαδή την ποιότητα, της παραχόμενης χαρακτηριστικής ακτινοβολίας. Για παράδειγμα, οι K-χαρακτηριστικές ακτινοβολίες κείνται για το βοήφραμιο ($z=74$) μεταξύ 57 και 69 keV, ενώ για το μόλυβδο (z=42) μεταξύ 17.9 και 19.5 keV.

2.2.2. Επίδραση υψηλής τάσης.

Στο Σχ. 5α δείχνεται το φάσμα δέσμης ακτίνων Χ σε υψηλή τάση 50kVp. Το ρεύμα της ραχνίας και το φιλτράρισμα είναι ίδια όπως και στην καμπύλη των 100 kVp. Οι δύο καμπύλες διαφέρουν και στη μέγιστη ενέργεια και στο σχετικό αριθμό φωτονίων Χ της δέσμης. Η μέγιστη ενέργεια είναι τώρα μικρότερη διότι η υψηλή τάση καθορίζει τη μέγιστη ενέργεια των φωτονίων Χ. Ο αριθμός φωτονίων Χ είναι μεγαλύτερος σε υψηλότερες τάσεις. Γενικά η ένταση της ακτινοβολίας Χ είναι ανάλογη με το τετράγωνο της

υψηλής τάσης. Όσον αφορά τη χαρακτηριστική ακτινοβολία που παράγεται, είναι ανεξάρτητη από την υψηλή τάση. Φυσικά, με την προϋπόθεση ότι η υψηλή τάση είναι ικανή να παράγει χαρακτηριστική ακτινοβολία.

2.2.3. Επίδραση έντασης ρεύματος.

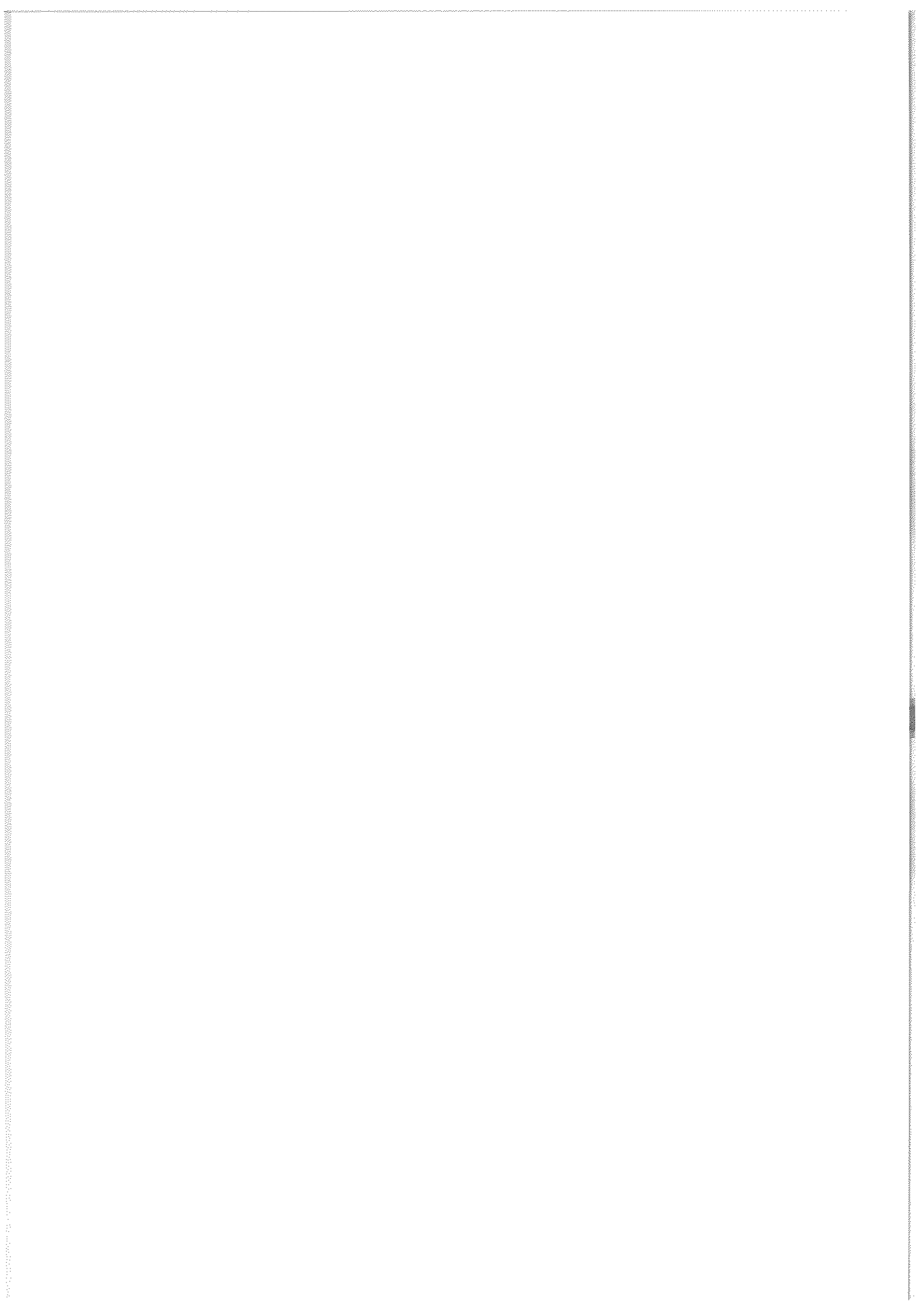
Ο αριθμός φωτονίων X που παράγονται σ'ένα ορισμένο χρονικό διάστημα είναι ευθέως ανάλογος με το ρεύμα της θυχνίας. Επομένως η μέγιστη ενέργεια και η μορφή του ενεργειακού φάσματος δεν αλλάζει. Η μόνη διαφορά είναι ότι ο αριθμός φωτονίων X είναι μεγαλύτερος για τη μεγαλύτερη τιμή ρεύματος της θυχνίας.

2.2.4. Επίδραση φίλτρου.

Σε μία δέσμη ακτίνων X που δεν έχει "φιλτραρισθεί" ένας μεγάλος αριθμός φωτονίων X έχει ενέργειες μικρότερες από 25 keV, όπως δείχνεται και στο Σχ.5β. Τα χαμηλής ενέργειας αυτά φωτόνια δεν συμβάλλουν στην ακτινοδιαγνωστική απεικόνιση διότι τα περισσότερα απορροφώνται από το σώμα του ασθενούς. Δηλαδή, αυξάνουν τη δόση στον ασθενή χωρίς να μεταφέρουν πληροφορίες στο ακτινογραφικό φιλμ. Για το λόγο αυτό η παρουσία τους στη δέσμη είναι ανεπιθύμητη. Πολλά από τα φωτόνια αυτά απορροφώνται από το υάλινο περίβλημα και τα άλλα παρεμβαλλόμενα υλικά (λάδι, παράθυρο θυχνίας). Τα υλικά αυτά χαρακτηρίζονται σαν ενυπάρχον φίλτρο της θυχνίας και συνήθως είναι ισοδύναμο με φίλτρο αλουμινίου πάχους 0.5 έως 1 mm. Ένα τέτοιο φάσμα ακτίνων X "φιλτραρισμένο" με πάχος 0.5 mm Al δείχνεται στο Σχ. 5β. Παρατηρούμε ότι η δέσμη περιέχει ακόμη αρκετά "μαλακά" (μικρής ενέργειας) φωτόνια X. Για την εξάλειψή τους χρησιμοποιείται και εξωτερικό φίλτρο που τίθεται έξω από το υάλινο περίβλημα. Φυσικά όπως φαίνεται και στο Σχ. 5β, τα φίλτρα αφαιρούν φωτόνια X όλων των ενεργειών από τη δέσμη. Απορροφούν όμως εκλεκτικά, κυρίως τα φωτόνια X χαμηλών ενεργειών. Το ελάχιστο πάχος φίλτρου (ενυπάρχον και εξωτερικό) που πρέπει να χρησιμοποιείται στις θυχνίες X καθορίζεται από διεθνείς κανονισμούς. Έτσι το απαιτούμενο ελάχιστο ολικό φίλτρο είναι 0.5 mm Al για τάσεις έως 50 kVp, 1.5mm Al, για τάσεις 50+70 kVp και 2.5 mm Al για τάσεις υψηλότερες από 70 kVp. Για πολύ υψηλές τάσεις (>120 kVp) χρησιμοποιείται φίλτρο Cu σε συνδιασμό με Al για να απορροφά τη χαρακτηριστική ακτινοβολία του Cu.

2.2.5. Ποιότητα δέσμης ακτίνων X.

Ο βαθμός διεισδυτικότητας της δέσμης ακτίνων X στην ύλη χαρακτηρίζεται από την "ποιότητα" της. Μία δέσμη υψηλής μέσης ενέργειας φωτονίων ("σκληρή") εξασθενεί λιγότερο κατά τη διέλευσή της



από κάποιο υλικό. Η "ποιότητα" μία δέσμης μπορεί να μεταβληθεί είτε με μεταβολή της υψηλής τάσης ρυχνίας είτε με μεταβολή του πάχους φίλτρου. Για παράδειγμα, η δέσμη της καμπύλης C του Σχ 5β είναι υψηλότερης "ποιότητας" από τις δέσμες που αντιστοιχούν στις καμπύλες A και B του ίδιου Σχήματος.

Η "ποιότητα" της δέσμης έχει καθιερωθεί να εκφράζεται σε πάχος κάποιου υλικού (συνήθως Al) που είναι ικανό να μειώσει την ένταση της δέσμης στο ήμισυ της αρχικής τιμής της, με την προϋπόθεση ότι δεν λαμβάνεται υπόψη η σκεδαζόμενη ακτινοβολία. Το πάχος αυτό καλείται Πάχος Υποδιπλασιασμού ή HVL (Half-Value Layer). Για μονοενερχειακή δέσμη ακτίνων X αποδεικνύεται εύκολα ότι ισχύει η σχέση

$$\mu \cdot (\text{HVL}) = 0.693 \quad (4)$$

όπου μ ο γραμμικός συντελεστής εξασθένησης της δέσμης.

2.3. Σχήμα και μέγεθος πεδίου.

Οι ρυχνίες X που παράγονται στο στόχο της ρυχνίας εκπέμπονται προς όλες τις κατευθύνσεις. Όσες εκπέμπονται προς ανεπιθύμητες κατευθύνσεις απορροφώνται σε μεγάλο βαθμό από τη θωράκιση της ρυχνίας. Η δέσμη ακτίνων X που κατευθύνεται προς την έξοδο της ρυχνίας (παράθυρο) έχει μεγάλο εύρος γι' αυτό και χρειάζεται στις περισσότερες περιπτώσεις διαμόρφωση όσον αφορά το μέγεθος αλλά και το σχήμα της. Όταν το πεδίο είναι μεγαλύτερο από την περιοχή ενδιαφέροντος αυξάνεται η δόση στον ασθενή χωρίς λόγο. Παράλληλα, υποβαθμίζεται η ποιότητα της ακτινογραφικής εικόνας διότι στα πεδία μεγάλων διαστάσεων η σκεδαζόμενη ακτινοβολία αυξάνει. Η διαμόρφωση του πεδίου ακτίνων X επιτυγχάνεται με ειδικούς διαμορφωτές, που μπορούν να ταξινομηθούν σε τρεις κατηγορίες: (α) Διαφράγματα οπής, (β) κώνοι και κύλινδροι και (γ) διαφράγματα βάθους.

Τα διαφράγματα βάθους επιτρέπουν τη διαμόρφωση του πεδίου για οποιαδήποτε απόσταση εστίας-ασθενούς. Ένα ακόμη πλεονέκτημα τους είναι ότι συνήθως συνοδεύονται από σύστημα φωτεινού πεδίου που επιτρέπει τον ακριβή εντοπισμό του πεδίου (όρια και κέντρο).

3. ΓΕΩΜΕΤΡΙΑ ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗΣ

Η γεωμετρία απεικόνισης επηρεάζει σημαντικά την ποιότητα της ακτινογραφικής εικόνας. Στις παραγράφους που ακολουθούν θα εξετασθούν οι βασικοί γεωμετρικοί παράγοντες και η επίδρασή τους στην ακτινογραφική εικόνα.

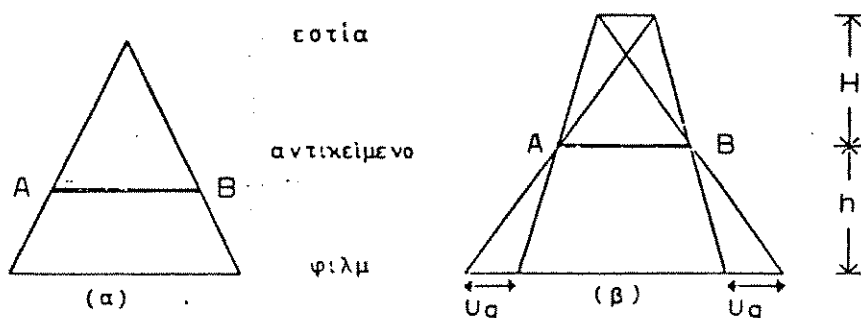
3.1. Προβολική της ακτινογράφισης.

Κατά την ακτινογράφιση το αντικείμενο (ασθενής) βρίσκεται πάντα μεταξύ πηγής φωτονίων X και ανιχνευτή εικόνας (φιλμ). Δηλαδή, έχουμε προβολική ακτινογράφιση σε αντίθεση με άλλες κατηγορίες απεικονίσεων. Η προβολική ακτινογράφιση μπορεί να παρασταθεί με διάφορα μοντέλα γεωμετρίας που προσεγγίζουν λιγότερο ή περισσότερο την πραγματικότητα.

Μία ιδανική περίπτωση γεωμετρίας είναι αυτή με παράλληλη δέσμη ακτίνων X , κάθετη προς τον ανιχνευτή. Προσεγγίζεται με σημειακή πηγή που βρίσκεται πολύ μακριά από το αντικείμενο (στο άπειρο). Κατά τη γεωμετρία αυτή δεν υπάρχει μεθέθυνση ούτε και ανεπιθύμητα φαινόμενα όπως παραμόρφωση και παρασκιά.

Μία άλλη γεωμετρία είναι αυτή με σημειακή πηγή που δεν βρίσκεται στο άπειρο, όπως δείχνεται στο Σχ. 6α. Στην περίπτωση αυτή ισχύει ο νόμος του αντιστρόφου τετραγώνου της απόστασης. Επίσης εμφανίζεται μεθέθυνση και παραμόρφωση αλλά όχι παρασκιά.

Ένα περισσότερο ρεαλιστικό μοντέλο είναι η ακτινογράφιση με μη σημειακή πηγή, επίπεδη και παράλληλη προς τον ανιχνευτή εικόνας. Γίνεται δε ακόμα πιο ρεαλιστικό αν η πηγή θεωρηθεί μη παράλληλη προς τον ανιχνευτή.



Σχήμα 6.: Απεικόνιση με (α) σημειακή πηγή φωτονίων X και (β) με μη σημειακή πηγή.

3.2. Μεγέθυνση.

Η ακτινογραφική απεικόνιση ενός αντικειμένου σε διαστάσεις μεγαλύτερες από τις πραγματικές καλείται μεγέθυνση. Η μεγέθυνση του ειδώλου καθορίζεται από τη γεωμετρία ακτινογράφησης. Σαν βαθμός μεγέθυνσης (ή απλώς μεγέθυνση) ορίζεται ο λόγος:

$$M = \text{Μέγεθος ειδώλου} / \text{Μέγεθος αντικειμένου} \quad (5)$$

Στην περίπτωση σημειακής πηγής και μονοδιάστατου αντικειμένου (πχ απεικόνιση του τμήματος AB στο σχήμα 6α) η μεγέθυνση είναι:

$$m = \text{απόσταση πηγής-φιλμ} / \text{απόσταση πηγής-αντικειμένου} = (H+h)/H \quad (6)$$

Η μεγέθυνση αυτή καλείται γεωμετρική και είναι ίση με την πραγματική που ορίζεται από τη σχέση (5) μόνο για σημειακή πηγή φωτονίων X. Εάν η πηγή δεν είναι σημειακή η πραγματική μεγέθυνση (M) δεν ισούται με τη γεωμετρική αλλά είναι:

$$M = m + (m-1) f/d \quad (7)$$

όπου f το μέγεθος εστίας και d το μέγεθος αντικειμένου (παράλληλα στον ανιχνευτή).

