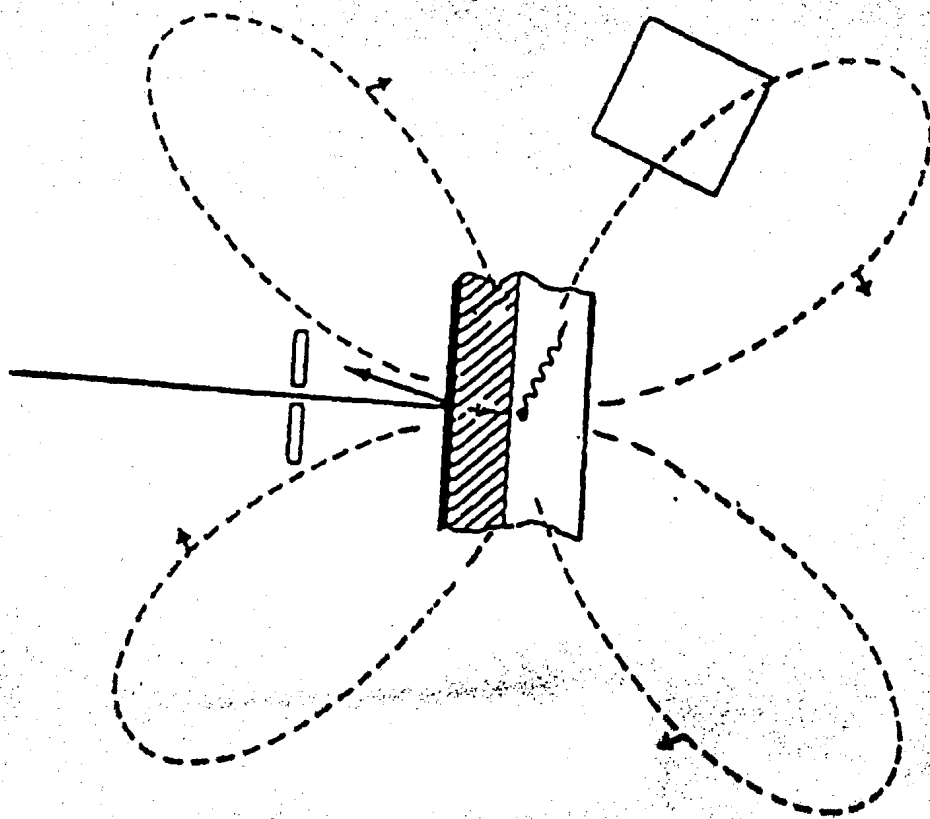


Αθηνά Πάκου

πειραματικές μέθοδοι στην πυρηνική φυσική

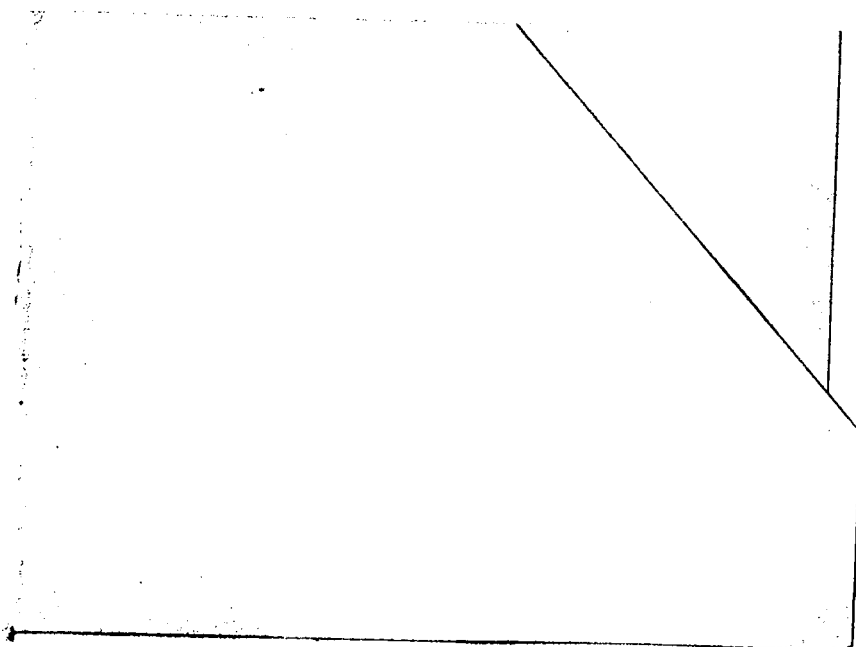


Φ.Α.

ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟΥ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ



026000073952



**Πειραματικές μέθοδοι
στην πυρηνική φυσική**

918/03



539.7

ΠΑΚ



πειραματικές μέθοδοι στην πυρηνική φυσική

Αθηνά Πάκου

Αναπλ. Καθηγήτρια, Πανεπιστημίου Ιωαννίνων

Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων, 1999



στους γονείς μου Πηνελόπη και Ανδρέα



ΕΙΣΑΓΩΓΗ

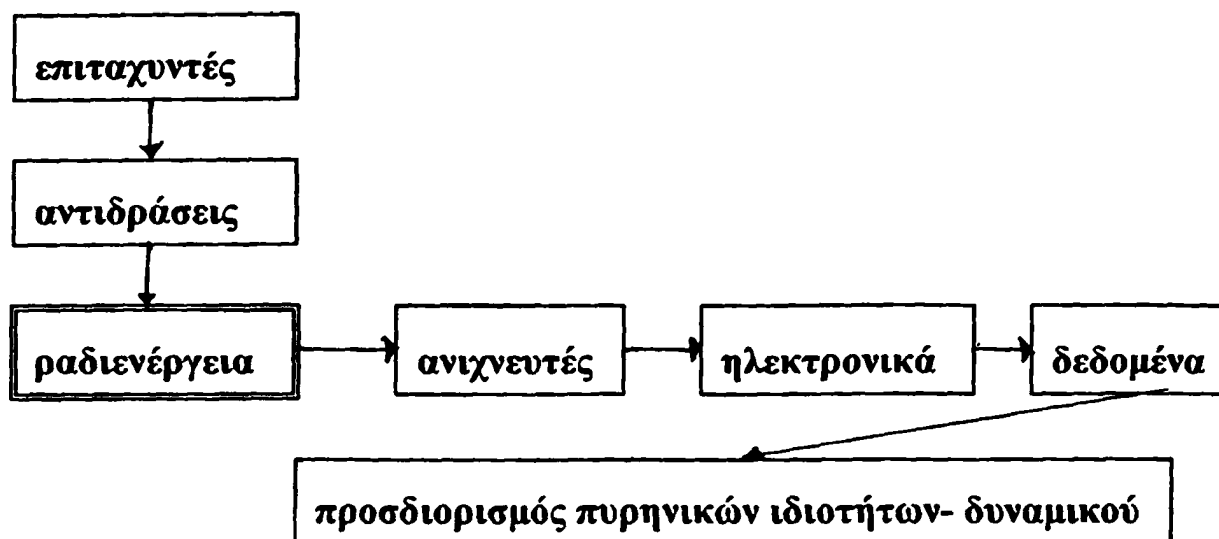
Η κεντρική ύλη του συγγράμματος προέρχεται από Σημειώσεις των παραδόσεων μου στο μάθημα " Πειραματικές Μέθοδοι στην Πυρηνική Φυσική". Απευθύνεται δε, σε προπτυχιακούς φοιτητές με κάποιες γνώσεις πάνω σε θέματα Σύγχρονης Φυσικής.

Η διαμόρφωση της ύλης είχε δυναμικό χαρακτήρα και πραγματοποιήθηκε στην διάρκεια μίας πενταετίας ! Σημαντικό ρόλο σε διάφορες αλλαγές έπαιξε η αλληλεπίδραση που είχα με τους φοιτητές μου, τους οποίους αισθάνομαι την ανάγκη να ευχαριστήσω. Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω τον μεταπτυχιακό φοιτητή Α. Λαγογιάννη, ο οποίος διάβασε προσεκτικά το βιβλίο αυτό. Ορισμένες αλλαγές οι οποίες σχετίζονται με τα σύγχρονα ανιχνευτικά συστήματα (παρ.5.4, 5.5) και την πειραματική μεθοδολογία (κεφ.9), ανέβασαν κάπως το επίπεδο της ύλης, θεωρήθηκαν όμως αναγκαίες ώστε να κρατούν το ενδιαφέρον φοιτητών, που θα αποτελέσουν τον κορμό των μελλοντικών μας επιστημόνων - ερευνητών.