3.3. Νόμος αντιστρόφου τετραγώνου απόστασης.

Η εκπομπή φωτονίων X από σημειακή πηγή (εστία) υπακούει στο νόμο του αντιστρόφου τετραγώνου της απόστασης. Δηλαδή, η ένταση της δέσμης φωτονίων X είναι αντιστρόφως ανάλογη με το τετράγωνο της απόστασης από την σημειακή πηγή. Επομένως, κατά την χρήση τεχνικών μεγέθυνσης, για να ληφθεί η ίδια αμαύρωση στο φιλμ, πρέπει να αυξηθεί η έκθεση (mAs). Η αύξηση της έκθεσης είναι ανάλογη του τετραγώνου του βαθμού μεγέθυνσης και επιφέρει αύξηση της δόσης στον ασθενή και καταπόνηση της συχνίας ακτίνων X. Εάν δε χρησιμοποιηθεί μεγαλύτερος χρόνος έκθεσης μπορεί να εμφανισθεί μεγαλύτερη ασάφεια λόγω κίνησης.

3.4. Παρασκιά.

Η παρασκιά οφείλεται στις πεπερασμένες διαστάσεις της εστίας ακτίνων X. Όπως δείχνεται στο σχήμα 6β, κατά την ακτινογράφηση ενός αντικειμένου με μία μη σημειακή εστία f σχηματίζεται γύρω από το είδωλο του αντικειμένου μία ζώνη (εικόνα) ενδιάμεσης αμαύρωσης. Η περιοχή αυτή χαρακτηρίζεται σαν γεωμετρική ασάφεια ή παρασκιά (penumbra από τις

λατινικές λέξεις *pena*=σχεδόν και *umbra*=σκιά). Για την ποσοτική εκτίμηση της παρασκιάς ας θεωρηθεί το σχήμα 6β. Τα τρίγωνα που σχηματίζονται με κοινή την κορυφή Α είναι όμοια επομένως ισχύει:

$$U_g = (h/H) \cdot f = (M-1) \cdot f \quad (8)$$

όπου U_g η παρασκιά, f το μέγεθος της εστίας, h η απόσταση αντικειμένου-φιλμ, H η απόσταση εστίας-αντικειμένου και M ο συντελεστής μεγέθυνσης.

Από την (8) προκύπτει ότι για ακτινογράφιση χωρίς μεγέθυνση ή με σημειακή εστία η παρασκιά εξαλείφεται. Στην πράξη, για τη μείωση της παρασκιάς πρέπει να γίνεται χρήση: (α) του μικρότερου δυνατού μεγέθους εστίας, (β) της μέγιστης δυνατής απόστασης εστίας-αντικειμένου και (γ) της ελάχιστης δυνατής απόστασης αντικειμένου-φιλμ.

3.5. Παραμόρφωση.

Σημαντική επίδραση στην ποιότητα εικόνας έχουν και πιθανές παραμορφώσεις του μεγέθους, της μορφής και της θέσης του αντικειμένου ή τμημάτων του αντικειμένου. Οι παραμορφώσεις αυτές οφείλονται στην ανομοιόμορφη μεγέθυνση με την οποία απεικονίζονται οι διάφορες δομές του αντικειμένου.

3.5.1. Παραμόρφωση μεγέθους.

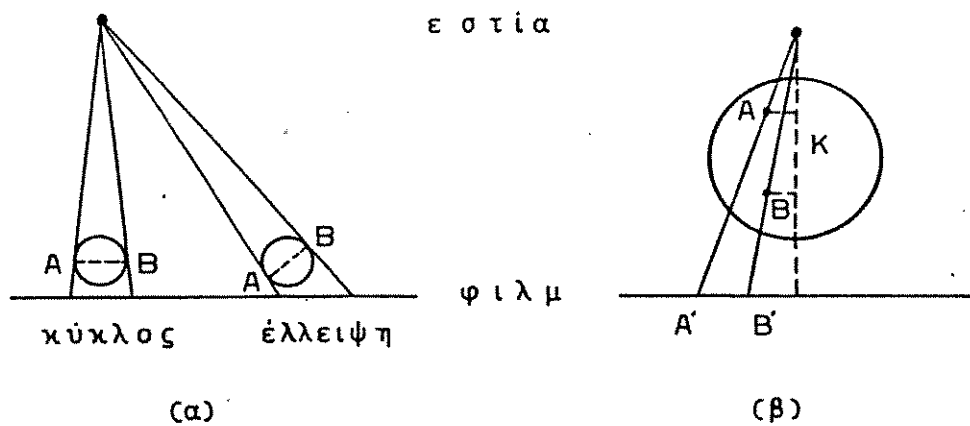
Η ακτινογραφική απεικόνιση ενός αντικειμένου σε διαστάσεις μεγαλύτερες από την πραγματική του καλείται παραμόρφωση μεγέθους. Δηλαδή η παραμόρφωση μεγέθους δεν είναι άλλη από τη μεγέθυνση που έχει ήδη αναφερθεί. Λόγω της παραμόρφωσης μεγέθους μπορεί ένα αντικείμενο που είναι μικρότερο από ένα άλλο μπορεί να απεικονισθεί σαν μεγαλύτερο. Η παραμόρφωση μεγέθους μπορεί να προκαλέσει σύγχυση κατά την παρατήρηση του ακτινογραφήματος, όμως σε αρκετές περιπτώσεις παρέχει σημαντικά πλεονεκτήματα. Γι' αυτό συχνά χρησιμοποιούνται τεχνικές ακτινογράφισης με μεγέθυνση (π.χ. στην αγγειογραφία και την ορθοπεδική) που χαρακτηρίζονται με τον όρο μακροακτινογράφιση. Κατά την μακροακτινογράφιση ο βαθμός μεγέθυνσης είναι συνήθως $M=2$ και η εστία που χρησιμοποιείται είναι όσο το δυνατόν μικρότερη ($< 0.3\text{mm}$) για τη μείωση της παρασκιάς.

3.5.2. Παραμόρφωση σχήματος.

Η ανομοιόμορφη μεγέθυνση με την οποία απεικονίζονται διάφορες δομές ενός αντικειμένου μπορεί να προκαλέσει παραμόρφωση όχι μόνο του

μεγέθους, αλλά και του σχήματος του αντικειμένου. Ανομοιομορφή μεγέθυνση μπορεί να υπάρχει είτε στην περίπτωση δομών που βρίσκονται υπό κλίση ως προς την κασσέτα, είτε στην περίπτωση που το αντικείμενο είναι απομακρυσμένο ως προς την κεντρική ακτίνα της δέσμης.

Χαρακτηριστικό είναι το παράδειγμα του σχήματος 7α. Δείχνεται η ακτινογράφιση μιάς σφαίρας σε δύο περιπτώσεις. Στην πρώτη το κέντρο της σφαίρας κείται επί της κεντρικής ακτίνας της δέσμης. Η εστία "βλέπει" τη διάμετρο AB της σφαίρας, που είναι παράλληλη προς το φιλμ. Η εικόνα που λαμβάνεται είναι ένας κύκλος. Δηλαδή δεν παρατηρείται παραμόρφωση σχήματος. Αντίθετα στη δεύτερη περίπτωση το κέντρο της σφαίρας δεν κείται επί της κεντρικής ακτίνας της δέσμης. Η εστία "βλέπει" τη διάμετρο AB της σφαίρας που δεν είναι παράλληλη προς το φιλμ. Η εικόνα που λαμβάνεται δεν είναι κύκλος αλλά έλλειψη. Επομένως, εμφανίζεται παραμόρφωση σχήματος η οποία γίνεται περισσότερο έντονη όσο η διάμετρος AB αυξάνει την κλίση της ως προς το φιλμ. Σε αρκετές περιπτώσεις η παραμόρφωση σχήματος αξιοποιείται για την άντληση περισσότερων πληροφοριών από την ακτινογραφική εικόνα. Το ακτινογραφούμενο τμήμα του ασθενούς μπορεί να απομακρυνθεί σκόπιμα από την κεντρική ακτίνα της δέσμης. Με τον τρόπο αυτόν μπορεί να επιτευχθεί: (α) αποφυγή της υπέρθεσης δομών του ασθενούς δηλαδή, μείωση του θορύβου δομής, (β) καλύτερη απεικόνιση κάποιας συγκεκριμένης ανατομικής δομής του ασθενούς.



Σχήμα 7. (α) Παραμόρφωση σχήματος.
(β) Παραμόρφωση θέσης.

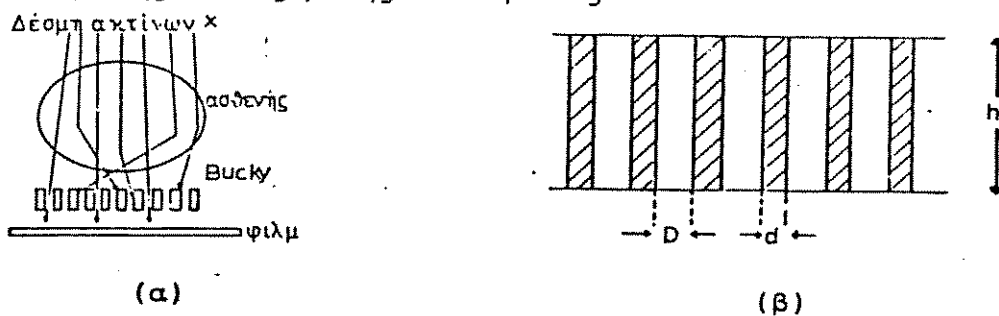
3.5.3. Παραμόρφωση θέσης.

Η ανομοιομορφή μεγέθυνση μπορεί να προκαλέσει και παραμόρφωση της σχετικής θέσης επιμέρους δομών μέσα στο αντικείμενο. Χαρακτηριστικό είναι το παράδειγμα του σχ. 7β. Μέσα σε μία σφαίρα βρίσκονται δύο σημεία A και B "αδιαφανή" στην ακτινοβολία. Το σημείο A βρίσκεται πλησιέστερα

από το Β στην κεντρική ακτίνα της δέσμης, που διέρχεται από το κέντρο της σφαίρας. Όμως το σημείο Α βρίσκεται πιο μακριά από το επίπεδο του φιλμ, απ' ό,τι το σημείο Β. Στην ακτινογραφική εικόνα, η εικόνα Α' του σημείου Α εμφανίζεται μακρύτερα από την εικόνα Β' του σημείου Β, ως προς το κέντρο του κύκλου που σχηματίζεται. Δηλαδή, εμφανίζεται μία αντιστροφή της σχετικής θέσης των σημείων Α και Β ως προς το κέντρο του κύκλου. Η παραμόρφωση θέσεως μειώνεται με την τοποθέτηση του αντικειμένου όσο το δυνατόν πλησιέστερα στην κεντρική ακτίνα της δέσμης και στο φιλμ.

4. ΑΝΤΙΔΙΑΧΥΤΙΚΟ ΔΙΑΦΡΑΓΜΑ

Η δέσμη των ακτίνων X που εξέρχεται από τον ασθενή και κατευθύνεται προς το φιλμ δεν αποτελείται μόνο από πρωτογενή ακτινοβολία αλλά και από σκεδαζόμενη. Η πρωτογενής ακτινοβολία έχει διαπεράσει τον ασθενή χωρίς να αλληλεπιδράσει μ' αυτόν και μεταφέρει τις χρήσιμες πληροφορίες σχετικά με την ανατομική δομή του ασθενούς. Επομένως, αυτή η συνιστώσα της δέσμης πρέπει να χρησιμοποιηθεί για να αποτυπώσει στο φιλμ την ακτινογραφική εικόνα του ασθενούς. Σε αντίθεση με την πρωτογενή ακτινοβολία, η σκεδαζόμενη δημιουργείται μέσα στο σώμα του ασθενούς κατά την διάρκεια της αλληλεπίδρασης της πρωτογενούς με τον ασθενή. Εάν η σκεδαζόμενη ακτινοβολία φθάσει στο φιλμ θα δημιουργήσει μία ομίχλη που θα προκαλέσει υποβάθμιση στην αντίθεση εικόνας. Επομένως είναι αναγκαία η απομάκρυνση της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας από τη δέσμη στο μέγιστο δυνατό βαθμό. Η περισσότερο συνηθισμένη μέθοδος ελάττωσης της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας είναι η χρήση αντιδιαχυτικών διαφραγμάτων. Καλούνται και Bucky από τον Gustave Bucky που τα πρότεινε το 1913. Αποτελούνται από λεπτές λωρίδες μολύβδου εναλλασσόμενες με λωρίδες αλουμινίου, πλαστικού ή άλλων οργανικών ουσιών. Όπως δείχνεται και στο Σχ. 8α η διάταξη των λωρίδων είναι τέτοια, ώστε επιτρέπει τη διέλευση της πρωτογενούς ακτινοβολίας ενώ δεν επιτρέπει τη διέλευση της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας.



Σχ.8: (α) Ακτινογραφική απεικόνιση με αντιδιαχυτικό διάφραγμα.
(β) Διατομή αντιδιαχυτικού διαφράγματος.

Γενικά το αντιδιαχυτικό διάφραγμα χρησιμοποιείται στις περιπτώσεις που το ακτινογραφούμενο τμήμα του ασθενούς έχει πάχος μεγαλύτερο από 10 cm και η υψηλή τάση είναι μεγαλύτερη από 60 kVp. Σ' αυτές τις περιπτώσεις και ιδιαίτερα για μεγάλες διαστάσεις πεδίων ακτίνων X το ποσοστό της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας στη δέσμη αυξάνει σημαντικά.

4.1. Παράμετροι αντιδιαχυτικού διαφράγματος.

Τα φυσικά χαρακτηριστικά του αντιδιαχυτικού διαφράγματος περιγράφονται από τις παράμετρος του. Οι κυριώτερες απ'αυτές είναι:

(α) *Λόχος αντιδιαχυτικού διαφράγματος*. Είναι ο λόχος του ύψους των λωρίδων μολύβδου δια της απόστασης μεταξύ αυτών. Σύμφωνα με το Σχ. Ββ:

$$r=h/D \quad (9)$$

(β) *Πυκνότητα λωρίδων*. Είναι ο αριθμός λωρίδων μολύβδου ανά μονάδα μήκους. Μπορεί να υπολογισθεί από τη σχέση:

$$\text{Lines/mm} = 1/(D+d) \quad (10)$$

όπου d το πλάτος μολύβδου και το D το πάχος του μεσοδιαστήματος εκφρασμένα σε mm.

(γ) *Διαπερατότητα πρωτογενούς ακτινοβολίας*. Αυτή δίδεται από τη σχέση:

$$T_p=(I_p/I'_p) \cdot 100 \quad (11)$$

όπου I_p η ένταση πρωτογενούς ακτινοβολίας που διαπερνά το αντιδιαχυτικό διάφραγμα και I'_p η αντίστοιχη ένταση χωρίς αντιδιαχυτικό διάφραγμα.

(δ) *Παράγοντας αντιδιαχυτικού διαφράγματος (B)*. Είναι ο λόχος της ακτινοβολίας (πρωτογενούς και σκεδαζόμενης) που προσπίπτει στο αντιδιαχυτικό διάφραγμα δια της ακτινοβολίας που το διαπερνά:

$$B=\text{Προσπίπτουσα ακτινοβολία} / \text{διαπενούσα ακτινοβολία} \quad (12)$$

Καθορίζει την αύξηση της δόσης στον ασθενή όταν γίνεται χρήση του αντιδιαχυτικού διαφράγματος.

(ε) *Παράγοντας βελτίωσης αντίθεσης (K)*. Είναι ο λόχος της αντίθεσης εικόνας όταν γίνεται χρήση αντιδιαχυτικού διαφράγματος δια της αντίθεσης χωρίς αυτό:

$$K=\text{αντίθεση με Bucky} / \text{αντίθεση χωρίς Bucky} \quad (13)$$

Καθορίζει την ικανότητα βελτίωσης αντίθεσης του αντιδιαχυτικού διαφράγματος.

4.2. Τύποι αντιδιαχυτικού διαφράγματος.

Τα αντιδιαχυτικά διαφράγματα διακρίνονται σε διάφορους τύπους ανάλογα με τα ιδιαίτερα κατασκευαστικά τους χαρακτηριστικά.

Οι κυριώτεροι τύποι είναι:

(α) Γραμμικά.

Αποτελούνται από λωρίδες μολύβδου παράλληλες μεταξύ τους. Έχουν δύο πλεονεκτήματα. Πρώτον, επιτρέπουν την αυξομείωση της απόστασης λυχνίας-αντιδιαχυτικού διαφράγματος. Δεύτερον, επιτρέπουν την κλίση της λυχνίας σε διεύθυνση παράλληλη με τις λωρίδες μολύβδου. Τα βασικά τους μειονεκτήματα είναι δύο. Πρώτον, δεν μπορούν να εξαλείψουν τη σκεδαζόμενη ακτινοβολία σε διεύθυνση παράλληλη προς τις λωρίδες μολύβδου. Δεύτερον, σε σημεία που απέχουν αρκετά από την κεντρική ακτίνα της δέσμης δημιουργούνται φαινόμενα αποκοπής (cut off). Δηλαδή το αντιδιαχυτικό διάφραγμα δεν επιτρέπει τη διέλευση της πρωτογενούς ακτινοβολίας. Όπως φαίνεται στο Σχήμα 9 εμφανίζεται πλήρες φαινόμενο αποκοπής σε σημεία που απέχουν από την κεντρική λωρίδα του αντιδιαχυτικού διαφράγματος, απόσταση μεγαλύτερη από x . Είναι δε:

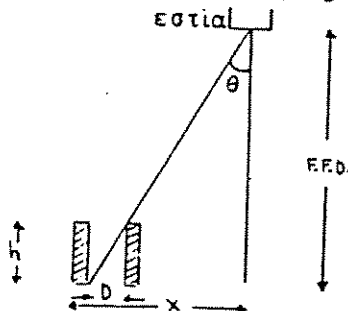
$$\tan\theta = x/FFD = D/h = 1/r \quad (14)$$

όπου FFD η απόσταση εστίας-φιλμ, h το ύψος λωρίδων, D το εύρος του μεσοδιαστήματος και r ο λόγος του αντιδιαχυτικού διαφράγματος. Λόγω του προβλήματος αυτού, τα γραμμικά αντιδιαχυτικά διαφράγματα χρησιμοποιούνται σε περιπτώσεις που γίνεται χρήση πεδίου ακτίνων X μικρών διαστάσεων και γενικά σε περιπτώσεις που απαιτείται μεγάλη απόσταση εστίας-φιλμ.

(β) Διασταυρωτά.

Αποτελούνται από δύο υπερτιθέμενα γραμμικά ή μη αντιδιαχυτικά διαφράγματα που έχουν την ίδια εστιακή απόσταση (σημείωση: στην περίπτωση που είναι γραμμικά η εστιακή απόσταση τείνει στο άπειρο).

Ο λόγος τους ισούται με το άθροισμα των λόγων των υπερτιθέμενων αντιδιαχυτικών διαφραγμάτων. Ένα βασικό τους πλεονέκτημα σε σχέση με τα γραμμικά είναι ότι μειώνουν τη σκεδαζόμενη ακτινοβολία προς όλες τις κατευθύνσεις. Δεν επιτρέπουν όμως την κλίση της λυχνίας ακτίνων X .



Σχήμα 9. Φαινόμενο αποκοπής.

(γ) Εστιασμένα.

Είναι τα αντιδιαχυτικά διαφράγματα που οι θωρίδες τους προεκτεινόμενες συναντώνται στον χώρο. Τα μεν γραμμικά συναντώνται σε ευθεία τα δε διασταυρωτά σε σημείο. Η απόσταση μεταξύ του αντιδιαχυτικού διαφράγματος και της ευθείας (ή σημείου) τομής καλείται ακτίνα ή εστιακή απόσταση. Εύρος εστίασης είναι το εύρος των αποστάσεων που μπορεί να χρησιμοποιηθεί το αντιδιαχυτικό διάφραγμα, χωρίς σημαντική απώλεια πρωτογενούς ακτινοβολίας.

(δ) Ψευδοεστιασμένα.

Τα εστιασμένα αντιδιαχυτικά διαφράγματα εμφανίζουν προβλήματα στην κατασκευή τους γι' αυτό και συχνά αντικαθίστανται από ψευδοεστιασμένα. Αυτά είναι γραμμικά αλλά το ύψος των θωρίδων μοθύβδου μειώνεται προοδευτικά όσο η απόσταση από την κεντρική θωρίδα αυξάνει. Δηλαδή, ο λόγος τους δεν είναι σταθερός.

(ε) Κινητά.

Τα ακίνητα διαφράγματα έχουν ένα σοβαρό μειονέκτημα. Δημιουργούν στην ακτινογραφική εικόνα είδωλα των φύλλων μοθύβδου. Το πρόβλημα αυτό επιλύθηκε με τα κινητά αντιδιαχυτικά διαφράγματα που οφείλουν την ονομασία τους στο ότι κινούνται κατά την διάρκεια της έκθεσης. Λέγονται και Potter-Bucky διαφράγματα από το όνομα του Hollis Potter, που τα καθιέρωσε το 1920. Τα κινητά αντιδιαχυτικά διαφράγματα έχουν και μειονεκτήματα, όπως ότι μπορούν να προκαλέσουν δονήσεις στην ακτινολογική τράπεζα ενώ δεν είναι χρήσιμα για πολύ μικρούς χρόνους έκθεσης.

4.3. Μειονεκτήματα.

Η χρήση αντιδιαχυτικών διαφραγμάτων προκαλεί διάφορα φαινόμενα που δημιουργούν ανεπιθύμητα προβλήματα στην ακτινογράφηση. Τα κυριότερα από αυτά είναι:

4.3.1. Αύξηση της έκθεσης στον ασθενή.

Τα αντιδιαχυτικά διαφράγματα απορροφούν και ένα μέρος της πρωτογενούς ακτινοβολίας. Για να επιτευχθεί ο ίδιος βαθμός αμαύρωσης στο φιλμ πρέπει να αυξηθούν τα στοιχεία έκθεσης, με επακόλουθο την αύξηση της έκθεσης στον ασθενή. Κατά την επιλογή του κατάλληλου αντιδιαχυτικού διαφράγματος γίνεται συμβιβασμός ώστε να επιτυγχάνεται ικανοποιητική βελτίωση στην ποιότητα της ακτινογραφικής εικόνας με τη μικρότερη δυνατή αύξηση της έκθεσης.

4.3.2. Φαινόμενο αποκοπής.

Όταν το αντιδιαχυτικό διάφραγμα δεν είναι σωστά εστιασμένο οι λωρίδες μολύβδου προβάλλονται στο φιλμ με μεγαλύτερο πλάτος. Όταν δε, η προβολή αυτή γίνει μεγαλύτερη από το πλάτος των μεσοδιαστημάτων, η πρωτογενής ακτινοβολία δεν μπορεί να φθάσει στο φιλμ. Αυτό εμφανίζεται ευκολότερα μακριά από την κεντρική λωρίδα του αντιδιαχυτικού διαφράγματος, όπως περιγράφηκε στην παράγραφο 4.2. Γενικά υπάρχουν τέσσερις καταστάσεις (γεωμετρίες) εμφάνισης φαινομένων αποκοπής: (i) Εστιασμένα αντιδιαχυτικά διαφράγματα τοποθετημένα ανάποδα (το πάνω μέρος είναι κάτω). (ii) Πλευρική αποεστίαση. (iii) Απόσταση εστίας-αντιδιαχυτικού διαφράγματος διαφορετική από την εστιακή απόσταση του αντιδιαχυτικού διαφράγματος. (iv) Αντιδιαχυτικό διάφραγμα που δεν σχηματίζει ορθή γωνία με την κεντρική ακτίνα της δέσμης.

4.4. Άλλες τεχνικές μείωσης της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας.

Για την εξάλειψη της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας από τη δέσμη που εξέρχεται από τον ασθενή και κατευθύνεται προς το φιλμ χρησιμοποιούνται και άλλες τεχνικές. Η κυριώτερη από αυτές είναι η τεχνική "χάσμα αέρος" (air gap). Στη μέθοδο αυτή το φιλμ απομακρύνεται από τον ασθενή. Μέ τον τρόπο αυτό ένα σημαντικό μέρος της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας δεν προσβάλλει το φιλμ. Όσο μεγαλύτερη είναι η απόσταση ασθενούς-φιλμ τόσο η μείωση της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας θα είναι μεγαλύτερη. Η αύξηση όμως της απόστασης ασθενούς φιλμ δημιουργεί και αρκετά προβλήματα. Λόγω της μεγέθυνσης παρατηρείται αύξηση της γεωμετρικής ασάφειας αλλά και της έκθεσης στον ασθενή. Αύξηση της απόστασης ασθενούς-φιλμ πέρα από κάποιο όριο μειώνει ελάχιστα τη σκεδαζόμενη ακτινοβολία που φθάνει στο φιλμ. Για το λόγο αυτό γίνεται λόγος για κάποιο βέλτιστο χάσμα αέρος που αποτελεί ιδανικό συμβιβασμό μεταξύ των πλεονεκτημάτων και των μειονεκτημάτων της τεχνικής αυτής.

5. ΦΙΛΜ ΚΑΙ ΕΝΙΣΧΥΤΙΚΗ ΠΙΝΑΚΙΔΑ

Το ακτινογραφικό φιλμ χρησιμοποιήθηκε για πρώτη φορά το 1895 από τον W. C. Roentgen και σήμερα αποτελεί το πιο διαδεδομένο ανιχνευτικό σύστημα ακτινοδιαγνωστικών πληροφοριών. Επειδή χαρακτηρίζεται από χαμηλή αποδοτικότητα ανίχνευσης ακτίνων X ($2 \pm 10\%$) χρησιμοποιείται συνήθως σε συνδιασμό με ενισχυτική πινακίδα. Η πρώτη ενισχυτική πινακίδα κατασκευάστηκε το 1896 από τον Thomas Edison με φθορίζον υλικό CaWO_4 . Για κάθε απορροφούμενο φωτόνιο X η ενισχυτική πινακίδα εκπέμπει μεγάλο αριθμό φωτονίων στο ορατό ή υπεριώδες τμήμα του φάσματος. Δηλαδή, μέσα στην κασσέτα που περιέχει το φιλμ και τις πινακίδες, η αρχική "εικόνα" των ακτίνων X μεταλλάσσεται σε ορατή, ενισχύεται και αποτυπώνεται στο ακτινογραφικό φιλμ.

5.1. Κατασκευή και φυσικά χαρακτηριστικά του φιλμ.

Υπάρχουν πολλοί τύποι ακτινογραφικών φιλμ και διατίθενται σε διάφορα μεγέθη. Ως προς τη δομή τους διακρίνονται σε δύο μεγάλες κατηγορίες. Στα φιλμ διπλού και στα φιλμ μονού φωτογραφικού χαλακτώματος.

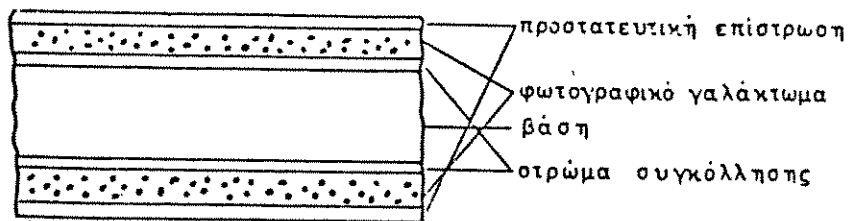
5.5.1. Δομή φιλμ διπλού φωτογραφικού χαλακτώματος

Το φιλμ διπλού φωτογραφικού χαλακτώματος αποτελείται από διαδοχικά στρώματα, που όπως δείχνεται στο Σχήμα 10 είναι:

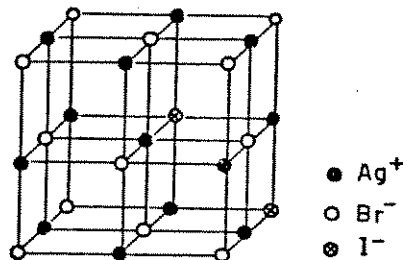
(α) Βάση, που είναι το κεντρικό και το πιο παχύ στρώμα ($\sim 0.1 \text{ mm}$) και στηρίζει τα φωτογραφικά χαλακτώματα.

(β) Στρώμα συγκόλλησης πολύ μικρού πάχους για τη στερέωση του φωτογραφικού χαλακτώματος πάνω στη βάση.

(γ) Φωτογραφικό χαλακτώμα. Τα κυριώτερα συστατικά του στοιχεία είναι η ζελατίνη και φωτοευαίσθητοι κόκκοι αλογονούχου αργύρου. Οι φωτοευαίσθητοι κόκκοι είναι 95% κόκκοι AgBr και οι υπόλοιποι AgI . Οι κόκκοι έχουν σχήμα τριγωνικό και αποτελούνται από ιόντα Ag^+ , Br^- και I^- που δομούνται σε μορφή κρυστάλλου κυβικού πλέγματος (βλέπ. Σχ.11). Η διάμετρος του κρυστάλλου είναι της τάξης των μm και κάθε κρύσταλλος περιέχει 1 ± 10^9 εκατομμύρια ιόντα Ag^+ . Κάθε cm^3 ζελατίνης περιέχει περίπου 6.3×10^9 κόκκους. Αυξημένη φωτοευαισθησία του κόκκου επιτυγχάνεται αφενός με απόσπαση ιόντων Ag^+ που κινούνται μέσα στον κρύσταλλο και αφετέρου με συγκέντρωση σουλφιδίου του αργύρου σε επιφανειακή περιοχή του κρυστάλλου. Η περιοχή αυτή χαρακτηρίζεται σαν "ίχνος ευαισθησίας" και είναι υπεύθυνη για την παχίδευση ηλεκτρονίων, δηλαδή για την έναρξη σχηματισμού των κέντρων λανθάνουσας εικόνας.



Σχήμα 10. Διατομή φιλμ διπλού φωτογραφικού γαλακτώματος.



Σχήμα 11. Κυβικό πλέγμα κόκκου.

(δ) Προστατευτική επίστρωση. Οι κόκκοι αλκοχονούχου αργύρου μπορούν να σχηματισθούν σε λανθάνουσα εικόνα και λόγω πίεσης ή τριβής. Για την αποφυγή αυτού του φαινομένου και για γενικότερη μηχανική προστασία χρησιμοποιείται λεπτή (~ 0.001 mm) προστατευτική επίστρωση ζελατίνης.

5.1.2. Δομή μονού φωτογραφικού γαλακτώματος.

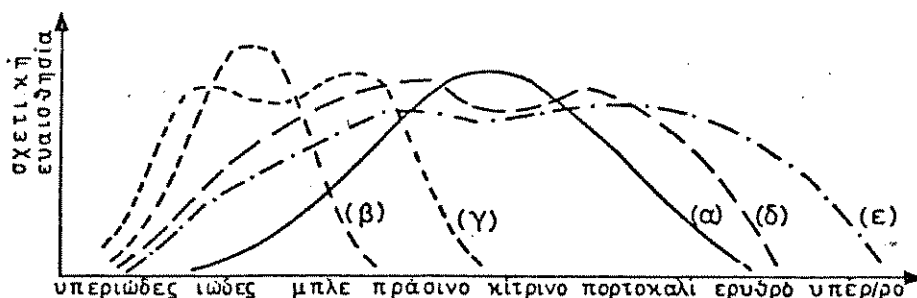
Το φιλμ μονού φωτογραφικού γαλακτώματος αποτελείται από διαδοχικά στρώματα, ανάλογα με αυτά που περιγράφηκαν στο φιλμ διπλού φωτογραφικού γαλακτώματος. Η βασική διαφορά είναι ότι το φωτογραφικό γαλάκτωμα υπάρχει μόνο προς τη μία πλευρά της βάσης. Μία ακόμα διαφορά είναι η παρουσία στην άλλη πλευρά της βάσης ενός στρώματος ζελατίνης που χαρακτηρίζεται σαν αντικαμπτικό και αντιθαμβωτικό. Η πρώτη ονομασία οφείλεται στο ότι εξουδετερώνει την κάμψη του φιλμ που εμφανίζεται κατά τη διάρκεια της ύφρασης και στεχνώματός του λόγω της μη συμμετρικής δομής του. Η δεύτερη ονομασία οφείλεται στο ότι απορροφά τα ανακλώμενα ορατά φωτόνια που δημιουργούν το φαινόμενο "άλω" (halation).