Η μοναδικότητα και σπουδαιότητα του πυρήνα στην επιστήμη είναι πια προφανής. Εν τούτοις η έρευνα πάνω στον πυρήνα αποτέλεσε και αποτελεί μία πολύ δύσκολη διεργασία. Αυτό συμβαίνει γιατί ο πυρήνας αναπαριστά ένα κβαντισμένο σύστημα με βαθμούς ελευθερίας που είναι πολυάριθμοι για μία λεπτομερή μικροσκοπική περιγραφή και συγχρόνως όχι αρκετοί για μία μακροσκοπική προσέγγιση. Η δυσκολία αυτή δεν μπορεί παρά να αντανακλάται και στο περιορισμένο αυτό



σύγγραμμα. Για την διευκόλυνση των φοιτητών ακολουθείται το παρακάτω λογικό διάγραμμα



Στο διάγραμμα αυτό διακρίνονται δύο κλάδοι. Ο οριζόντιος κλάδος θα μπορούσε να αναφέρεται στην παλαιά Πυρηνική Φυσική. Ως γνωστόν, η πυρηνική φασματοσκοπία ξεκίνησε σχεδόν πριν από 100 χρόνια, για να μελετήσει την υπάρχουσα αστάθεια σε ορισμένα στοιχεία. Έτσι είναι συνυφασμένη με την ακτινοβολία α-β-γ την εκπεμπόμενη δηλαδή ακτινοβολία από ραδιενεργά υλικά (αυθόρμητες διασπάσεις). Η συνεισφορά στην πυρηνική δομή, φασματοσκοπικών μελετών μέσω ραδιενεργών υλικών είναι μεγάλη. Εν τούτοις το εύρος των μελετών αυτών είναι από τη φύση τους περιορισμένο. Η ταχεία ανάπτυξη τις τελευταίες τρεις δεκαετίες, στον προσδιορισμό πυρηνικών ιδιοτήτων και στον προσδιορισμό του πυρηνικού δυναμικού συνδέεται άμεσα α) με την ανάπτυξη της τεχνολογίας των επιταχυντών - κατακόρυφος κλάδος στο λογικό



διάγραμμα και β) με την ανάπτυξη νέων τεχνικών ανίχνευσης.

Αναλυτικότερα, το βιβλίο αυτό περιλαμβάνει κατ' αρχάς ορισμένα στοιχεία σχετικά με τις πυρηνικές διασπάσεις (κεφ. 1), μία μικρή εισαγωγή στις πυρηνικές αντιδράσεις (κεφ. 2) και συνεχίζει με τους επιταχυντές (κεφ. 3) μέσω των οποίων μπορούμε να δημιουργήσουμε αντιδράσεις και να πάρουμε έτσι πυρήνες σε καταστάσεις που παρουσιάζουν ερευνητικό ενδιαφέρον. Ακολουθούν γενικά στοιχεία πάνω στην αλληλεπίδραση ακτινοβολίας με την ύλη (κεφ. 4) που θα βοηθήσουν στην κατανόηση της ανίχνευσης της ραδιενέργειας. Τέλος περιγράφεται α) ο τρόπος ανίχνευσης συλλογής και ανάλυσης πειραματικών δεδομένων (κεφ.5 - 8) και β) οι μέθοδοι προσδιορισμού ορισμένων πυρηνικών ιδιοτήτων και του πυρηνικού δυναμικού (κεφ. 9).

Στο σύγγραμμα αυτό αναφέρονται περιληπτικά τα εργαλεία που χρησιμοποιεί η πυρηνική φασματοσκοπία είτε αυτά είναι ο τρόπος είτε το μέσο στην διερεύνηση του πυρήνα. Ο αναγνώστης που θέλει να ενημερωθεί σε περισσότερο πλάτος και βάθος επί του θέματος είναι καλό να ανατρέξει στα συγγράμματα που αναφέρονται στο τέλος αυτού του βιβλίου.



περιεχομενα

κεφαλαιο 1.	πυρηνικη ασταθεια	1
	1.1 Γενικά	1
	1.1.1 Ακτινοβολία α	2
	1.1.2 Ακτινοβολία β	4
	1.1.3 Ακτινοβολία γ	5
	1.1.4 Αυθόρμητη Σχάση	6
	1.2 Νόμοι Πυρηνικής Αστάθειας	6
	1.3 Μονάδες ραδιενέργειας	8
κεφαλαιο 2.	πυρηνικες αντιδρασεις	9
	2.1 Ολική ενεργός διατομή	15
	2.2 Κινηματική αντιδράσεων	17
	2.3 Διέγερση Coulomb	20
κεφαλαιο 3.	επιταχυντες	22
	3.1 Ηλεκτροστατικοί Επιταχυντές	23
	3.2 Επαναληπτικοί Επιταχυντές	33
	3.3 Επιταχυντές στην Ευρώπη σήμερα	39
κεφαλαιο 4.	αλληλεπιδραση ακτινοβολιας με την υλη	42
	4.1 Αλληλεπίδραση ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας με την ύλη	42
	4.1.1 Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο	42
	4.1.2 Φαινόμενο Compton	43
	4.1.3 Δίδυμη γένεση	44
	4.2 Αλληλεπίδραση φορτισμένων σωματίων με την ύλη	48
	4.2.1 Αλληλεπίδραση πρωτονίων με την ύλη	50
	4.2.2 Αλληλεπίδραση βαρέων ιόντων με την ύλη	55
	4.2.3 Αλληλεπίδραση ηλεκτρονίων με την ύλη	58
	4.2.4 Μονάδες ισχύος ανάσχεσης	60



κεφαλαιο 5	ανιχνευτες	61
	5.1 Ανιχνευτές αερίου	66
	5.1.1 Πολυσυρματικός Αναλογικός Θάλαμος	69
	5.1.2 Θάλαμος Ολίσθησης	70
	5.2 Σπινθηριστές	72
	5.3 Ανιχνευτές ημιαγωγού ή στερεάς κατάστασης	77
	5.4 Πολυσυτήματα ανιχνευτών ακτίνων γ	85
	5.4.1 Κρυσταλλικές σφαίρες	86
	5.4.2 Προσθετικά φασματόμετρα	93
	5.4.3 Φίλτρα πολλαπλότητας	95
	5.5 Φασματόμετρα ηλεκτρονίων	98
	5.5.1 Μαγνητικοί φασματογράφοι για ανάλυση ορμής	98
	5.5.2 Συστήματα μεταφοράς ηλεκτρονίων	100
	5.6 Φασματόμετρα μάζας	102
κεφαλαιο 6	ηλεκτρονική επεξεργασία σημάτων	105
	6.1 Προενισχυτής	107
	6.2 Φασματοσκοπικοί ενισχυτές	109
	6.3 Διευκρινιστές	112
	6.4 Χρονισμός-Χρονική σύμπτωση-Μονάδα TAC	115
	6.5 Καταγραφή πυρηνικών γεγονότων	117
	6.6 Πρότυπο NIM	120
	6.7 Σύστημα CAMAC	122
κεφαλαιο 7	φασματοσκοπία	124
	7.1 Φασματοσκοπία γ	124
	7.1.1 Μορφή φασμάτων γ	124
	7.1.2 Φάσματα γ με βελτίωση Compton	131
	7.1.3 Επιλογή μάσκας	136
	7.1.3 Φασματική ανάλυση	138
	7.2 Φασματοσκοπία β	141



	7.3 Φασματοσκοπία φορτισμένων σωματίων	143
	7.4 Φασματοσκοπία ουδετερονίων	143
κεφαλαιο 8	μαθηματική επεξεργασία γεγονοτων	149
	8.1 Πειραματικές διακυμάνσεις στην Πυρηνική Φυσική	149
	8.2 Προσαρμογή πειραματικών δεδομένων στη θεωρία	151
κεφαλαιο 9	πειραματικες μεθοδοι	155
	9.1 Μέτρηση γωνιακών κατανομών-συσχετίσεων ακτινοβολίας γ.	155
	9.2 Χρόνοι ζωής	163
	9.2.1 Μέθοδος χρονισμού	166
	9.2.2 Μέθοδος μεταβαλομένων αποστάσεων	167
	9.3.2 Μέθοδος απόσβεσης	171
	9.3 Μαγνητικές ροπές	173
	9.3.1 Μετρήσεις μαγνητικών ροπών με μεταβατικά πεδία	174
	9.4 Ελαστική Σκέδαση-Πυρηνικό Δυναμικό	181
	9.5 Αντιδράσεις Σύντηξης-Πυρηνικό Δυναμικό	185



1. ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΑΣΤΑΘΕΙΑ

1.1 Γενικά

Η ισχυρή αλληλεπίδραση (πυρηνικές δυνάμεις) είναι ουσιαστικά υπεύθυνη για τη σταθερότητα ενός συστήματος A νουκλεονίων. Εξάλλου από εμπειρικές παρατηρήσεις είναι γνωστό ότι στους πυρήνες μέχρι την περιοχή του ασβεστίου, $A = 40$, η πυρηνική σταθερότητα εξασφαλίζεται για ίσο αριθμό πρωτονίων-νετρονίων. Για βαρύτερους πυρήνες οι δυνάμεις Coulomb αρχίζουν να γίνονται σημαντικές οπότε και απαιτείται μεγαλύτερος αριθμός ουδετερονίων έναντι του αριθμού πρωτονίων στη δημιουργία ενός σταθερού συστήματος.