5.1.3. Φασματική ευαισθησία.

Ο βαθμός απορρόφησης φωτονίων από το φωτογραφικό γαλάκτωμα εξαρτάται από τη φασματική του ευαισθησία. Στο Σχήμα 12 παρίστανται οι φασματικές ευαισθησίες διαφόρων φιλμ και του ανθρώπινου οφθαλμού. Ο οφθαλμός μπορεί να αποκριθεί σε μία περιοχή χρωμάτων από το μωβ-μπλε

έως το κόκκινο με μέγιστη ευαισθησία στην πρασινο-κίτρινη περιοχή. Οι φασματικές ευαισθησίες των φιλμ είναι διαφορετικές από του οφθαλμού και κατά κανόνα επεκτείνονται σε μικρότερα μήκη κύματος, όπως υπεριώδεις και ακτίνες Χ. Τα φωτογραφικά χαλακτώματα διακρίνονται ως προς τη φασματική τους ευαισθησία στις εξής κατηγορίες:

(α) Συνήθη, που είναι ευαίσθητα στο μπλε, (β) ορθοχρωματικά που είναι ευαίσθητα στο μπλε-πράσινο, (γ) πανχρωματικά που είναι ευαίσθητα σε όλα τα χρώματα, (δ) ευαίσθητα σε όλα τα χρώματα και στο υπέρυθρο. Η γνώση της φασματικής ευαισθησίας είναι απαραίτητη για πολλούς λόγους, όπως: (α) Καθορίζει την επιλογή χρώματος φωτισμού στο σκοτεινό θάλαμο κατά τη διαδικασία εμφάνισης και στερέωσης του φιλμ. (β) Καθορίζει την επιλογή της κατάλληλης ενισχυτικής πινακίδας για χρήση σε συνδιασμό με το φιλμ. (γ) Η ποιότητα του ακτινογραφήματος εξαρτάται και από τη φασματική ευαισθησία του φιλμ. Για παράδειγμα, το φαινόμενο διασταυρώσεως (cross-over) που υποβαθμίζει την ποιότητα εικόνας είναι πιο έντονο στην περιοχή του πράσινου φωτός.



Σχήμα 12. Φασματικές ευαισθησίες: (α) οφθαλμού, (β) συνήθους φιλμ, (γ) ορθοχρωματικού φιλμ (δ) πανχρωματικού φιλμ και (ε) ευαίσθητου σε όλα τα χρώματα και στο υπέρυθρο.

5.2. Κατασκευή και φυσικά χαρακτηριστικά ενισχυτικής πινακίδας.

Η ενισχυτική πινακίδα χρησιμοποιείται ευρέως για τα πλεονεκτήματα που προσφέρει, όπως μείωση της δόσης στον εξεταζόμενο και μείωση του χρόνου έκθεσης. Έχει όμως και μειονεκτήματα, όπως αύξηση της ασάφειας και του ακτινογραφικού θορύβου. Η ενισχυτική πινακίδα βασίζεται στο φαινόμενο της φωταύγειας και ειδικότερα στο φθορισμό. Είναι χρήσιμο να γίνει μία αναφορά στα φαινόμενα αυτά:

- *Φωταύγεια* χαρακτηρίζεται η ικανότητα εκπομπής φωτός από ορισμένα υλικά όταν διεγείρονται από αίτιο διάφορο της θερμοκρασίας.

Η φωταύγεια διακρίνεται σε :

- *Φθορισμό* όταν η φωταύγεια δεν συνεχίζεται μετά την άρση της διέγερσης.

- *Φωσφορισμό* όταν η φωταύγεια συνεχίζεται (για χρόνο μεγαλύτερο

από 10^{-6} s) και μετά την άρση της διέγερσης.

Στην ενισχυτική πινακίδα χρησιμοποιούνται φθορίζοντα υλικά που διεγείρονται από ακτίνες X. Τέτοια υλικά είναι διάφορα ανόργανα άλατα όπως βολεφραμικό ασβέστιο, φθοριοχλωριούχο βάριο με ενεργοποιητή ευρώπιο, ύτριο και οι σπάνιες γαίες γαδολίνιο και λανθάνιο. Φθορίζοντα υλικά χρησιμοποιούνται και σε οθόνες ακτινοσκόπησης (θειούχος ψευδάργυρος και θειούχο κάδμιο με ενεργοποιητή άργυρο) και σε ενισχυτές εικόνας (ιωδιούχο κάισιο με ενεργοποιητή νάτριο).

5.2.1. Δομή ενισχυτικής πινακίδας.

Η ενισχυτική πινακίδα αποτελείται από διαδοχικά στρώματα που σύμφωνα με το Σχήμα 13 είναι:

(α) Βάση που στηρίζει τα άλλα στρώματα. (β) Αντανakλαστική επιφάνεια που αντανakλά τα ορατά που εκπέμπονται προς το μέρος της, προς το φιλμ. Συντελεί στην αύξηση της ταχύτητας αλλά και στην υποβάθμιση της σαφήνειας εικόνας. Σε ενισχυτικές πινακίδες υψηλής διακριτικής ικανότητας το στρώμα αυτό παραλείπεται. (γ) Στρώμα φθορίζοντος υλικού ("φωσφόρου"). Είναι ένα λεπτό εύκαμπτο στρώμα π्लाστικού που περιέχει τους φθορίζοντες κρυστάλλους. Το πάχος του επιδρά στην ταχύτητα και διακριτική ικανότητα της ενισχυτικής πινακίδας. (δ) Προστατευτικό στρώμα. Είναι ένα λεπτό, διαφανές και υδατοστεχές στρώμα π्लाστικού. Προστατεύει από μηχανικές φθορές και υγρασία το στρώμα φθορίζοντος υλικού και εμποδίζει τη συσσώρευση στατικών ηλεκτρικών φορτίων.



Σχήμα 13. Διατομή ενισχυτικής πινακίδας.

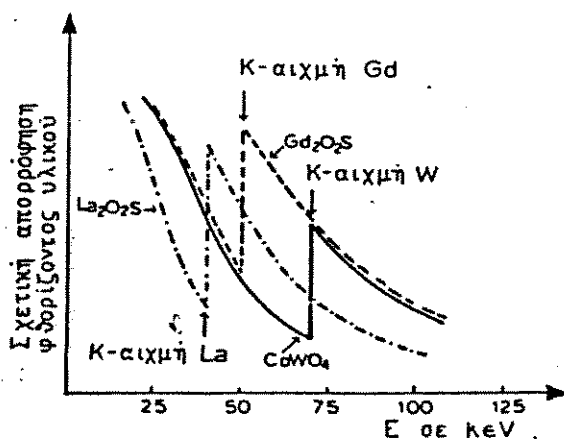
5.2.2. Απορρόφηση ακτίνων X και αποδοτικότητα μετατροπής ενέργειας.

Για υψηλή ταχύτητα ενισχυτικής πινακίδας και για μειωμένο ακτινογραφικό θόρυβο απαιτείται υψηλή απορροφητικότητα ακτίνων X στο στρώμα φθορίζοντος υλικού. Αυτό επιτυγχάνεται με χρήση φθορίζοντων υλικών υψηλού ατομικού αριθμού σε στρώμα ικανού πάχους. Η απορρόφηση ακτίνων X γίνεται κυρίως με το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο που είναι έντονο όχι μόνον σε στοιχεία υψηλού ατομικού αριθμού αλλά και όταν η ενέργεια φωτονίου είναι ίση με την ενέργεια σύνδεσης των ηλεκτρονίων K-φλοιού.

Το γεγονός αυτό εξηγεί τις αιχμές των καμπυλών του Σχήματος 14. Το ποσοστό της ενέργειας φωτονίων X που μετατρέπεται σε ενέργεια ορατών φωτονίων χαρακτηρίζεται σαν αποδοτικότητα μετατροπής ενέργειας. Τη χαμηλότερη αποδοτικότητα μετατροπής ενέργειας έχει το CaWO_4 (3+5%), ενώ την υψηλότερη το Gd_2O_3 και οι σπάνιες γαίες (13+18%). Τα φυσικά χαρακτηριστικά της ενισχυτικής πινακίδας εξαρτώνται και από περιβαλλοντολογικούς παράγοντες όπως η θερμοκρασία και η υγρασία. Κύρια όμως καθορίζονται από τις διάφορες -μεταβλητές κατασκευής όπως η σύνθεση και το μέγεθος των κρυστάλλων, το πάχος του στρώματος φθορίζοντος υλικού και την ύπαρξη κατάλληλων χημικών ουσιών. Η ταχύτητα της ενισχυτικής πινακίδας αυξάνει με το μέγεθος των κρυστάλλων και το πάχος του στρώματος του φθορίζοντος υλικού. Ταυτόχρονα όμως χειροτερεύει η διακριτική της ικανότητα.

Αύξηση στο πάχος του στρώματος φθορίζοντος υλικού μεγαλύτερο από κάποιο όριο δεν αυξάνει την ταχύτητα διότι η αυξημένη απορρόφηση ακτίνων X αντισταθμίζεται από την αυξημένη απορρόφηση των ορατών φωτονίων. Το οριακό αυτό πάχος χαρακτηρίζεται σαν "βέλτιστο πάχος". Σε μερικές ενισχυτικές πινακίδες με δύο στρώματα φθορίζοντος υλικού το πάχος αυτό εξαρτάται και από τη σχετική θέση του στρώματος ως προς το φίλμ. Το μπροστινό τμήμα είναι μικρότερου πάχους.

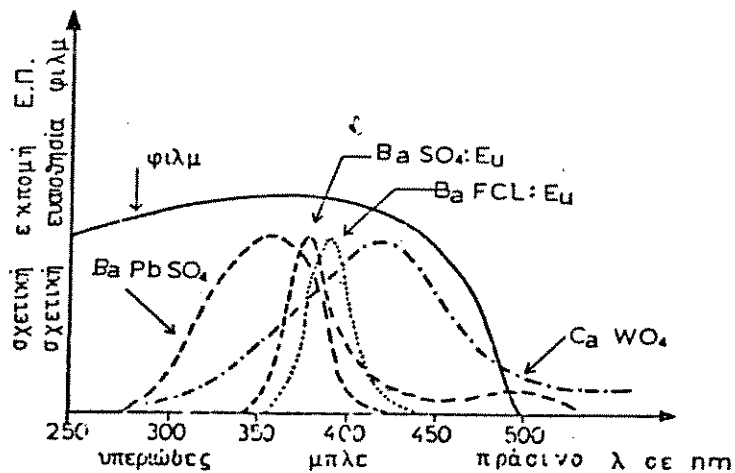
Αυτό χαρακτηρίζεται σαν *ασυμμετρία πινακίδας* και συντελεί: (α) Στην παραγωγή ίδιου πλήθους ορατών φωτονίων στα δύο στρώματα φθορίζοντος υλικού. (β) Στην επίτευξη ίδιου βαθμού σαφήνειας στα δύο σχηματιζόμενα είδωλα.



Σχήμα 14. Σχετική απορρόφηση φωτονίων X σε συνάρτηση με την ενέργεια για διάφορα φθορίζοντα υλικά.

5.3. Φασματική σύζευξη ενισχυτικής πινακίδας και φιλμ.

Κάθε ενισχυτική πινακίδα χαρακτηρίζεται από ένα φάσμα φωτός εκπομπής και κάθε φιλμ από μία ορισμένη φασματική ευαισθησία. Για να είναι ένα σύστημα ενισχυτική πινακίδα-φιλμ αποδεκτό, απαιτείται πρώτα απ' όλα η ύπαρξη φασματικής σύζευξης. Δηλαδή, το φάσμα φωτός εκπομπής της ενισχυτικής πινακίδας πρέπει να εμπεριέχεται στη φασματική καμπύλη του φιλμ, όπως φαίνεται στο Σχήμα 15. Η φασματική σύζευξη επιδρά στην ταχύτητα του συστήματος. Ταυτόχρονα συντελεί στη μείωση του ακτινογραφικού θορύβου και στη βελτίωση της διακριτικής ικανότητας του συστήματος. Η βελτίωση αυτή είναι πιο έντονη σε φιλμ διπλού φωτογραφικού χαλακτώματος διότι λόγω φασματικής σύζευξης διατίθενται λιγότερα ορατά φωτόνια για το φαινόμενο διασταυρώσεως.



Σχήμα 15. Φασματική σύζευξη ενισχυτικής πινακίδας-φιλμ.

5.4. Κασσέτα.

Το σύστημα ενισχυτική πινακίδα-φιλμ (ή μόνο φιλμ) τοποθετείται μέσα σε ειδική κασσέτα κατάλληλου μεγέθους. Η μπροστινή της επιφάνεια κατασκευάζεται από υλικό χαμηλού ατομικού αριθμού για να μην εξασθενεί τη δέσμη ακτίνων Χ. Η πίσω επιφάνεια περιέχει στοιχεία υψηλότερου ατομικού αριθμού για τη μείωση της ομίχλωσης του φιλμ. Η χρήση της κασσέτας εξυπηρετεί κυρίως τρεις σκοπούς:

(α) Προσφέρει μηχανική προστασία στο σύστημα. (β) Είναι αδιαφανής στο φως και εμποδίζει την ομίχλωση του φιλμ. (γ) Εξασφαλίζει ομοιόμορφη πίεση, δηλαδή στενή και ομοιογενή επαφή μεταξύ ενισχυτικής πινακίδας και φιλμ. (δ) Τέλος, σε ορισμένες περιπτώσεις βελτιώνει την αντίθεση εικόνας διότι απορροφά εκλεκτικά ένα ποσοστό της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας.

5.5. Φωτογραφικά χαρακτηριστικά συστήματος ενισχυτικής πινακίδας-φιλμ.

Τα φωτογραφικά χαρακτηριστικά αναφέρονται στην απόκριση του συστήματος ενισχυτικής πινακίδας-φιλμ στην έκθεση σε ακτινοβολία. Τα χαρακτηριστικά αυτά ορίζονται από τη χαρακτηριστική καμπύλη του συστήματος. Πριν ορισθούν θα γίνει αναφορά στον όρο οπτική πυκνότητα.

5.5.1. Οπτική πυκνότητα.

Η οπτική πυκνότητα (optical density) χαρακτηρίζει το βαθμό αμαύρωσης του φιλμ και ορίζεται από το λογάριθμο της αδιαφάνειας του φιλμ στο συγκεκριμένο "σημείο" του. Δηλαδή:

$$D = \log (I_0/I_T) \quad (15)$$

όπου I_0 η ομοιογενής ένταση του φωτός και προσπίπτει στη μία πλευρά του φιλμ και I_T η ένταση του διερχόμενου φωτός στο "σημείο" που μετράμε. Οι λόγιοι της λογαριθμικής έκφρασης της οπτικής πυκνότητας είναι:

(α) Ο περιορισμός του εύρους της κλίμακας τιμών.

(β) Η διευκόλυνση έκφρασης της ολικής οπτικής πυκνότητας υπερτιθέμενων φιλμ (ισούται με το άθροισμα των επιμέρους οπτικών πυκνοτήτων).

(γ) Ο ψυχοφυσικός νόμος της λογαριθμικής απόκρισης, σύμφωνα με τον οποίο η ένταση των ανθρώπινων αισθημάτων είναι ανάλογη του λογαρίθμου των ερεθισμάτων.