Η παρουσίαση σταθερών - ασταθών πυρήνων γίνεται συνήθως μέσω του χάρτη Segré, τμήμα του οποίου φαίνεται στο Σχήμα 1. Κάθε πυρήνας αναπαρίσταται με ένα κύκλο σε μία γραφική παράσταση του ατομικού αριθμού Z , συναρτήσει του αριθμού νετρονίων N . Οι σταθεροί πυρήνες, σκιασμένοι κύκλοι, καταλαμβάνουν την κεντρική ζώνη του χάρτη (διαγώνιος μέχρι $Z=20$, $A=40$), ενώ κάτω και επάνω από τη ζώνη αυτή βρίσκονται ασταθείς πυρήνες σε ακτινοβολία β^- και β^+ αντίστοιχα (ανοιχτοί κύκλοι). Πυρήνες με μαζικό αριθμό πάνω από 150 δεν επιτυγχάνουν να διατηρήσουν τη σταθερότητα τους με οποιοδήποτε συνδυασμό νουκλεονίων και είναι ασταθείς εκτός από ακτινοβολία β και σε ακτινοβολία α . Εξάλλου όταν οι χρόνοι ζωής των νουκλιδίων αυτών είναι επαρκώς μεγάλοι για ακτινοβολία α , β , τότε παρουσιάζουν αστάθεια ως προς σχάση. Οι οριακές γραμμές που υπάρχουν πάνω και κάτω από τους ασταθείς πυρήνες, γνωστές ως συνοριακές γραμμές (drip lines), αποτελούν τα σύνορα πέρα των οποίων δεν υπάρχουν πυρηνικές καταστάσεις είτε σε δέσμια μορφή είτε σε μορφή συντονισμών. Μέσα και κοντά στα όρια



αυτά υπάρχουν πυρήνες πλούσιοι σε νετρόνια ή πρωτόνια γνωστοί ως πυρήνες με νετρονιακό ή πρωτονιακό φλοιό (proton-neutron skin) ή πυρήνες με άλο (halo). Οι περισσότερες καταστάσεις αυτής της μορφής είναι καταστάσεις συντονισμών.

1.1.1 Ακτινοβολία α

Η ακτινοβολία α είναι σωμάτια He αποτελούμενα από δύο πρωτόνια και δύο νετρόνια. Αποβάλλονται από ένα πυρήνα μέσω του φαινομένου της σήραγγος όταν η ενέργεια διαχωρισμού, S_α έχει αρνητική τιμή.

$$S_\alpha = M(A, Z) - M(A-4, Z-2) - M(4, 2) < 0 \quad (1)$$

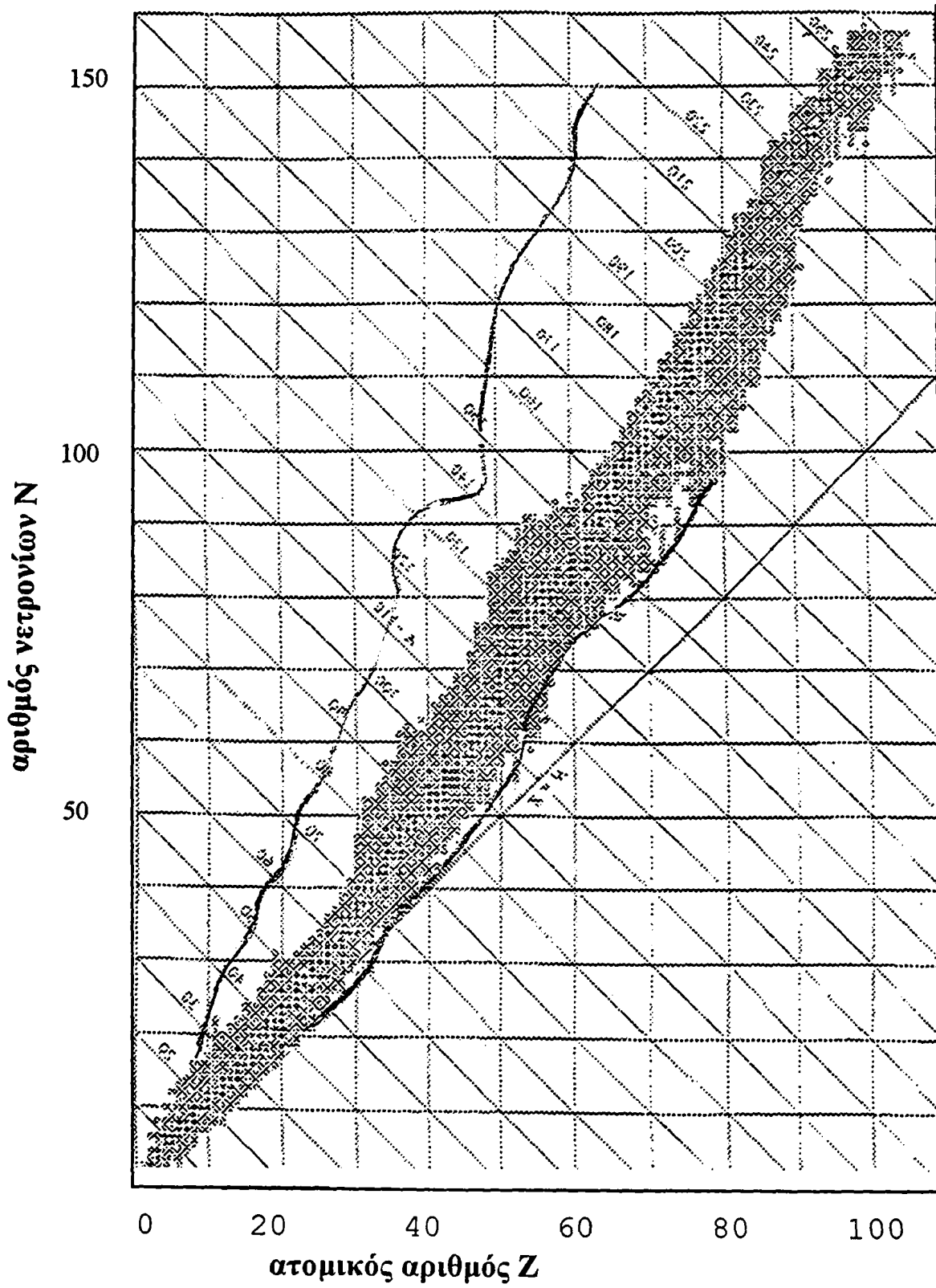
όπου $M(A, Z)$, $M(A-4, Z-2)$, $M(4, 2)$ είναι οι μάζες του αρχικού πυρήνα, του θυγατρικού και του σωματίου α αντίστοιχα. Τα φάσματα που παρουσιάζει η ακτινοβολία α είναι διακριτά φάσματα, δηλαδή τα σωμάτια α ανιχνεύονται σε συγκεκριμένες ενέργειες.

Πηγές σωματίων α που χρησιμοποιούνται στο εργαστήριο για βαθμονομήσεις, δίνονται στον Πίνακα 1.

Πίνακας 1. Χαρακτηριστικά πηγών σωματίων α

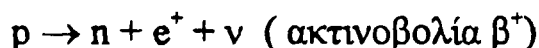
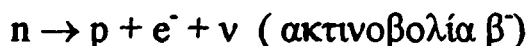
πυρήνας	χρόνος ζωής	ενέργεια (MeV)
^{244}Am	433 d	5.486, 5.443
^{210}Po	138 d	5.305
^{242}Cm	163 d	6.113, 6.070

Σχήμα 1. Χάρτης Segré



1.1.2 Ακτινοβολία β

Η ακτινοβολία β, δηλαδή ακτινοβολία ηλεκτρονίων - ποζιτρονίων, προκαλείται μέσω της ασθενούς αλληλεπίδρασης λόγω της οποίας πραγματοποιούνται οι παρακάτω μεταστοιχειώσεις



Τα χαρακτηριστικά της ακτινοβολίας β είναι τα ακόλουθα.

α) Τα φάσματα β που συλλέγονται είναι συνεχή, δηλαδή οι ενέργειες τους βρίσκονται σε ένα εύρος τιμών, σε αντίθεση με αυτά της ακτινοβολίας α. Αυτό συμβαίνει γιατί στην ακτινοβολία β, η ενέργεια και η ορμή μοιράζονται μεταξύ δύο ελαφρών σωματίων, ενός ηλεκτρονίου (ποζιτρονίου) και ενός αντινετρίνου (νετρίνου).

β) Κατά την ακτινοβολία β, οι θυγατρικοί πυρήνες που δημιουργούνται έχουν τον ίδιο μαζικό αριθμό με τους πατρικούς πυρήνες, διαφέρουν όμως στον ατομικό τους αριθμό.

Πίνακας 2. : Πηγές ακτίνων β

πηγή	^{204}Tl	^{147}Pm	^{99}Tc	^{90}Sr	^{33}P
τ	3.81y	2.62y	2.12E15y	27.7y	24.4d
πηγή	^{36}Cl	^{14}C	^3H	^{63}Ni	^{35}S
τ	3.08E15y	5730y	12.26y	92y	87.9d

Πηγές ακτίνων β που οδηγούν στη βασική κατάσταση του θυγατρικού πυρήνα δίνονται στον Πίνακα 2. Εξάλλου στις



περισσότερες πηγές ακτίνων β η μεταστοιχείωση οδηγεί σε διεγερμένες καταστάσεις του θυγατρικού πυρήνα που αποδιεγείρονται στη βασική κατάσταση με ακτινοβολία γ .

1.1.3 Ακτινοβολία γ

Οι πυρήνες όπως και τα άτομα είναι κβαντικά συστήματα που υπάρχουν σε συγκεκριμένες καταστάσεις με χαρακτηριστικές ιδιοτιμές ενέργειας, σπιν και πάριτυ. **Βασική κατάσταση**, είναι εκείνη η κατάσταση του πυρήνα στην οποία η κίνηση των νουκλεονίων αποδίδει στο σύστημα τη μικρότερη ενέργεια. Η κίνηση των νουκλεονίων όμως μπορεί να αλλάξει κάτω από ορισμένες συνθήκες (πυρηνικές αντιδράσεις, αυθόρμητες διασπάσεις) οπότε ο πυρήνας αποκτά πρόσθετη ενέργεια και βρίσκεται πλέον σε **διεγερμένη κατάσταση**. Στη συνέχεια η πρόσθετη αυτή ενέργεια αποβάλλεται έξω από το σύστημα και ο πυρήνας επανέρχεται στη βασική του κατάσταση. Αποδιεγείρεται όπως λέμε μέσω **ακτινοβολίας γ** .

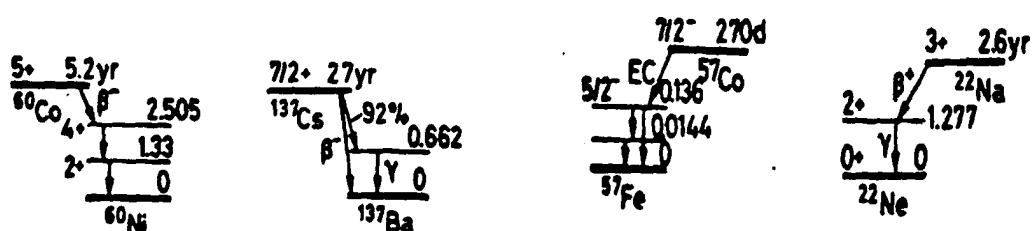
Η ακτινοβολία γ είναι φωτόνια, δηλαδή ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία μήκους κύματος 10^{-11}m . Σε συναγωνισμό με την ακτινοβολία γ βρίσκεται η **εσωτερική μετατροπή** όπου η επιπλέον ενέργεια δίνεται σε ένα ατομικό ηλεκτρόνιο το οποίο και εκδιώκεται εκτός του συστήματος. Τα φάσματα ακτινοβολίας γ και εσωτερικής μετατροπής είναι διακριτά.

Πηγές ακτίνων γ που χρησιμοποιούνται στο εργαστήριο για βαθμονομήσεις είναι πηγές κατ'αρχάς ασταθείς σε ακτινοβολία β . Κατά τη μεταστοιχείωση β όμως τροφοδοτούνται διεγερμένες καταστάσεις του θυγατρικού πυρήνα, με αποτέλεσμα κατά την αποδιέγερση τους να αποβάλλεται ακτινοβολία γ . Συνηθισμένες πηγές είναι οι πηγές ^{22}Na , ^{57}Co , ^{60}Co , ^{137}Cs , ενεργειακά διαγράμματα των οποίων φαίνονται στο



Σχήμα 2. Εξάλλου πηγή ακτίνων γ με ενέργεια 511 KeV μπορεί να δημιουργηθεί με την εξαύλωση ποζιτρονίου-ηλεκτρονίου. Για το λόγο αυτό μία πηγή β όπως η ^{22}Na περιβάλλεται με κατάλληλο υλικό όπου τα παραγώμενα ποζιτρόνια εξαυλώνονται με παρακείμενα ηλεκτρόνια και δημιουργούν έτσι δύο φωτόνια με ενέργεια 511 keV κινούμενα σε αντίθετες διευθύνσεις.

Σχήμα 2 : Ενεργειακά διαγράμματα πηγών ακτίνων γ



1.1.4 Αυθόρμητη Σχάση

Μία άλλη μορφή αστάθειας είναι η αυθόρμητη σχάση κατά την οποία ένας βαρύς πυρήνας σπάει σε δύο ή περισσότερα κομμάτια συν μερικά νετρόνια. Οι νέοι πυρήνες που δημιουργούνται με τον τρόπο αυτό είναι επιρρεπείς σε ακτινοβολία β μέσω της οποίας οδηγούνται σε σταθερότερα στοιχεία.

1.2 ΝΟΜΟΙ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΑΣΤΑΘΕΙΑΣ

Ο βαθμός σταθερότητας ενός πυρηνικού συστήματος καθορίζεται από τον νόμο :

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad (2)$$

γνωστό ως νόμο ραδιενεργών διασπάσεων, όπου N είναι ο αριθμός των πυρήνων ενός στατιστικού συστήματος όμοιων ασταθών πυρήνων με πιθανότητα αποδιέγερσης λ , και ρυθμό αποδιέγερσης dN/dt . Η ολοκλήρωση της εξίσωσης (2) δίνει τον αριθμό των πυρήνων $N(t)$ σε κάποια χρονική στιγμή t

$$N(t) = N(0)e^{-\lambda t} \quad (3)$$

Εξάλλου ο μέσος χρόνος ζωής τ , ορίζεται ως

$$\tau = 1/\lambda \quad (4)$$

και είναι ο χρόνος μέσα στον οποίο έχουν αποδιεγερθεί $1-1/e$ πυρήνες δηλαδή ένα ποσοστό 63 % από τους αρχικούς πυρήνες. Ο χρόνος ημιζωής $T_{1/2}$, είναι ο χρόνος μέσα στον οποίο αποδιηγείρονται μισοί από τους αρχικούς πυρήνες. Ισχύει, $T_{1/2} = 0.693 \tau$.