Το φιλμ δεν έχει ποτέ μηδενική οπτική πυκνότητα. Αυτό οφείλεται στη μικρή αδιαφάνεια βάσης ($D_{\beta\alpha\sigma}$) και στην αμαύρωση κρυστάλλων αλογονούχου αργύρου που δεν έχουν εκτεθεί σε ακτινοβολία. Η αμαύρωση αυτή καλείται ομίχλωση ($D_{\omicron\mu}$) και εξαρτάται από το χρόνο και τις συνθήκες αποθήκευσης του φιλμ, την ακτινοβολία περιβάλλοντος και τα χημικά διαλύματα εμφάνισης. Επομένως η οπτική πυκνότητα που οφείλεται σε έκθεση ακτινοβολίας είναι:

$$D = D_{\omicron\lambda} - D_{\beta\alpha\sigma} - D_{\omicron\mu} \quad (16)$$

Εάν εκτεθούν και εμφανιστούν όλοι οι κόκκοι του φιλμ η οπτική πυκνότητα χαρακτηρίζεται σαν μέγιστη ή κορεσμού (D_{\max}). Το ακτινοδιαγνωστικό χρήσιμο εύρος οπτικών πυκνοτήτων είναι συνήθως 0.25 έως 2.0.

5.5.2. Χαρακτηριστική καμπύλη, αντίθεση, εύρος και ταχύτητα.

Η απόκριση του συστήματος ενισχυτική πινακίδα-φίλμ (ή μόνο φίλμ) στην ακτινοβολία εκφράζεται πλήρως από τη χαρακτηριστική του καμπύλη ή H&D καμπύλη από τα ονόματα των Hurter F. και Driffield V. C. που πρώτοι την εισήγαξαν το 1890. Παριστά γραφικά τη σχέση μεταξύ οπτικής πυκνότητας και λογαρίθμου της σχετικής έκθεσης. Όπως δείχνεται στο Σχήμα 16 έχει μορφή σιγμοειδή και αποτελείται από επιμέρους τμήματα που καλούνται κατώφλι, δακτύλιος, γραμμική περιοχή και ώμος. Το χρήσιμο ακτινοδιαγνωστικά τμήμα είναι η γραμμική περιοχή που περιγράφεται από τη γραμμική εξίσωση:

$$D = \gamma \cdot \log E + C \quad (17)$$

όπου γ η κλίση του ευθύγραμμου τμήματος και C σταθερά. Η χαρακτηριστική καμπύλη του συστήματος εξαρτάται από διάφορους παράγοντες όπως το φάσμα της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, τη χρονική διάρκεια μεταξύ έκθεσης και εμφάνισης, το νόμο αμοιβαιότητας, τις συνθήκες εμφάνισης του φίλμ (χημική σύσταση διαλυμάτων, θερμοκρασία, χρόνος) και τη μέθοδο προσδιορισμού της.

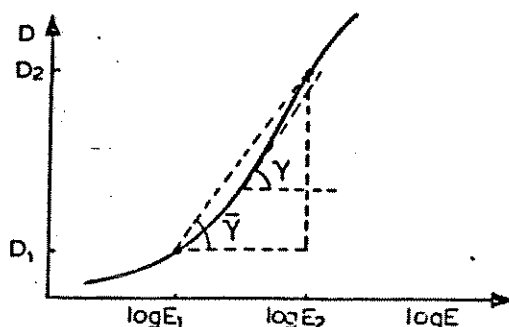
Ο βαθμός αμαύρωσης του φίλμ για δεδομένη ποσότητα έκθεσης εξαρτάται από την αντίθεση ή βάρθρωση (contrast) του συστήματος.

Χρησιμοποιούνται δε οι όροι:

(α) Αντίθεση (γ). Ορίζεται σαν η κλίση της χαρακτηριστικής καμπύλης σε συγκεκριμένο σημείο της (Βλ.επ. Σχ. 16).

$$\gamma = dD/d(\log E) \quad (18)$$

Γίνεται μέγιστη στο ευθύγραμμο τμήμα της χαρακτηριστικής καμπύλης.



Σχήμα 16. Χαρακτηριστική καμπύλη, αντίθεση, μέση αντίθεση και εύρος ενισχυτικής πινακίδας-φίλμ.

(β) Μέση αντίθεση ($\bar{\gamma}$). Ορίζεται σαν η κλίση του ευθύγραμμου τμήματος που ενώνει δύο ορισμένα σημεία της χαρακτηριστική καμπύλης (Βλ. Σχ. 16).

$$\bar{\gamma} = (D_2 - D_1) / (\log E_2 - \log E_1) \quad (19)$$

Συνήθως τα επιλεχόμενα σημεία είναι τα όρια της χρήσιμης περιοχής οπτικών πυκνοτήτων.

Το χρήσιμο εύρος οπτικών πυκνοτήτων αντιστοιχεί σε μία περιοχή τιμών έκθεσης που καλείται (χρήσιμο) εύρος (latitude) εκθέσεων. Το εύρος και η αντίθεση είναι μετέωρα αντίστροφα. Δηλαδή, ένα σύστημα δεν μπορεί να έχει ταυτόχρονα μεγάλο εύρος και υψηλή αντίθεση.

Με τον όρο ταχύτητα (speed) χαρακτηρίζεται η ευαισθησία του συστήματος ενισχυτικής πινακίδας-φίλμ στην ακτινοβολία. Η ταχύτητα καθορίζεται κυρίως από την ενισχυτική πινακίδα και ορίζεται σαν το αντίστροφο της έκθεσης που απαιτείται για να παραχθεί μια "καθαρή" οπτική πυκνότητα $D=1$.

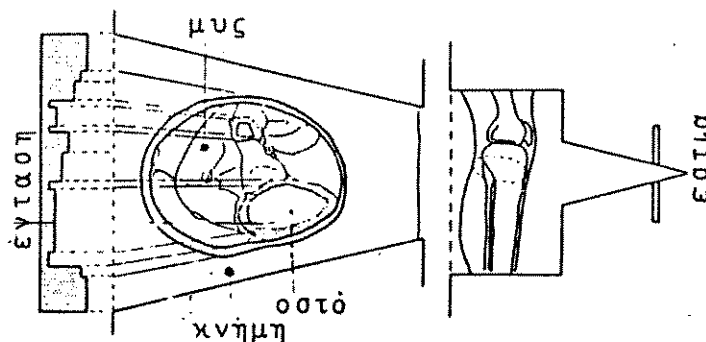
$$S = 1/E_{(D=1)} \quad (20)$$

5.5.3. Νόμος αμοιβαιότητας.

Η αμαύρωση του φίλμ καθορίζεται από την ολική έκθεση σε ακτινοβολία και όχι από το ρυθμό έκθεσης. Δηλαδή, για ορισμένη γεωμετρία και ποιότητα ακτινοβολίας η οπτική πυκνότητα σε συγκεκριμένο φίλμ εξαρτάται από το γινόμενο $I \cdot t$ (mAs) και όχι από τις επιμέρους τιμές των I και t , όπου I η ένταση και t η χρονική διάρκεια έκθεσης. Αυτό χαρακτηρίζεται σαν νόμος της αμοιβαιότητας και ισχύει για φίλμ που εκτίθενται ευθέως σε ακτινοβολία. Δεν ισχύει όμως για φίλμ που εκτίθενται σε συνδιασμό με ενισχυτική πινακίδα. Το φαινόμενο αυτό χαρακτηρίζεται σαν "αποτυχία του νόμου της αμοιβαιότητας".

6. ΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟΣ ΚΑΙ ΑΠΟΤΥΠΩΣΗ ΑΚΤΙΝΟΓΡΑΦΙΚΗΣ ΕΙΚΟΝΑΣ.

Κατά την ακτινοδιαγνωστική απεικόνιση η δέσμη ακτίνων X που κατευθύνεται προς τον ασθενή δεν περιέχει διαγνωστικές πληροφορίες. Η δέσμη μεταφέρει πληροφορίες μετά τη διέλευσή της από το σώμα του ασθενούς. Κατά τη διέλευσή της αυτή, η δέσμη υφίσταται εξασθένηση που είναι διαφορετικού βαθμού στα διάφορα τμήματα της διατομής της. Αυτό οφείλεται στην εξάρτηση της εξασθένησης από τα φυσικά χαρακτηριστικά των περιεβαλλομένων ιστών, όπως είναι το πάχος, ο ατομικός αριθμός και η πυκνότητα. Χαρακτηριστικό είναι το Σχήμα 17 όπου δείχνεται σχηματικά ο σχηματισμός της "εικόνας ακτίνων X" (X-ray image) κατά τη διέλευση της δέσμης ακτίνων X από την κνήμη ασθενούς. Η "εικόνα ακτίνων X" είναι άρατη και φυσικά δεν μπορεί να αξιοποιηθεί σ'αυτήν την μορφή.

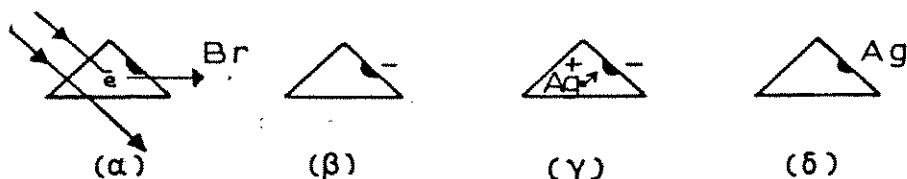


Σχ. 17. Σχηματισμός "εικόνας ακτίνων X".

Για την ανίχνευση και αποκωδικοποίηση της πρέπει να χρησιμοποιηθεί κάποιο κατάλληλο σύστημα απεικόνισης, όπως είναι η οθόνη ακτινοσκόπησης, το ακτινογραφικό φιλμ, ο δίσκος ξηρογραφίας, ο μαχητικός δίσκος και άλλα. Στην περίπτωση της ακτινογράφισης η δέσμη ακτίνων X προσβάλλει το φιλμ είτε άμεσα, είτε έμμεσα στην περίπτωση που χρησιμοποιείται και ενισχυτική πινακίδα. Όταν τα φωτόνια X ή τα ορατά φωτόνια της ενισχυτικής πινακίδας προσπίπτουν στο φωτογραφικό χαλάκωμα του φιλμ, σχηματίζεται μία λανθάνουσα εικόνα (latent image). Η εικόνα αυτή, όπως δηλώνει και η ονομασία της, είναι άρατη. Η μετατροπή της λανθάνουσας εικόνας σε ορατή (δηλαδή σε μεταβολές οπτικής πυκνότητας) απαιτεί κατάλληλη φυσικοχημική επεξεργασία.

6.1. Σχηματισμός της λανθάνουσας εικόνας.

Όταν το ακτινογραφικό φιλμ εκτίθεται σε ακτινοβολία, σχηματίζεται σχεδόν αυτόματα η λανθάνουσα εικόνα. Τα βασικά στάδια μηχανισμού του σχηματισμού της λανθάνουσας εικόνας φαίνονται σχηματικά στο Σχήμα 1B. Κάποιο από τα φωτόνια που διαπερνούν τον κόκκο απορροφάται. Συνήθως η απορρόφηση γίνεται με το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο λόγω των μεγάλων ατομικών αριθμών Br ($z=35$) και Ag ($z=47$), αλλά μπορεί να γίνει και με το φαινόμενο Compton. Σε οποιαδήποτε περίπτωση το αποτέλεσμα είναι η εμφάνιση ενός ηλεκτρονίου. Το ηλεκτρόνιο κινείται μέσα στον κρύσταλλο απελευθερώνοντας και άλλα ηλεκτρόνια κυρίως από τα ιόντα Br^- . Τα ιόντα Br^- που μετατρέπονται σε ουδέτερα άτομα Br αφήνουν τον κρύσταλλο και απορροφώνται στη ζελατίνη του φωτογραφικού χαλακτώματος. Το ηλεκτρόνιο μπορεί να μετακινείται έως ότου πλησιάσει κάποια περιοχή "ατέλειας" του κρυστάλλου, όπως είναι το ίχνος ευαισθησίας ή ευαίσθητη κηλίδα από AgS. Το ίχνος ευαισθησίας λειτουργεί σαν παχίδα ηλεκτρονίων. Το ηλεκτρόνιο φορτίζει με αρνητικό φορτίο το ίχνος ευαισθησίας με αποτέλεσμα την έλξη των ιόντων Ag^+ που κινούνται ελεύθερα μέσα στον



Σχ. 1B. Σχηματισμός της λανθάνουσας εικόνας.

κρύσταλλο. Στο ίχνος ευαισθησίας το ιόν Ag^+ συλλαμβάνει το ηλεκτρόνιο και μετατρέπεται σε ουδέτερο άτομο Ag. Το άτομο Ag δρα σαν παχίδα για ένα δεύτερο ηλεκτρόνιο. Το αρνητικό φορτίο έλκει ένα άλλο ιόν Ag^+ στο ίχνος της ευαισθησίας. Η διαδικασία αυτή μπορεί να επαναληφθεί αρκετές φορές με αποτέλεσμα τη συγκέντρωση ατόμων Ag στην περιοχή του ίχνους ευαισθησίας. Ένας κόκκος AgBr μπορεί να έχει ένα ή περισσότερα τέτοια κέντρα συγκέντρωσης ουδετέρων ατόμων Ag. Τα σημεία αυτά συγκέντρωσης καλούνται κέντρα λανθάνουσας εικόνας (latent image centers) και μπορούν να γίνουν αντιληπτά με ηλεκτρονικό μικροσκόπιο. Στα σημεία αυτά θα γίνει συγκέντρωση ορατής ποσότητας μεταλλικού αργύρου κατά τη διαδικασία εμφάνισης του φιλμ. Για να εμφανισθεί ένας κόκκος, πρέπει στο κέντρο λανθάνουσας εικόνας να υπάρχουν τουλάχιστον δύο ουδέτερα άτομα Ag. Όσο μεγαλύτερος είναι ο αριθμός των ουδετέρων ατόμων Ag τόσο μεγαλύτερη είναι η πιθανότητα να εμφανισθεί ο κόκκος και να γίνει ορατός. Κατά κανόνα με την απορρόφηση ενός φωτονίου φωτός στον κόκκο παράχεται ένα άτομο Ag και ένα Br. Στην περίπτωση της

έκθεσης του φιλμ χωρίς χρήση ενισχυτικής πινακίδας ένα ποσοστό της ενέργειας του φωτονίου X ($3 \pm 10\%$) δαπανάται για την παραγωγή ουδετέρων ατόμων αργύρου. Η απόδοση δε αυτή εξαρτάται από την ενέργεια των φωτονίων X της δέσμης ή ισοδύναμα από την υψηλή τάση. Η ευαισθησία των περισσότερων φιλμ άμεσης έκθεσης είναι μέγιστη σε υψηλή τάση περίπου 50 kVp. Σ'αυτή την τιμή υψηλής τάσης η μέση ενέργεια φωτονίων X είναι περίπου ίση με την ενέργεια K-αιχμής Ag (22.5 keV) & Br (13,5 keV).

6.2. Επεξεργασία του φιλμ.

Η επεξεργασία του φιλμ περιλαμβάνει μία σειρά από χημικές αντιδράσεις που γίνονται σε κατάλληλη θερμοκρασία. Αποτέλεσμα της επεξεργασίας αυτής είναι η μετατροπή της λανθάνουσας εικόνας σε ορατή εικόνα μεταβολών οπτικής πυκνότητας. Οι διάφορες τιμές οπτικής πυκνότητας αντιστοιχούν σε διάφορες τιμές συγκεντρώσεως μεταλλικού αργύρου. Η επεξεργασία του φιλμ μπορεί να γίνει είτε χειρωνακτικά είτε σε αυτόματο εμφανιστήριο. Τα βασικά της στάδια είναι η εμφάνιση και η στερέωση του φιλμ.

6.2.1. Εμφάνιση.

Η μετατροπή της λανθάνουσας εικόνας σε ορατή γίνεται με την εμφάνιση του φιλμ. Η εμφάνιση αποτελεί μία χημική διαδικασία που ενισχύει τη λανθάνουσα εικόνα μέσα συντελεστή της τάξης των εκατομμυρίων ($\sim 10^8$) και τη μετατρέπει σε ορατή (μαύρο μεταλλικό άργυρο) ενώ ταυτόχρονα δεν επιδρά στους κόκκους όπου δεν έχει σχηματισθεί κέντρο λανθάνουσας εικόνας. Εάν το φιλμ παραμείνει αρκετή ώρα στο διάλυμα του εμφανιστού, παρατηρείται η δημιουργία μεταλλικού αργύρου και σε τμήματα του φιλμ που δεν έχουν εκτεθεί σε ακτινοβολία. Δηλαδή, έχουμε τη δημιουργία ομίχλωσης (fog). Ο χρόνος εμφάνισης αποτελεί βασική παράμετρο στη διαδικασία εμφάνισης. Η εμφάνιση πρέπει να διακόπτεται όταν η διαφορά στο βαθμό εμφάνισης μεταξύ κόκκων που έχουν εκτεθεί σε ακτινοβολία και κόκκων που δεν έχουν εκτεθεί είναι μέγιστη.