Ο νόμος ραδιενεργών διασπάσεων, Σχέση (2), μπορεί να εφαρμοστεί σε μία αλυσίδα αποδιεγέρσεων που συναντάται συχνά στα φυσικά ραδιενεργά ως ακολούθως (περίπτωση $A \rightarrow B \rightarrow C$)

$$\begin{aligned} dN_a/dt &= -\lambda_a N_a \\ dN_b/dt &= \lambda_a N_a - \lambda_b N_b \\ dN_c/dt &= \lambda_b N_b \end{aligned} \quad (5)$$

με λύσεις

$$\begin{aligned} N_a(t) &= N_a(0) \exp(-\lambda_a t) \\ N_b(t) &= N_a(0) \lambda_a (\exp(-\lambda_a t) - \exp(-\lambda_b t)) / (\lambda_b - \lambda_a) \\ N_c(t) &= N_a(0) (1 + \lambda_a \exp(-\lambda_b t) - \lambda_b \exp(-\lambda_a t)) / (\lambda_b - \lambda_a) \end{aligned} \quad (6)$$

Από τις εξισώσεις (6) μπορεί να υπολογίσει κανείς το λόγο των ραδιενεργειών πυρήνων B ως προς A μέσω της ακόλουθης σχέσης

$$\lambda_b N_b / \lambda_a N_a = \lambda_b (1 - \exp(-\lambda_a - \lambda_b) t) / (\lambda_b - \lambda_a) \quad (7)$$



Η παραγωγή ραδιενεργών πηγών μέσω μίας πυρηνικής αντίδρασης $a + A \rightarrow b + B$, μπορεί να περιγραφεί μέσω της Σχέσης (7), εάν υποθέσουμε ότι α) $\lambda_A \rightarrow 0$ και β) $N_A \rightarrow \infty$, ενώ $\lambda_A N_A$ είναι πεπερασμένη σταθερά. Τότε ισχύει

$$\lambda_b N_b = \lambda_A N_A (1 - \exp(-\lambda_b t)) \quad (8)$$

που αποτελεί και τη ραδιενέργεια της δημιουργηθείσας πηγής.

ΑΣΚΗΣΗ 1

Πειραματική ομάδα σχεδιάζει πείραμα με ραδιενεργό πηγή ^{64}Cu . Η πηγή αυτή μπορεί να δημιουργηθεί με επίδραση αργών νετρονίων σε ^{63}Cu και ρυθμό δημιουργίας, 4.4×10^8 πυρήνες/sec. Εάν ο χρόνος ζωής του παραγόμενου ισότοπου είναι 12.7h να υπολογιστεί ο χρόνος μετά τον οποίο η πηγή θα παρουσιάζει ραδιενέργεια 100μCi. Εάν η πηγή δημιουργήθηκε από 1g ^{63}Cu υπολογίστε επίσης την πιθανότητα αλληλεπίδρασης των νετρονίων με τους πυρήνες αυτούς.

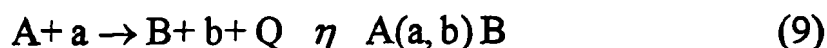
1.3 ΜΟΝΑΔΕΣ ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΕΙΑΣ

Ως μονάδα ραδιενέργειας χρησιμοποιείται το Curie με την αντιστοιχία, $1\text{C} = 3.7 \times 10^{10}$ αποδιεγέρσεις/sec. Εξάλλου μία αποδιέγερση/sec ονομάζεται ένα Bequerel (1Bq). Οι μονάδες αυτές δεν πρέπει να συγχέονται με τις μονάδες δόσης ραδιενέργειας που αναφέρονται στην ενέργεια που μεταφέρεται στο βιολογικό ιστό ή τον αέρα λόγω ακτινοβολίας (roentgen, rep, rad, rem, Gy, Sv) και με τις οποίες η σύνδεση απαιτεί τη χρήση ημιεμπειρικών τύπων.



2. ΠΥΡΗΝΙΚΕΣ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΙΣ

Όταν δημιουργώντας τις κατάλληλες συνθήκες, φέρουμε κοντά δύο πυρήνες, με αποτέλεσμα την αλλαγή της αρχικής τους κατάστασης λόγω ισχυρών ή και κατά δεύτερο λόγο ηλεκτρομαγνητικών αλληλεπιδράσεων, λέμε ότι έχουμε μία *πυρηνική αντίδραση*. Ο συμβολισμός μίας τέτοιας διαδικασίας έχει τη γενική μορφή



Ο πυρήνας A ονομάζεται στόχος (συνήθως ακίνητος στο εργαστήριο), ο πυρήνας a , είναι το επιταχυνόμενο βλήμα, ο πυρήνας B είναι συνήθως ένας βαρύς πυρήνας που σταματά στο στόχο και άρα δεν ανιχνεύεται, ενώ ο b είναι ένα ελαφρύ σωματίο το οποίο ανιχνεύεται. Οι πυρήνες B και b αποτελούν τα προϊόντα της αντίδρασης. Εξάλλου οι πυρήνες $A + a$, αποτελούν το κανάλι εισόδου της αντίδρασης ενώ οι πυρήνες $B + b$, αποτελούν το κανάλι εξόδου. Τέλος η ποσότητα Q είναι το ποσό ενέργειας που εκλύεται στην αντίδραση και ορίζεται μέσω των μαζών των πυρήνων που παίρνουν μέρος ως:

$$Q = [(M_A + M_a) - (M_B + M_b)] \times 931.478 \text{ MeV}/c^2 \quad (10)$$

ή εφαρμόζοντας το θεώρημα διατήρησης ενέργειας πριν και μετά την αντίδραση

$$M_A c^2 + M_a c^2 + T_a + T_A = M_B c^2 + M_b c^2 + T_b + T_B \quad (11)$$

μπορούμε να εκφράσουμε την ποσότητα Q , συναρτήσει των κινητικών ενεργειών που διατίθενται στο σύστημα πριν και μετά, ως



$$Q = T_{\text{τελική}} - T_{\text{αρχική}} = (T_b + T_B) - (T_a + T_A) \quad (12)$$

Εάν σε μία αντίδραση ισχύει, $Q > 0$, τότε η αντίδραση λέγεται *εξωθερμική* και μπορεί να ξεκινήσει με την παραμικρότερη διάθεση ενέργειας. Εάν ισχύει, $Q < 0$ τότε η αντίδραση καλείται *ενδοθερμική* και για να ξεκινήσει, απαιτείται ένα ποσό ενέργειας ίσο προς το κατώφλι ενεργείας

$$T_{\text{κατώφλι}} = -|Q| \frac{M_B + M_b}{M_B + M_b - M_a} \quad (13)$$

Μετρήσεις της τιμής Q χρησιμοποιήθηκαν στα πρώτα βήματα της Πυρηνικής Φυσικής για τον προσδιορισμό της μάζας ενός από του πυρήνες στο κανάλι εισόδου-εξόδου.

Οι δύο μεγάλες κατηγορίες στις οποίες ταξινομούνται όλες οι διαδικασίες αντίδρασης δύο πυρήνων είναι οι παρακάτω

α) Ελαστική και μη ελαστική σκέδαση



β) Πυρηνικές αντιδράσεις



Στην ελαστική σκέδαση, διαδικασία (14), η αλληλεπίδραση που λαμβάνει χώρα μπορεί να είναι ηλεκτρομαγνητικής φύσης, *σκέδαση Coulomb* ή *σκέδαση Rutherford* (προσδιορισμός σχήματος πυρήνα) ή μπορεί η σκέδαση να είναι *πυρηνική* (προσδιορισμός πυρηνικού δυναμικού). Και στις δύο περιπτώσεις οι πυρήνες A και a βρίσκονται στη βασική τους κατάσταση. Στη μη ελαστική σκέδαση, διαδικασία (15), ο πυρήνας A^* βρίσκεται σε διεγερμένη κατάσταση, γεγονός που σημειώνεται με ένα αστερίσκο. Η σκέδαση και εδώ μπορεί να είναι



ηλεκτρομαγνητικής φύσης, οπότε λέμε ότι έχουμε *διέγερση Coulomb* (διέγερση πυρηνικών καταστάσεων για την μελέτη των ιδιοτήτων τους), ή μπορεί επίσης να είναι πυρηνική (προσδιορισμός πυρηνικού δυναμικού).