6.2.2. Λουτρό ανακοπής εμφάνισης.

Το φιλμ μετά την εμφάνισή του περιέχει μία μικρή ποσότητα διαλύματος εμφάνισης. Εάν το φιλμ τοποθετηθεί στο διάλυμα του στερεωτή, η παραμένουσα αλκαλικότητα του διαλύματος εμφάνισης θα εξουδετερώσει αντίστοιχη οξύτητα του διαλύματος στερέωσης. Για το λόγο αυτό απαιτείται πρώτα η τοποθέτηση του φιλμ σε λουτρό νερού ή οξικού οξέος, για να

εξουδετερωθεί και απομακρυνθεί το παραμένον διάλυμα εμφάνισης. Στην αυτόματη εμφάνιση του φιλμ αυτό το στάδιο παραλείπεται διότι χρησιμοποιούνται ειδικά χημικά διαλύματα.

6.2.3. Στερέωση.

Κατά την εμφάνιση του φιλμ ένα ποσοστό των κόκκων αλδοχονούχου αρχύρου εμφανίζεται και σχηματίζει την ορατή εικόνα. Οι υπόλοιποι κόκκοι εμποδίζουν την σταθερότητα της ακτινογραφίας διότι είναι ευαίσθητοι στο φως. Με την στερέωση επιτυγχάνεται η απομάκρυνση των κόκκων αυτών χωρίς να προσβάλλεται η ορατή εικόνα του μεταλλικού αρχύρου.

6.2.4. Πλύση και Ξήρανση.

Μετά τη στερέωση το φιλμ πλύνεται με άφθονο νερό για να απομακρυνθούν τα συστατικά του διαλύματος στερέωσης. Εάν δεν γίνει σωστή πλύση, το φιλμ θα αποκτήσει με τον καιρό μία καφέ απόχρωση που είναι αποτέλεσμα χημικής επίδρασης του παραμένουστος στερεωτή στο μεταλλικό άργυρο. Μετά την πλύση, το φιλμ στεχνώνεται με καθαρό ρεύμα αέρος. Στο αυτόματο εμφανιστήριο το στέγνωμα γίνεται γρήγορα από ειδικό στεγνωτή.

6.3. Αυτόματο εμφανιστήριο.

Μέχρι το 1944 η επεξεργασία του φιλμ γινόταν μόνο χειρωνακτικά και απαιτούσε περίπου 30 min. Σήμερα η επεξεργασία του φιλμ γίνεται αυτόματα και διαρκεί μερικά λεπτά ή μόνο 90 s.

Τα σύγχρονα αυτόματα εμφανιστήρια αποτελούν εξέλιξη του αυτόματου εμφανιστηρίου με κυλίνδρους που εμφανίστηκε το 1955. Στο σχήμα 19 δείχνεται σχηματικά η διατομή ενός αυτόματου εμφανιστηρίου φιλμ καθώς και η διατομή που ακολουθεί το επεξεργαζόμενο φιλμ. Οι βασικές συνιστώσες του αυτόματου εμφανιστηρίου είναι:

(α) Τμήμα ελέγχου που περιλαμβάνει τους διακόπτες ενεργοποίησης και ρύθμισης του συστήματος.

(β) Τμήμα ανίχνευσης που ανιχνεύει την εισαγωγή του φιλμ στο αυτόματο εμφανιστήριο. Το τμήμα αυτό ενεργοποιεί αντλίες για αναπλήρωση των διαλυμάτων εμφάνισης και στερέωσης. Επίσης, με κατάλληλο οπτικό ή ηχητικό σήμα επιτρέπει (ή όχι) την εισαγωγή του επόμενου φιλμ.

(γ) Τμήμα επεξεργασίας που περιλαμβάνει τα δοχεία εμφάνισης στερέωσης και πλύσης του φιλμ. Το φιλμ μεταφέρεται σ' αυτά με σύστημα κυλίνδρων.

(δ) Τμήμα στιψίματος και στεχνώματος. Στο τμήμα στιψίματος αφαιρείται νερό από το φιλμ για να επιτευχθεί πιο γρήγορα το στέγνωμά του.

Εκτός από τα κύρια τμήματα που αναφέρθηκαν υπάρχουν και βοηθητικά τμήματα που όμως είναι απαραίτητα για τη λειτουργία του αυτόματου εμφανιστηρίου. Τα κυριώτερα από αυτά είναι:

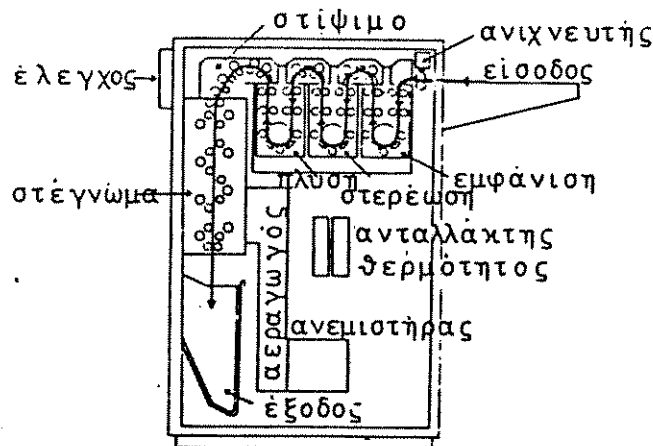
(α) Τμήμα κίνησης που περιστρέφει τους κυλίνδρους που μεταφέρουν το φιλμ.

(β) Τμήμα παροχής νερού που παρέχει στο αυτόματο εμφανιστήριο νερό κατάλληλης πίεσης και θερμοκρασίας.

(γ) Τμήμα κυκλοφορίας και ρύθμισης της θερμοκρασίας.

(δ) Τμήμα αναπλήρωσης που προσθέτει χημικά διαλύματα στα διαλύματα εμφάνισης και στερέωσης για να επανακτήσουν την απαιτούμενη ενεργότητα.

(ε) Τμήμα εξαερισμού που παρέχει ρεύμα αέρος για την απαγωγή των αναθυμιάσεων και της θερμότητας που εκλύονται στο αυτόματο εμφανιστήριο κατά τη λειτουργία του.



Σχ. 19. Αυτόματο εμφανιστήριο.

7. ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΑΚΤΙΝΟΓΡΑΦΙΚΗΣ ΕΙΚΟΝΑΣ

7.1. Ποιότητα ακτινογραφικής εικόνας.

Σε κάθε ακτινοδιαγνωστικό τμήμα αντιμετωπίζεται καθημερινά η απαίτηση για παραγωγή ακτινογραφικών εικόνων υψηλής ποιότητας. Δηλαδή ακτινογραφιών που μπορούν να παράσχουν όλες τις απαραίτητες πληροφορίες για την κατάσταση του ασθενούς. Η έννοια όμως του όρου "ποιότητα εικόνας" δεν είναι πάντοτε η ίδια αλλά εξαρτάται από την ακτινοδιαγνωστική εξέταση και τις απαιτήσεις του ακτινολόγου. Διαφορετικό περιεχόμενο αποδίδεται στην ποιότητα εικόνας κατά την ακτινογράφιση πνευμόνων, διαφορετικό κατά την ακτινογράφιση μικρών αγγείων και διαφορετικό κατά την ακτινογράφιση άκρων χειρών. Για την εκτίμηση της ποιότητας της ακτινογραφικής εικόνας χρησιμοποιούνται διάφορα χαρακτηριστικά. Στις παραγράφους που ακολουθούν θα ορισθούν και περιγραφούν τα χαρακτηριστικά αυτά και θα αναλυθούν οι φυσικογεωμετρικές φύσεις παράγοντες που τα επηρεάζουν. Τα κυριώτερα από τα χαρακτηριστικά αυτά παρουσιάζονται σχηματικά στο Σχήμα 20 και είναι η αντίθεση εικόνας, το εύρος εικόνας, η ασάφεια, η παραμόρφωση (βλ. § 3.5), η παρουσία ανεπιθύμητων πληροφοριών και ο ακτινογραφικός θόρυβος. Τέλος, η ποιότητα ακτινογραφικής εικόνας εξαρτάται από τις συνθήκες παρατήρησής της.



Σχ. 20. Χαρακτηριστικά ακτινογραφικής εικόνας.

7.2. Αντίθεση.

Η δυνατότητα διάκρισης στην ακτινογραφική εικόνα των διαφόρων ανατομικών δομών του ασθενούς επιτυγχάνεται με την απεικόνιση της κάθε δομής με διαφορετικό βαθμό αμαύρωσης στο ακτινογραφικό φιλμ. Όσο η διαφορά των βαθμών αμαύρωσης στο φιλμ αυξάνει τόσο πιο εύκολη είναι η διάκριση και μελέτη των χειτονικών ανατομικών δομών. Το χαρακτηριστικό

αυτό καλείται αντίθεση εικόνας ή ακτινογραφική αντίθεση ή απλά αντίθεση και οφείλεται στη διαφορετική έκθεση σε ακτινοβολία "σημείων" του φιλμ. Η διαφορά έκθεσης μπορεί να προκληθεί από διαφορά πάχους του ίδιου υλικού ή από παρεμβολή άλλου υλικού μέσα στο αντικείμενο (ασθενής). Η αντίθεση εικόνας εξαρτάται από την αντίθεση θέματος και την αντίθεση του ανιχνευτικού συστήματος.

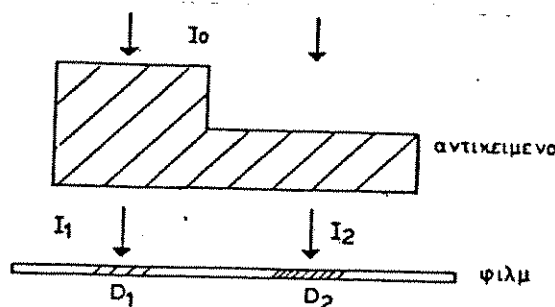
7.2.1. Αντίθεση θέματος, αντίθεση εικόνας και αντίθεση φωτεινότητας εικόνας.

Καθώς η δέσμη ακτίνων X διαπερνά ένα τμήμα του ασθενούς υφίσταται διαφορετική εξασθένηση στα διάφορα σημεία της διατομής της διότι οι διάφορες δομές και ιστοί του σώματος διαφέρουν σε πάχος, σύνθεση και διαπερατότητα. Η δέσμη που εξέρχεται από το σώμα του ασθενούς έχει διαφορετική ένταση στα διάφορα σημεία της διατομής της, όπως δείχνεται στο Σχήμα 17. Η διαφορά αυτή χαρακτηρίζεται σαν αντίθεση αντικειμένου ή θέματος (subject contrast) και ορίζεται από τη διαφορά των εντάσεων ακτινοβολίας που εξέρχονται από δύο αντίστοιχα "σημεία" του αντικειμένου (ασθενούς) προς την ένταση με τη μεγαλύτερη τιμή. Συνήθως εκφράζεται "επί τοις εκατό" (%) και σύμφωνα με το Σχήμα 21 είναι:

$$C_S = [(I_A - I_B) / I_A] \cdot 100\% \quad (21)$$

όπου I_A και I_B οι εντάσεις πρωτογενούς ακτινοβολίας που διαπερνούν το λεπτό και παχύ τμήμα του αντικειμένου αντίστοιχα. Η αντίθεση θέματος χαρακτηρίζει την αντίθεση (τις διαφορές εντάσεως ακτινοβολίας) της άρατης "εικόνας ακτίνων X" πριν προσβάλει το φιλμ. Για το λόγο αυτό καλείται και αντίθεση ακτινοβολίας (radiation contrast).

Η αντίθεση θέματος εξαρτάται από τις διαφοροποιήσεις των ανατομικών δομών σε πάχος, πυκνότητα και ατομικό αριθμό. Αυτό έχει μεγάλη ακτινοδιαγνωστική σημασία διότι το ανθρώπινο σώμα αποτελείται από ουσίες με διάφορους ατομικούς αριθμούς και πυκνότητες μάζας.



Σχ.21. Ακτινογράφιση αντικειμένου με διαφορετικά πάχη

Η αντίθεση θέματος εξαρτάται και από το ενεργειακό φάσμα της ακτινοβολίας. Σε συνθήκες χαμηλής τάσης η αντίθεση θέματος αυξάνει διότι πληθαίνουν οι φωτοηλεκτρικές αλληλεπιδράσεις, που εξαρτώνται έντονα από τον ατομικό αριθμό. Τέλος, η αντίθεση θέματος εξαρτάται από την παρουσία σκεδαζόμενης ακτινοβολίας. Εάν εκτός από πρωτογενή υπάρχει και σκεδαζόμενη ακτινοβολία έντασης I_S η σχέση (21) παίρνει τη μορφή:

$$C_S = [(I_A + I_S) - (I_B + I_S)] / (I_A + I_S) \cdot 100\% = [(I_A - I_B) / (I_A + I_S)] \cdot 100\% \quad (22)$$

Η "εικόνα ακτίνων X" προσπίπτει στο φιλμ είτε άμεσα, είτε αφού πρώτα μεταλλαχθεί σε ορατή με τη βοήθεια ενισχυτικής πινακίδας. Μετά την εμφάνιση και στερέωση του φιλμ δημιουργείται η ακτινογραφική εικόνα. Η εικόνα αυτή χαρακτηρίζεται από "σημεία" διαφορετικής οπτικής πυκνότητας ανάλογα με την ένταση ακτινοβολίας που έχει προσβάλλει το αντίστοιχο "σημείο". Σαν αντίθεση εικόνας ή ακτινογραφική αντίθεση ή απλά αντίθεση ορίζεται η διαφορά στην οπτική πυκνότητα δύο "σημείων" στο φιλμ. Σύμφωνα με το Σχήμα 21 είναι:

$$C_{im} = D_A - D_B \quad (23)$$

όπου D_A και D_B οι οπτικές πυκνότητες που αντιστοιχούν στο λεπτό και παχύ τμήμα του αντικειμένου αντίστοιχα. Η αντίθεση εικόνας καθορίζεται από την αντίθεση θέματος αλλά και από την αντίθεση (γ) του (συστήματος ενισχυτικής πινακίδας-) φιλμ. Η αντίθεση του φιλμ επιδρά ενισχυτικά στην αντίθεση αντικειμένου (αν $\gamma > 1$) διότι η αντίθεση εικόνας είναι προσεγγιστικά ανάλογη με το γινόμενο της αντίθεσης φιλμ επί την αντίθεση θέματος. Η αντίθεση του φιλμ εξαρτάται από την οπτική πυκνότητα του φιλμ και μεγιστοποιείται στο γραμμικό τμήμα της χαρακτηριστικής καμπύλης (βλ. § 5.5.2). Επομένως, η αντίθεση εικόνας μεγιστοποιείται στην περιοχή εκθέσεων που αντιστοιχούν στο γραμμικό τμήμα της χαρακτηριστικής καμπύλης του συστήματος. Αντίθετα η αντίθεση εικόνας υποβαθμίζεται όταν η έκθεση αντιστοιχεί στα άκρα της χαρακτηριστικής καμπύλης (υπό ή υπερ-έκθεση).

Το ακτινογραφικό φιλμ για να μελετηθεί τοποθετείται μπροστά από διαφανοσκόπιο ομοιογενούς φωτισμού. Το φως που εκπέμπεται από το διαφανοσκόπιο υφίσταται διαφορετική εξασθένηση στα διάφορα "σημεία" του φιλμ. Η διαφορά φωτεινότητας δύο "σημείων" στο φιλμ καλείται αντίθεση φωτεινότητας (luminance contrast) και καθορίζεται από την αντίθεση εικόνας. Για ομοιογενή οπισθοφωτισμό αποδεικνύεται ότι η αντίθεση φωτεινότητας (C_L) είναι ανάλογη της αντίθεσης εικόνας (C_{im}) και πιο συγκεκριμένα 2.3 φορές μεγαλύτερη:

$$C_L = 23 C_{Im}$$

(24)

Η αντίθεση φωτεινότητας εξαρτάται και από τις συνθήκες παρατήρησης του φιλμ.