Στη διαδικασία (16) των *πυρηνικών αντιδράσεων*, κυρίαρχο ρόλο παίζει η ισχυρή αλληλεπίδραση. Ανάλογα με τον μηχανισμό σχηματισμού των πυρήνων οι αντιδράσεις, χωρίζονται σε δύο κυρίως κατηγορίες. Στις *ευθείες αντιδράσεις* (direct reactions) και στις *αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα* (compound nucleus reactions). Στις ευθείες αντιδράσεις, ανήκουν οι *αντιδράσεις μεταφοράς* (transfer reactions) όπου ένα ή περισσότερα νουκλεόνια μεταφέρονται από το βλήμα προς τον στόχο (*αντιδράσεις απογύμνωσης-stripping reactions*) ή από το στόχο στο βλήμα (*αντιδράσεις αρπαγής-pickup reactions*). Οι αντιδράσεις αυτές χρησιμεύουν εκτός από την απλή διέγερση πυρήνων και για τη μελέτη δομής πυρήνων που περιγράφονται με το μοντέλο των φλοιών (μεταφορά νουκλεονίου από και προς στόχο από συγκεκριμένο φλοιό). Στις αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα, βλήμα και στόχος συγχωνεύονται σε ένα ενδιάμεσο πολύ "θερμό" πυρήνα (υψηλής ενέργειας). Ο ενδιάμεσος αυτός πυρήνας παραμένει σε αυτή την κατάσταση για πολύ μικρό χρονικό διάστημα και εν συνεχεία "ψύχεται" αποβάλλοντας κάποια σωματίδια, συνήθως νετρόνια, πρωτόνια, σωματίδια α ή και άλλους ελαφρούς πυρήνες (η διαδικασία παρομοιάζεται με την εξάτμιση μορίων από θερμό υγρό). Στο κανάλι εξόδου οι δημιουργηθέντες πυρήνες "ξεχνούν" πως σχηματίστηκαν (λόγω του σχηματισμού ενδιάμεσης κατάστασης), και έτσι συνήθως οι αντιδράσεις αυτές δεν προσφέρονται για μελέτη δομής πυρήνων αλλά για την απλή διέγερση τους ή και για μελέτη του πυρηνικού δυναμικού.

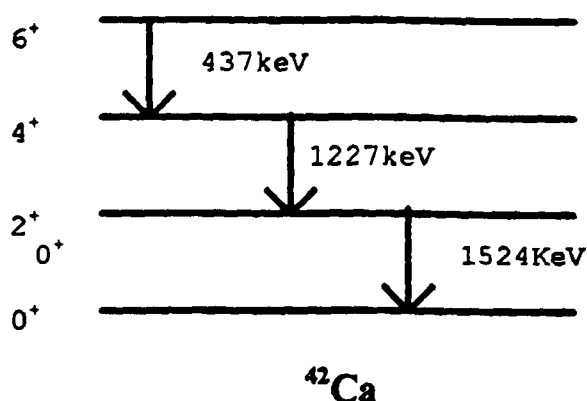
Στην διαδικασία τύπου (16), ο πυρήνας b είναι ένα ή περισσότερα ελαφρά σωματίδια ο δε πυρήνας B είναι ένας βαρύς



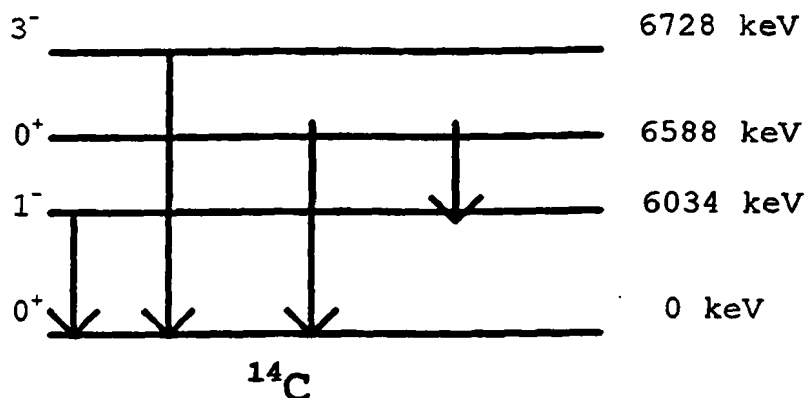
πυρήνας που βρίσκεται σε διεγερμένη κατάσταση. Στην ειδική περίπτωση που οι πυρήνες B, b έχουν περίπου την ίδια μάζα και οι πυρήνες a είναι θερμικά νετρόνια η αντίδραση είναι γνωστή ως *σχάση*. Μεταξύ των αντιδράσεων μεταφοράς και σύνθετου πυρήνα, βρίσκονται οι *αντιδράσεις συντονισμού* στις οποίες η ενδιάμεση κατάσταση που σχηματίζεται, αποτελεί μία ημιδέσμια κατάσταση (quasiband). Οι αντιδράσεις συντονισμού έχουν χρησιμοποιηθεί για την μελέτη δομής και πυρηνικού δυναμικού.

Παρακάτω δίνονται μερικά παραδείγματα αντιδράσεων μαζί με τα ενεργειακά διαγράμματα που παρουσιάζουν οι πυρήνες σε ένα από τα κανάλια εξόδου τους

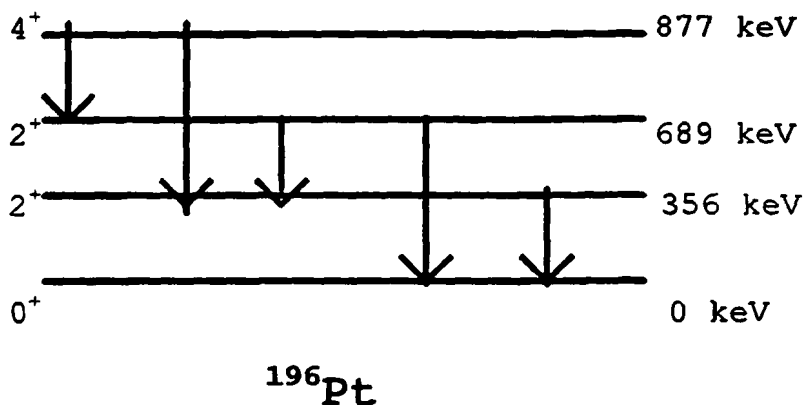
Αντίδραση σύνθετου πυρήνα



Αντίδραση σύνθετου πυρήνα ή μεταφοράς ;



Διέγερση Coulomb



Η επιτρεπτικότητα μιας αντίδρασης εξαρτάται, εκτός από το κατώφλι ενέργειας για ενδοθερμικές αντιδράσεις, από κανόνες διατήρησης

- α) μάζας/ενέργειας (προσδιορισμός μάζας πυρήνων)
- β) ορμής (προσδιορισμός κινηματικής αντίδρασης)
- γ) πρωτονίων - νετρονίων, εφόσον μιλάμε για χαμηλές ενέργειες και για καταστάσεις όπου δεν πραγματοποιείται δημιουργία μεσονίων ή ανακατανομή quark. Για υψηλές ενέργειες



απαιτείται διατήρηση ολικού αριθμού νουκλεονίων

δ) στροφορμής (προσδιορισμός σπιν πυρηνικών καταστάσεων)

ε) πάριτυ (προσδιορισμός πάριτυ πυρηνικών καταστάσεων μέσω του κανόνα $(-1)^L$)

Η πιθανότητα να πραγματοποιηθεί μία αντίδραση μέσω ενός καναλιού $(B + b)$ ή περισσότερων καναλιών $(C + c, D + d, \dots)$ εκφράζεται από την **ολική ενεργό διατομή**

$$\sigma = \sigma_{B,b} + \sigma_{C,c} + \sigma_{D,d} + \dots \quad (17)$$

Οι απόλυτες ενεργές διατομές, $\sigma_{B,b}$, $\sigma_{C,c}$, $\sigma_{D,d}$ κ.λ.π., οι πιθανότητες δηλαδή να δημιουργηθούν οι πυρήνες $B, C, D, \dots$, προσδιορίζονται εμμέσως σε πειράματα γωνιακών κατανομών (ανίχνευση σωματίων) όπου ουσιαστικά το μέγεθος που προσδιορίζεται είναι η ενεργός διαφορική διατομή. Η **ενεργός διαφορική** διατομή ορίζεται μέσω μίας στοιχειώδους επιφάνειας $d\sigma$ καθέτου προς την διάδοση της δέσμης και μέσω της στοιχειώδους στερεάς γωνίας $d\Omega$ μέσα από την οποία διαχέονται τα εξερχόμενα σωματία, ως

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma(\theta, \phi) = \frac{\text{εξερχομενα σωματια /sec/d}\Omega}{\text{εισερχομενα σωματια /sec/d}\sigma} \quad (18)$$

και είναι η πιθανότητα να παρατηρήσει κανείς το σωματίο b με ορισμένη ενέργεια και σε ορισμένη γωνία (θ, ϕ) αναφορικά με τον άξονα πρόσπτωσης. Ολοκλήρωση της διαφορικής διατομής σε όλες τις γωνίες δίνει την ενεργό διατομή - πιθανότητα για το σωματίο b να εκπεμφθεί σε συγκεκριμένη ενέργεια. Μία δεύτερη ολοκλήρωση ως προς όλες τις ενέργειες δίνει την απόλυτη ενεργό διατομή να δημιουργηθεί ο πυρήνας B (κανάλι $B + b$). Προχωρώντας κατά τον ίδιο τρόπο προσδιορίζει κανείς όλες τις απόλυτες ενεργές διατομές και μέσω της Σχέσης (17) υπολογίζει την ολική ενεργό διατομή.



Συμπερασματικά, οι αντιδράσεις είναι το εργαλείο για

α) την τροφοδοσία πυρηνικών καταστάσεων με σκοπό την μελέτη των ιδιοτήτων τους β) τη μελέτη της δομής πυρήνων - μηχανισμών αντιδράσεων γ) τη μελέτη πυρηνικού δυναμικού και δ) τον προσδιορισμό του σχήματος του πυρήνα.

Οι πιθανές μετρήσεις που γίνονται σε μία αντίδραση είναι α) μετρήσεις ενέργειας και διεύθυνσης εξερχόμενων σωματίων συμπεριλαμβανομένων και φωτονίων που αποδιηγείρουν διεγερμένους βαρείς πυρήνες, β) γωνιακές κατανομές και γ) ενεργές διατομές - διαφορικές διατομές.

2.1 Ολική ενεργός διατομή αντίδρασης - Υπολογισμός

Στον Πίνακα 3, δίνονται περιληπτικά ο τύπος ενεργού διατομής, ο συμβολισμός και ο τρόπος μέτρησης

Η ολική ενεργός διατομή μπορεί να προσδιοριστεί μετρώντας την ελάττωση της έντασης δέσμης όταν περνάει μέσα από ένα στόχο, υπό την έννοια ότι η ολική ενεργός διατομή δίνει την πιθανότητα απομάκρυνσης σωματίου από την δέσμη, εάν το σωματίο αλληλεπιδράσει με οποιονδήποτε τρόπο με τον στόχο.

Έστω ότι δέσμη n_0 σωματίων/sec προσπίπτει σ'ένα επίπεδο στόχο με πυκνότητα ατόμων N άτομα/cm³ και πάχος dS cm. Εάν ο στόχος αυτός παρεμβάλλει στη δέσμη ένα πλήθος από NdS κέντρα σκέδασης τότε η ελάττωση της δέσμης dn λόγω απορρόφησης στο στόχο θα είναι ανάλογη

- α) της αρχικής έντασης της δέσμης, n_0
- β) των κέντρων σκέδασης NdS και
- γ) της πιθανότητας σ (ενεργός διατομή) που έχει ένα σωματίο της δέσμης να αλληλεπιδράσει με ένα κέντρο σκέδασης δηλαδή :



$$dn = nNdS\sigma \rightarrow n_s = n_0 e^{-\mu s} \quad (19)$$

όπου ο συντελεστής μ

$$\mu = N\sigma \quad (20)$$

ονομάζεται *γραμμικός συντελεστής απόσβεσης*, και έχει μονάδες

Πίνακας 3. Ενεργές διατομές

Ενεργός διατομή	σύμβολο	Μέτρηση
Διπλή διαφορική	$d^2\sigma/dE_b d\Omega$	Παρατήρηση σωματίου b , σε γωνία (θ, φ) και ενέργεια E - Εξαγωγή πληροφοριών για καταστάσεις B .
Διαφορική (ενέργεια)	$d\sigma/dE$	Μελέτη αποδιέγερσης B μέσω ακτινοβολίας γ -μη παρατήρηση b
Διαφορική (γωνία)	$d\sigma/d\Omega$	Παρατήρηση b σε γωνία (θ, φ) με ολοκλήρωση όμως σε όλες τις ενέργειες
ολική-απόλυτη	σ	Ολοκλήρωση ως προς όλες τις γωνίες και ενέργειες b -διεγερμένες καταστάσεις του B

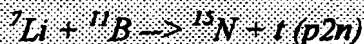
αντίστροφου μήκους π.χ cm^{-1} ενώ η ενεργός διατομή σ έχει μονάδες επιφάνειας, cm^2 . Ο αριθμός των συγκρούσεων που πραγματοποιούνται κατά την αντίδραση ονομάζεται *απόδοση* (yield) της αντίδρασης και ορίζεται ως :

$$Y = n_0 - n_s = n_0(1 - e^{-N\sigma s}) = n_0 N S \sigma \quad (21)$$



ΑΣΚΗΣΗ 2

Να υπολογιστεί η ολική ενεργός διατομή της αντίδρασης :



Δίνονται

α) ολικό φορτίο δέσμης $Q=60 \mu\text{Cb}$

β) ενεργό φορτίο ιόντων δέσμης $Z^* = 2^+$

γ) πάχος στόχου $T=325 \mu\text{g}/\text{cm}^2$

δ) ολική απόδοση της αντίδρασης $Y=14 \times 10^6$

ΛΥΣΗ

Από τη σχέση (21) $\sigma = Y/n N S \rightarrow$

$$\sigma = \frac{0.267 Y A Z^*}{Q(\mu\text{Cb}) T(\text{mg}/\text{cm}^2)} 10^{-6} \text{ mb} = 4.2 \text{ mb} (1\text{b} = 10^{-24} \text{ cm}^2) \quad (22)$$

ΑΣΚΗΣΗ 3

Εφόσον η ολική διατομή δίνει την ελάττωση δέσμης η οποία διέρχεται μέσα από ένα στόχο συγκεκριμένου πάχους, η σχέση (19) μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον υπολογισμό του πάχους τοιχωμάτων για την προστασία από ακτινοβολία (κεφ. 4, παράδειγμα σελ. 48).

2.2 Κινηματική αντιδράσεων

Η βασική γεωμετρία μίας αντίδρασης $a + A \rightarrow b + B$, παρουσιάζεται στο Σχήμα 3. Στο Σχήμα αυτό, θεωρείται ότι το επίπεδο χψ, στο οποίο λαμβάνει χώρα η αντίδραση, ορίζεται από την διεύθυνση της δέσμης και την διεύθυνση των εξερχόμενων σωματιδίων. Λόγω διατήρησης της ορμής μπορούμε

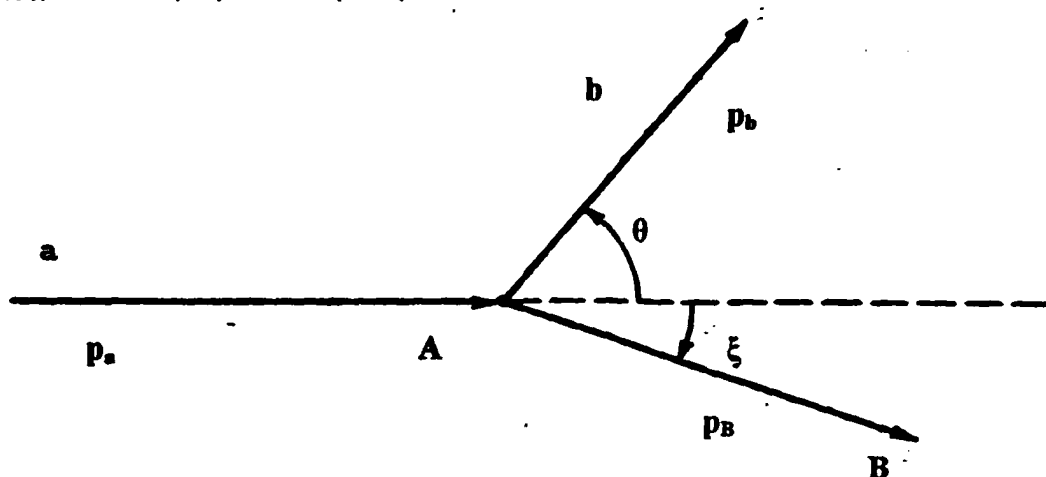


να γράψουμε τις παρακάτω εξισώσεις

$$p_a^x = p_b^x \cos \theta + p_B^x \cos \xi \quad (23)$$

$$0 = p_b^y \sin \theta - p_B^y \sin \xi \quad (24)$$

Σχήμα 3. Γεωμετρία αντίδρασης



Εξάλλου από τη διατήρηση ενέργειας (σχέση 11) ισχύει ότι το ποσό Q , η ενέργεια δηλαδή που αποδίδεται κατά την αντίδραση, είναι

$$Q = (T_b + T_B) - (T_a + T_A) \quad (25)$$

Εάν θεωρήσουμε ότι το ποσό Q είναι γνωστό και τα μεγέθη T_a , p_a είναι παράμετροι που ελέγχουμε, τότε έχουμε 3 εξισώσεις (Σχέσεις 23, 24, 25) με τέσσερις αγνώστους, θ - ξ - T_b - T_B . Για την λύση των εξισώσεων αυτών θεωρούμε ότι δεν παρατηρούμε το σωματίο B , κάτι που τις περισσότερες φορές συμβαίνει. Τότε μπορούμε να απαλείψουμε το ξ και T_B και να καταλήξουμε σε μία σχέση χρήσιμη πειραματικά μεταξύ, των T_b και θ για δεδομένο T_a .