7.2.2. Υλικά αντίθεσης.

Σε αρκετές περιπτώσεις η αντίθεση θέματος δεν είναι ικανή να δημιουργήσει επιθυμητή ακτινογραφική αντίθεση. Η αντίθεση θέματος μπορεί να βελτιωθεί τεχνητά με τη χρήση κατάλληλων υλικών αντίθεσης (contrast media). Τα υλικά αντίθεσης ή σκιερές ουσίες, διακρίνονται σε δύο μεγάλες κατηγορίες:

(α) Υλικά "αδιαφανή" στην ακτινοβολία (όπως ενώσεις του βαρίου ή του ιωδίου).

(β) Υλικά "διαφανή" στην ακτινοβολία (όπως αέρας, οξυγόνο ή διοξείδιο του άνθρακα).

Για την επιλογή του κατάλληλου υλικού αντίθεσης εξετάζεται πρώτα απ'όλα αν ικανοποιεί τα καθιερωμένα κριτήρια ασφαλείας. Πρέπει να μην έχει τοξικότητα και να προκαλεί παρενέργειες σε όσο το δυνατόν λιγότερους ασθενείς. Να έχει κατάλληλο ιξώδες και σταθερότητα και να είναι αναμίξιμο ή μη, ανάλογα με τις απαιτήσεις της εξέτασης. Τέλος, πρέπει να βελτιώνει σε ικανοποιητικό βαθμό την αντίθεση θέματος.

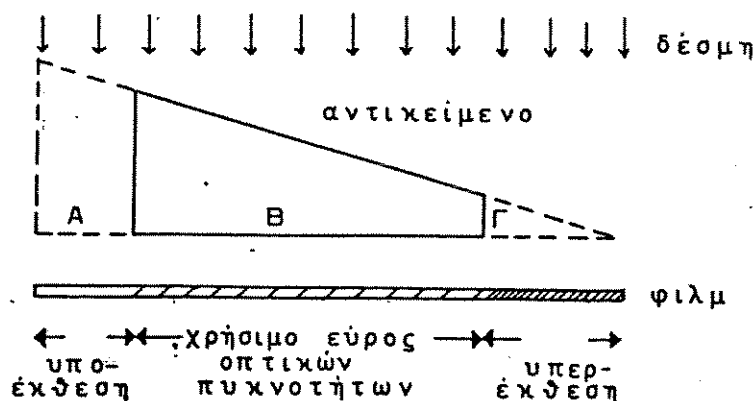
Τα "αδιαφανή" υλικά αντίθεσης παρέχονται στον ασθενή από το στόμα ή με ένεμα ή με ένεση. Μπορούν να πληρώσουν μία περιοχή ή να επιστρώσουν το τοίχωμά της ή να την περιβάλλουν. Ενώσεις του βαρίου χρησιμοποιούνται σε εξετάσεις του οισοφάγου, του στομάχου και του εντέρου. Ενώσεις του ιωδίου χρησιμοποιούνται σε απεικονίσεις νεφρών, των ουρητήρων της κύστης και του κυκλοφοριακού συστήματος. Ενώσεις του βαρίου και του ιωδίου βελτιώνουν με "θετικό" τρόπο την αντίθεση θέματος διότι έχουν πυκνότητα και ατομικό αριθμό μεγαλύτερο από τους ιστούς. Το ιώδιο έχει πυκνότητα $4953 \text{ Kg}\cdot\text{m}^{-3}$ και $z=53$. Το βάριο έχει πυκνότητα $3594 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ και $z=56$. Το βάριο χρησιμοποιείται με την μορφή θειικού βαρίου που έχει πυκνότητα $4500 \text{ Kg}\cdot\text{m}^{-3}$. Οι ατομικοί αριθμοί του οξυγόνου και θείου δεν διαφέρουν σημαντικά από αυτούς των ιστών χι' αυτό και η βελτίωση της αντίθεσης θέματος οφείλεται κυρίως στον υψηλό ατομικό αριθμό του βαρίου.

Τα "διαφανή" υλικά αντίθεσης εγχύονται στον ασθενή και δημιουργούν κοιλότητες γεμάτες αέριο. Βελτιώνουν με "αρνητικό" τρόπο την αντίθεση θέματος διότι έχουν μικρή πυκνότητα μάζας και επομένως οι κοιλότητες που σχηματίζονται διαπερνώνται εύκολα από τη δέση ακτίνων Χ, σε αντίθεση με τους περιβάλλοντες ιστούς.

7.3. Εύρος.

Εστω το ομοιογενές αντικείμενο του Σχήματος 22 με πάχος που μεταβάλλεται από την μηδενική έως μία μέγιστη τιμή. Κατά την ακτινογράφησή του το είδωλο που λαμβάνεται έχει μεγάλο εύρος οπτικών πυκνοτήτων. Η μέγιστη οπτική πυκνότητα αντιστοιχεί στο μηδενικό πάχος αντικειμένου. Οπτικές πυκνότητες ικανές να παράσχουν χρήσιμες ακτινοδιαγνωστικές πληροφορίες είναι αυτές που κείνται στο χρήσιμο εύρος οπτικών πυκνοτήτων δηλαδή, μεταξύ 0.25 και 2.00 (βλ. § 5.5.2). Τμήματα του φιλμ που είναι υποεκτεθειμένα ή υπερεκτεθειμένα δεν συμβάλλουν στην ακτινοδιάγνωση. Για το παράδειγμα του Σχήματος 22 μόνο το τμήμα Β του αντικειμένου θα αποτυπωθεί ικανοποιητικά στο ακτινογραφικό φιλμ. Το εύρος των ανατομικών λεπτομερειών που μπορούν ταυτόχρονα να αποτυπωθούν σε μία ακτινογραφία χαρακτηρίζεται σαν εύρος εικόνας.

Το εύρος εικόνας εξαρτάται από τη χαρακτηριστική καμπύλη του συστήματος ενισχυτικής πινακίδας-φιλμ και ειδικότερα από το εύρος του καθώς και από το ενεργειακό φάσμα της δέσμης ακτίνων Χ. Όσο μεγαλύτερο εύρος έχει το σύστημα ενισχυτική πινακίδα-φιλμ, τόσο μεγαλύτερο εύρος εκθέσεων αντιστοιχούν στο χρήσιμο εύρος οπτικών πυκνοτήτων και επομένως τόσο μεγαλύτερο είναι το εύρος εικόνας. Το εύρος εικόνας αυξάνει και με την αύξηση της υψηλής τάσης της λυχνίας.

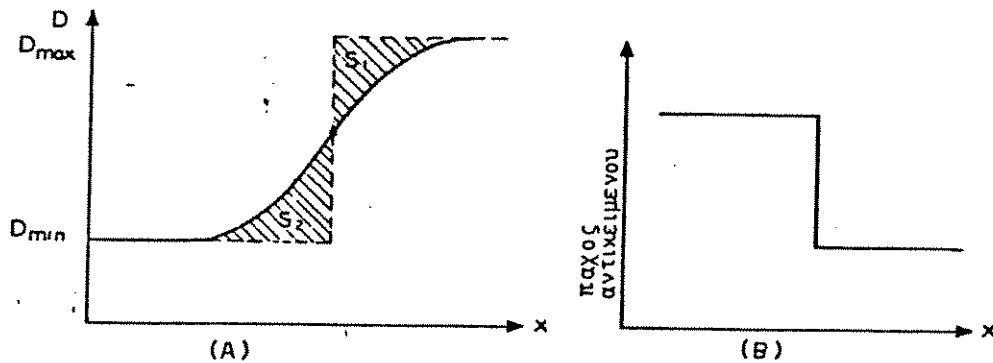


Σχ. 22. Εύρος εικόνας κατά την ακτινογράφιση αντικειμένου.

7.4. Ασάφεια.

Με τον όρο ασάφεια χαρακτηρίζεται η ανικανότητα του ακτινογραφικού συστήματος να αποτυπώνει καθαρά (με σαφήνεια) μία ακμή, δηλαδή μία μικρή αλλά απότομη μεταβολή πάχους. Η ανικανότητα αυτή δείχνεται παραστατικά στο Σχήμα 23. Οι κυριώτερες πηγές-συνιστώσες ασάφειας είναι η ασάφεια αντικειμένου, η γεωμετρική ασάφεια, η ασάφεια κίνησης και η ασάφεια ενισχυτικής πινακίδας. Υπάρχουν και άλλες πηγές ασάφειας που

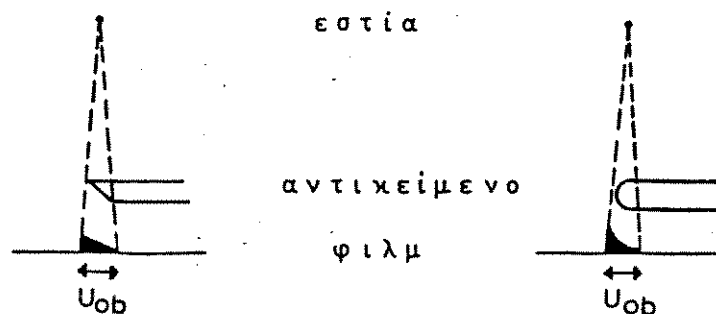
χαρακτηρίζονται σαν δευτερεύουσες αλλά σε ορισμένες περιπτώσεις διαδραματίζουν κυρίαρχο ρόλο. Τέτοιες πηγές-συνιστώσες είναι το φαινόμενο διασταύρωσης, το φαινόμενο άθω και η παράλλαξη. Στις επόμενες παραγράφους θα εξεταστούν οι πηγές-συνιστώσες ασάφειας σε συσχέτιση με τους φυσικογεωμετρικούς παράγοντες που τις επηρεάζουν.



Σχ. 24. Κατανομή οπτικής πυκνότητας σε φιλμ με ενισχυτική πινακίδα (α) κατά την ακτινογράφιση ακμής (β).

7.4.1. Ασάφεια αντικειμένου.

Η ασάφεια αντικειμένου ή απορρόφησης ή ενυπάρχουσα, είναι απόρροια της πομπηλοκότητας της δομής του αντικειμένου (ασθενούς). Εξαρτάται από την πυκνότητα, το σχήμα και τις ιδιότητες απορρόφησης ακτινοβολίας του αντικειμένου. Γίνεται σημαντική κατά την ακτινογράφιση αντικειμένων με άκρα, τριγωνικού ή καμπύλου σχήματος όπως φαίνεται και στα παραδείγματα του Σχήματος 24.



Σχ. 24. Δημιουργία ασάφειας αντικειμένου.

7.4.2. Γεωμετρική ασάφεια.

Το πρόβλημα της γεωμετρικής ασάφειας έχει αναλυθεί σε προηγούμενη παράγραφο (§ 3.4). Υπενθυμίζεται ότι για τη μείωσή της πρέπει να γίνεται η χρήση του μικρότερου δυνατού μεγέθους εστίας, της μέγιστης δυνατής απόστασης εστίας-αντικειμένου και της ελάχιστης δυνατής απόστασης αντικειμένου-φιλμ.

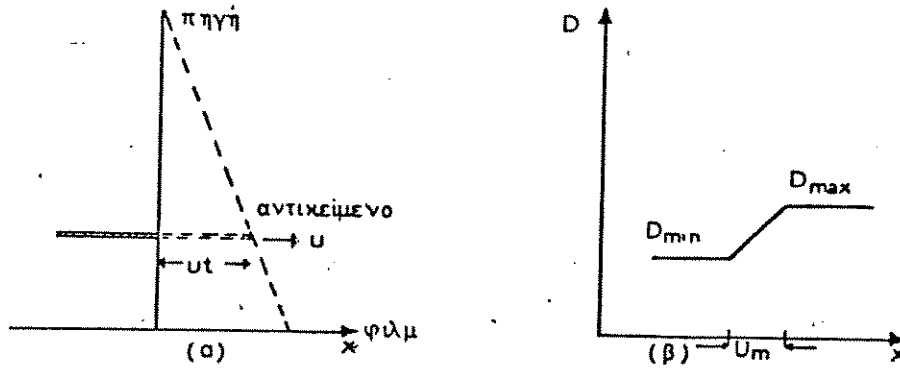
7.4.3. Ασάφεια κίνησης.

Εμφανίζεται στην περίπτωση ύπαρξης σχετικής κίνησης μεταξύ εστίας, αντικειμένου (ασθενούς) και φιλμ. Η σχετική αυτή κίνηση μπορεί να οφείλεται σε μετατόπιση είτε της εστίας είτε του αντικειμένου, είτε του φιλμ. Για την ποσοτική εκτίμηση της ασάφειας κίνησης που οφείλεται στο αντικείμενο ας θεωρηθεί το παράδειγμα του Σχήματος 25. Το αντικείμενο κινείται παράλληλα προς το φιλμ με σταθερή ταχύτητα u . Στο χρονικό διάστημα t της έκθεσης το αντικείμενο θα έχει μετατοπιστεί κατά $u \cdot t$. Η αντίστοιχη μετατόπιση του ειδώλου του άκρου του αντικειμένου θα είναι ίση με το εύρος της ασάφειας κίνησης U_m . Από τα όμοια τρίγωνα που σχηματίζονται προκύπτει:

$$U_m = u \cdot M \cdot t \quad (25)$$

όπου M ο συντελεστής μεγέθυνσης. Σύμφωνα με την (25) κατά την ακτινογράφιση χωρίς μεγέθυνση ($M=1$) η ασάφεια κίνησης ισούται με την απόσταση μετακίνησης του αντικειμένου κατά το χρόνο έκθεσης (για μετατόπιση παράλληλη προς το ανιχνευτικό σύστημα).

Η ασάφεια κίνησης είναι σημαντική κατά την ακτινογράφιση μικρών παιδιών ή κινούμενων εσωτερικών οργάνων του ασθενούς όπως είναι οι πνεύμονες, το στομάχι και η καρδιά. Για την εξάλειψη των κινήσεων των παιδιών και άλλων ασθενών έχουν σχεδιαστεί κατάλληλα εξαρτήματα ακινητοποίησης του ασθενούς. Στην περίπτωση των πνευμόνων χρησιμοποιείται η απλή μέθοδος του ελέγχου της αναπνοής. Σε άλλες όμως περιπτώσεις, όπως στην καρδιακή αγγειογραφία δεν είναι δυνατή η ακινητοποίηση του κινούμενου οργάνου. Η μόνο μέθοδος για τη μείωση της ασάφειας κίνησης είναι η χρήση μικρών χρόνων έκθεσης, ή πιο συγκεκριμένα χρόνων έκθεσης που είναι μικροί συγκρινόμενοι με το χρόνο που απαιτείται για σημαντική μετατόπιση των δομών που ακτινογραφούνται. Η χρήση μικρών χρόνων έκθεσης μειώνει και την ασάφεια κίνησης που προκαλείται από κινήσεις της εστίας ή του ανιχνευτικού συστήματος. Τέτοιες κινήσεις οφείλονται σε δονήσεις της θυκνίας, σε μη κανονική περιστροφή της ανόδου ή σε δονήσεις του κτιρίου από την παρακείμενη κυκλοφορία βαρέων οχημάτων.

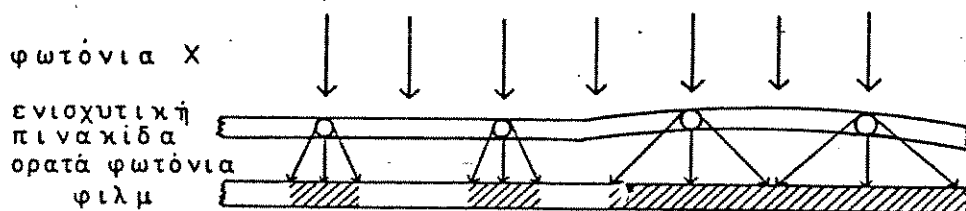


Σχ. 25. (α) Δημιουργία ασάφειας κίνησης (β) Ασάφεια κίνησης στο φιλμ.

7.4.4. Ασάφεια ενισχυτικής πινακίδας.

Οφείλεται στη διάχυση που υφίσταται το ορατό φως που παράγεται μέσα στο στρώμα φθορίζοντος υλικού της ενισχυτικής πινακίδας. Συχνά αναφέρεται και σαν "ασάφεια ανιχνευτικού συστήματος" ή "ασάφεια ενισχυτικής πινακίδας-φιλμ". Η ασάφεια όμως που οφείλεται στο φιλμ είναι αμελητέα συγκρινόμενη με την ασάφεια που οφείλεται στην ενισχυτική πινακίδα. Η ασάφεια ενισχυτικής πινακίδας εξαρτάται από τον τύπο του φθορίζοντος υλικού και το μέγεθος των κρυστάλλων του, το πάχος της ενισχυτικής πινακίδας και την ύπαρξη κατάλληλων χημικών ουσιών που απορροφούν εκλεκτικά τα ορατά φωτόνια που εκπέμπονται υπό μεγάλες γωνίες προς το φιλμ (βλ. § 5.2).

Η ασάφεια ενισχυτικής πινακίδας εξαρτάται σημαντικά από το βαθμό επαφής — ενισχυτικής πινακίδας-φιλμ που προσφέρει η κασέτα. Χαρακτηριστικό είναι το σχήμα 26 στο οποίο δείχνεται σχηματικά ότι στην περιοχή που η επαφή ενισχυτικής πινακίδας-φιλμ δεν είναι ικανοποιητική η ασάφεια ενισχυτικής πινακίδας αυξάνει. Αυτό οφείλεται στη μεγαλύτερη διάχυση που υφίσταται το ορατό φως λόγω της μεγαλύτερης απόστασης ενισχυτικής πινακίδας-φιλμ. Ο βαθμός επαφής έχει ιδιαίτερη σημασία στον καθορισμό της ασάφειας εικόνας διότι η "κακή" επαφή επιδρά ενισχυτικά σε όλες τις συνιστώσες ασάφειας.



Σχ. 26. Παράδειγμα "καλής" και "κακής" επαφής συστήματος ενισχυτικής πινακίδας-φιλμ.

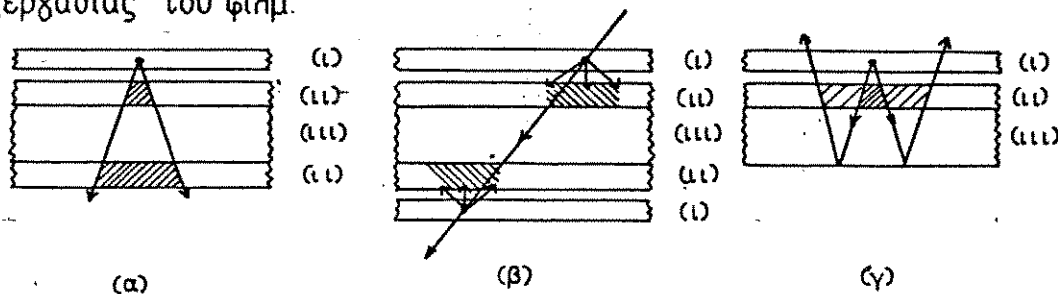
7.4.5. Άλλες πηγές ασάφειας.

Στην ασάφεια εικόνας μπορούν να συμβάλουν και φαινόμενα όπως το διασταυρώσεως, το παράλλαξης και το άλω. Ασάφεια μπορεί να προκληθεί και από τη μη ασυμμετρία σε σύστημα με εμπρός και πίσω ενισχυτική πινακίδα (βλ. § 5.2.1).

(α) *Φαινόμενο διασταυρώσεως* (cross-over ή print through) που εμφανίζεται σε φιλμ διπλού φωτογραφικού χαλακτώματος. Τα ορατά φωτόνια που έχουν παραχθεί στο στρώμα φθορίζοντος υλικού της ενισχυτικής πινακίδας προσβάλλουν και τα δύο στρώματα φωτογραφικού χαλακτώματος του φιλμ. Στο δεύτερο στρώμα, που απέχει μεγαλύτερη απόσταση από την ενισχυτική πινακίδα, τα ορατά φωτόνια έχουν υποστεί μεγαλύτερη διάχυση, όπως φαίνεται στο Σχήμα 27α. Η διάχυση και επομένως η ασάφεια που προκαλείται αυξάνει για μεγάλα πάχη βάσης του φιλμ. Το φαινόμενο διασταυρώσεως είναι έντονο όταν χρησιμοποιούνται ενισχυτικές πινακίδες που εκπέμπουν πράσινο φως. Γενικά το φαινόμενο δεν είναι έντονο σε συστήματα ενισχυτικής πινακίδας-φιλμ που χαρακτηρίζονται από ικανοποιητική φασματική σύζευξη (βλ. § 5.3). Στην περίπτωση αυτή διατίθενται λιγότερα ορατά φωτόνια για το φαινόμενο διασταυρώσεως.

(β) *Φαινόμενο παράλλαξης* που μπορεί να προκληθεί σε φιλμ διπλού φωτογραφικού χαλακτώματος όταν δεν είναι κάθετο προς την κεντρική ακτίνα της δέσμης. Όπως δείχνεται στο Σχήμα 27β λόγω της ακτίνας χ υπάρχει εκπομπή ορατών φωτονίων στην εμπρός και στην πίσω ενισχυτική πινακίδα και δημιουργία αντίστοιχων αμαυρώσεων-ειδώλων στα φωτογραφικά χαλακτώματα του φιλμ. Τα είδωλα αυτά είναι μετατοπισμένα μεταξύ τους ως προς άξονα κάθετο προς την επιφάνεια του φιλμ. Η μετατόπιση αυτή είναι αυξημένη για μεγάλα πάχη βάσης του φιλμ.

(γ) *Φαινόμενο άλω* (halation) που εμφανίζεται σε φιλμ μονού φωτογραφικού χαλακτώματος. Ορατά φωτόνια που εκπέμπονται από την ενισχυτική πινακίδα διαπερνούν το φιλμ και ανακλώμενα επιστρέφουν και επαναπροσβάλλουν το χαλακτώμα (Σχήμα 27γ). Το φαινόμενο αυτό μπορεί να παρεμποδιστεί με επίστρωση της οπίσθιας πλευράς του φιλμ με στρώμα ζελατίνης που περιέχει κατάλληλη ουσία που απορροφά εκλεκτικά τα ορατά φωτόνια στα οποία είναι ευαίσθητο το φωτογραφικό χαλακτώμα. Η ουσία αυτή αποχρωματίζεται ή απομακρύνεται κατά τη διαδικασία επεξεργασίας του φιλμ.



Σχ. 28. (α) Φαινόμενο διασταυρώσεως. (β) Φαινόμενο παράλλαξης και (γ) φαινόμενο άλω. Συμβολισμός: (i) ενισχυτική πινακίδα, (ii) φωτογραφικό χαλακτώμα, (iii) βάση του φιλμ.

7.4.6. Ολική ασάφεια εικόνας.

Η ολική ασάφεια εικόνας εξαρτάται απ' όλες τις επιμέρους συνιστώσες ασάφειας. Για την ποσοτική εκτίμηση της ολικής ασάφειας έχουν δοθεί διάφορες σχέσεις αλλά η περισσότερο αποδεκτή είναι:

$$U_t = [U_{ob}^2 + U_g^2 + U_m^2 + U_s^2]^{1/2} \quad (26)$$

Αυτή η μη γραμμική εξάρτηση συνεπάγεται ότι η ολική ασάφεια εικόνας καθορίζεται από τη συνιστώσα ασάφειας με τη μεγαλύτερη τιμή. Πράγματι, έστω ότι σε μία ακτινογραφική εικόνα οι επιμέρους συνιστώσες ασάφειας είναι: $U_{ob} = 0.9$ mm, $U_g = 2.4$ mm, $U_m = 0.5$ mm και $U_s = 0.7$ mm. Σύμφωνα με τη σχέση (26) η ολική ασάφεια εικόνας θα είναι $U_t = 2.7$ mm. Επομένως, κατά την ακτινογράφιση πρέπει να επισημαίνεται η κυριώτερη πηγή-συνιστώσα ασάφειας και να καταβάλλεται προσπάθεια περιορισμού της. Προσπάθειες για τη μείωση των άλλων συνιστωσών ασάφειας δεν θα έχουν πρακτικό αποτέλεσμα διότι δεν θα συμβάλλουν στη μείωση της ολικής ασάφειας εικόνας.

7.5. Ανεπιθύμητες πληροφορίες και θόρυβος.

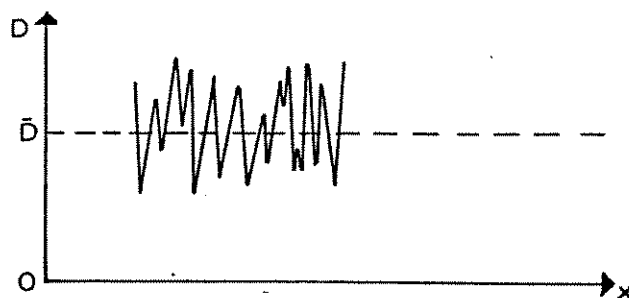
Η παρουσία στην ακτινογραφική εικόνα ανεπιθύμητων πληροφοριών και ακτινογραφικού θορύβου χαρακτηρίζεται γενικά σαν "θόρυβος" και δυσχεραίνει σημαντικά την άντληση διαγνωστικών πληροφοριών.

7.5.1. Θόρυβος δομής.

Συχνά η αρχιτεκτονική των δομών του αντικειμένου (ασθενούς) αποτελεί εμπόδιο στη λήψη πληροφοριών από κάποια συγκεκριμένη δομή ή προσθέτει ανεπιθύμητες εικόνες-πληροφορίες. Οι ανεπιθύμητες αυτές πληροφορίες χαρακτηρίζονται γενικά σαν θόρυβος δομής. Χαρακτηριστικό παράδειγμα θορύβου δομής αποτελεί η απεικόνιση των οστέινων πλευρών κατά την ακτινογράφιση των πνευμόνων. Μπορεί να εξαλειφθεί είτε με επιλογή κατάλληλης τάσης (π.χ. υψηλή σχετικά τάση 150 kVp κατά την ακτινογράφιση πνευμόνων), είτε με χρήση ειδικής τεχνικής (π.χ. τοποθέτηση του αντικειμένου σε απόσταση από την κεντρική ακτίνα της δέσμης ή τομογραφίας).

7.5.2. Ακτινογραφικός θόρυβος.

Ο ακτινογραφικός θόρυβος (radiographic mottle) οφείλεται στην αδυναμία του συστήματος ενισχυτικής πινακίδας-φιλμ να απεικονίσει ομοιογενώς μία μακροσκοπικά ομοιογενή δέσμη ακτίνων Χ, όπως δείχνεται στο σχήμα 28. Επιδρά κυρίως στην ικανότητα απεικόνισης λεπτομερειών χαμηλής αντίθεσης. Στο παρελθόν ο ακτινογραφικός θόρυβος εθεωρείτο δευτερεύον χαρακτηριστικό και δεν ελαμβάνετο υπόψη. Η ανάπτυξη και καθιέρωση πολύ ευαίσθητων συστημάτων ενισχυτικής πινακίδας-φιλμ συνέβαλλε σε αναθεώρηση αυτής της αντίληψης, διότι ο ακτινογραφικός θόρυβος αναδεικνύεται συχνά σε κύριο παράγοντα υποβάθμισης της ποιότητας της εικόνας. Ο ακτινογραφικός θόρυβος είναι στατιστικής φύσεως και χαρακτηρίζεται από δύο βασικά μεγέθη, την ένταση και τη χωρική του συχνότητα ("αδρότητα"). Οι κύριες συνιστώσες του είναι ο κβαντικός θόρυβος, ο θόρυβος ενισχυτικής πινακίδας και ο θόρυβος κόκκων του φιλμ.



Σχ.28. Κατανομή οπτικής πυκνότητας σε φιλμ που έχει εκτεθεί σε μακροσκοπικά ομοιογενή δέσμη ακτίνων Χ.

7.6. Συνθήκες παρατήρησης.

Το τελικό στάδιο μίας ακτινογραφικής εξέτασης είναι η παρατήρηση-μελέτη της ακτινογραφικής εικόνας και η άντληση απ'αυτήν όλων των απαραίτητων ακτινοδιαγνωστικών πληροφοριών. Το στάδιο αυτό είναι ίσως το πιο περίπλοκο απ' όλα τα στάδια της ακτινοδιαγνωστικής διαδικασίας διότι εξαρτάται πρώτα απ' όλα από φυσιολογικά και ψυχολογικά χαρακτηριστικά του παρατηρητή. Εξαρτάται από τα χαρακτηριστικά απόκρισης του οφθαλμού του, την εκπαίδευση και εμπειρία του, την αναγνώριση προτύπων (pattern recognition) και την ανάκληση και συσχέτιση πληροφοριών. Η ποιότητα της παρατηρούμενης ακτινογραφικής εικόνας εξαρτάται και από τις συνθήκες παρατήρησής της. Πιο συγκεκριμένα εξαρτάται από: (α) Τη φωτεινότητα του διαφανοσκοπίου που πρέπει να έχει ομοιογένεια, κατάλληλη ένταση και κατάλληλη φασματική εκπομπή. Ο φωτισμός σε μπλε-λευκό είναι γενικά αποδεκτός. Εάν ο φωτισμός

είναι πολύ έντονος ή αδύναμος η ακτινογραφική εικόνα θα παρουσιάζεται σαν υποεκτεθειμένη ή υπερεκτεθειμένη αντίστοιχα. Για τη μελέτη υπερεκτεθειμένων τμημάτων της ακτινογραφικής εικόνας είναι χρήσιμο ένα διαφανοσκόπιο έντονης ή αυξομειούμενης φωτεινότητας. (β) Τις συνθήκες φωτισμού του περιβάλλοντος χώρου. Οσον αφορά το φωτισμό δωματίου πρέπει να μην είναι υψηλός και να μην υπάρχουν στο δωμάτιο εστίες έντονου φωτισμού ή αντικείμενα που προκαλούν έντονες φωτεινές ανακλάσεις. Οσον αφορά το άμεσο περιβάλλον του τμήματος υψηλού ενδιαφέροντος του φιλμ, εμφανίζονται δύο προβλήματα: Πρώτον, επειδή οι διαστάσεις του φιλμ είναι συνήθως μικρότερες από τις διαστάσεις του διαφανοσκοπίου, το φιλμ περιβάλλεται από έντονο φωτισμό που δυσχεραίνει την παρατήρηση. Αυτό αντιμετωπίζεται με κάλυψη της επιφάνειας αυτής με αδιαφανές υλικό. Δεύτερον, κατά την παρατήρηση ενός τμήματος του φιλμ υπάρχουν χειτονικά τμήματα που ο φωτισμός τους δυσχεραίνει την παρατήρηση. Το πρόβλημα γίνεται πιο εμφανές όταν τα χειτονικά τμήματα είναι μικρότερης οπτικής πυκνότητας από το τμήμα παρατήρησης. Το πρόβλημα αυτό αντιμετωπίζεται με ανάλογο τρόπο δηλαδή με χρήση αδιαφανούς υλικού. (γ) Την τεχνική παρατήρησης της ακτινογραφικής εικόνας. Φυσικά κάθε ακτινολόγος αναπτύσσει και προσαρμόζει στις απαιτήσεις και ικανότητές του μία κατάλληλη τεχνική. Υπάρχουν όμως μερικά ζητήματα που μπορούν να αναφερθούν. Ιδιαίτερη σημασία έχει η απόσταση παρατηρητή-φιλμ. Σε αρκετές περιπτώσεις βοηθάει η παρατήρηση του φιλμ από διάφορες αποστάσεις καθώς και η οπτική σάρωση του φιλμ. Σημαντική είναι η γωνία παρατήρησης του φιλμ. Κατά την παρατήρηση φιλμ διπλού φωτογραφικού χαλακτώματος υπό γωνία, μπορεί να προκληθεί ασάφεια λόγω παράλληλης. Τέλος, η άντληση ακτινοδιαγνωστικών πληροφοριών μπορεί να διευκολυνθεί με την κατάλληλη χρήση βοηθητικών εξαρτημάτων όπως μεγεθυντικό φακό, οπτικό κύλινδρο και μετρητική κλίμακα.