$$T_b^{1/2} = \frac{(M_a M_b T_a)^{1/2} \cos \theta \pm [M_a M_b T_a \cos^2 \theta + (M_B + M_b)(M_B Q + (M_B - M_a)T_a)]^{1/2}}{M_B + M_b} \quad (26)$$

Από την σχέση αυτή, γίνεται φανερό ότι για μία συγκεκριμένη ενέργεια



πρόσπτωσης των σωματίων της δέσμης, T_a , επιλέγοντας την γωνία παρατήρησης των εξερχόμενων σωματίων, επιλέγεται συγχρόνως και η ενέργεια των εξερχόμενων ελαφρών σωματίων, T_b (και κατ' επέκταση η ενέργεια των εξερχόμενων βαρέων σωματίων). Εν γένει υπάρχει μία προς μία αντιστοιχία μεταξύ ενέργειας T_b και γωνίας θ . Σε περιορισμένες περιπτώσεις ενδοθερμικών αντιδράσεων ($Q < 0$) και για ενέργειες πρόσπτωσης μεταξύ μίας ελάχιστης τιμής, T_{th} , και μίας μέγιστης, T_{max} , υπάρχει διπλή λύση στην εξίσωση (26).

Από την σχέση (26) μπορεί να δείξει κανείς ότι για $\theta = 0^\circ$ και για ενδοθερμικές αντιδράσεις υπάρχει μία απόλυτα ελάχιστη τιμή, T_{th} , κάτω από την οποία δεν μπορεί να συμβεί η αντίδραση και η οποία ονομάζεται *κατώφλι ενέργειας*

$$T_{th} = (-Q) \frac{M_B + M_b}{M_B + M_b - M_a} \quad (27)$$

Εξάλλου μπορεί να δείξει κανείς ότι η μέγιστη τιμή, που αναφέρθηκε παραπάνω ως το όριο πάνω από το οποίο η σχέση (26) δίνει μία μόνο λύση, υπολογίζεται ως

$$T_{max} = (-Q) \frac{M_B}{M_B - M_a} \quad (28)$$

Εάν για δεδομένη γωνία θ και ενέργεια T_a , μετρήσουμε την ενέργεια εξερχόμενων σωματιδίων, T_b , τότε μπορούμε να προσδιορίσουμε την τιμή της αντίδρασης Q , από την οποία μπορούμε εν συνεχεία να προσδιορίσουμε τιμές μαζών των πυρήνων που παίρνουν μέρος στην αντίδραση.

Επειδή θεωρητικοί υπολογισμοί για αντιδράσεις γίνονται στο σύστημα αναφοράς του κέντρου μάζας ενώ πειραματικοί υπολογισμοί γίνονται στο σύστημα εργαστηρίου, συνοψίζουμε παρακάτω τις σχέσεις που επιτρέπουν το πέρασμα από το ένα σύστημα στο άλλο.



Μεγέθη στο σύστημα κέντρου μάζας παρουσιάζονται τονισμένα.

$$T_{b'} = \frac{M_b}{M_B + M_b} \left[Q + \left(1 - \frac{M_a}{M_B + M_b} \right) T_a \right] \quad (29)$$

$$\tan \theta_b = \frac{\sin \theta_{b'}}{\cos \theta_{b'} + \gamma} \quad (30)$$

$$\gamma = \left[\frac{M_a M_b}{M_A M_B} \frac{T_a}{T_a + Q(1 + M_a/M_A)} \right]^{1/2} \quad (31)$$

Εξάλλου για τις ενεργές διατομές ισχύουν οι σχέσεις

$$\sigma(\theta') = \sigma(\theta) \frac{d\Omega}{d\Omega'} \quad (32)$$

και

$$\frac{d\Omega}{d\Omega'} = \frac{|1 + \gamma \cos \vartheta|}{(1 + 2\gamma \cos \vartheta' + \gamma^2)^{3/2}} \quad (33)$$

2.4 Διέγερση Coulomb

Μία εκτενή θεωρητική ανασκόπηση του θέματος μπορεί να βρεί κανείς στο βιβλίο : Electromagnetic Excitation, K. Alder and A. Winther (1975), North-Holland, Amsterdam. Παρακάτω δίνονται μερικά στοιχεία που αφορούν κυρίως την πρακτική εφαρμογή της τεχνικής.

Διέγερση Coulomb συμβαίνει όταν η ενέργεια του βλήματος δεν υπερβαίνει το φράγμα Coulomb, το οποίο στο σύστημα εργαστηρίου δίνεται ως

$$E_c = \frac{1.44 Z_1 Z_2}{1.2(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 2} \left[\frac{A_1 + A_2}{A_2} \right] \text{MeV} \quad (34)$$

όπου τα μεγέθη A_1 , A_2 , Z_1 , Z_2 , αναφέρονται στους μαζικούς και ατομικούς αριθμούς του βλήματος -στόχου. Εάν παραλειφθεί ο όρος



στην αγκύλη η σχέση δίνει το φράγμα Coulomb στο σύστημα κέντρου μάζας.

Η μορφή αυτή της αντίδρασης είναι ευρέως διαδεδομένη στη φασματοσκοπία γ και χρησιμοποιείται για την τροφοδοσία πυρηνικών καταστάσεων, για τις οποίες ενδιαφέρει ο προσδιορισμός των ιδιοτήτων τους. Τα πλεονεκτήματα που παρουσιάζει ο τύπος αυτός διέγερσης έναντι του κυρίου κλάδου των πυρηνικών αντιδράσεων μπορούν να συνοψισθούν ως εξής

1. Η αλληλεπίδραση που πραγματοποιείται, ηλεκτρομαγνητική αλληλεπίδραση, είναι κατανοητή και πλήρως γνωστή.
2. Τα φάσματα γ που προκύπτουν είναι συνήθως απλά γιατί αναφέρονται σε ένα κανάλι εξόδου.

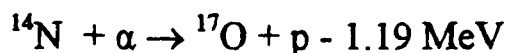
Εξάλλου η πολλαπλή διέγερση Coulomb χρησιμοποιείται συμπληρωματικά με τις αντιδράσεις σύντηξης (HII, xny). Με την πολλαπλή διέγερση (MCE : Multiple Coulomb Excitation) τροφοδοτούνται από κάτω προς τα πάνω καταστάσεις της βασικής ζώνης (ground state band) που συνδέονται μεταξύ τους με E2 αποδιεγέρσεις. Ενώ στις αντιδράσεις σύντηξης τροφοδοτούνται από πάνω προς τα κάτω καταστάσεις $yrast$ και $yrgs$ κυρίως σε ισότοπα με ελλιπή αριθμό νετρονίων.

Τέλος με την πολλαπλή διέγερση Coulomb, μπορεί να γίνει επιλογή σπιν. Η πιθανότητα διέγερσης καταστάσεων με συγκεκριμένο σπιν, εξαρτάται από την γωνία σκέδασης του προσπίπτοντος βαρέος σωματίου. Έτσι για μικρές γωνίες σκέδασης, θ , στο σύστημα κέντρου μάζας (μεγάλες γωνίες στο σύστημα εργαστηρίου $\nu = (\pi - \theta)/2$) διεγείρονται καταστάσεις με χαμηλό σπιν, ενώ για μεγάλες γωνίες στο κέντρο μάζας (μικρές γωνίες στο Εργαστήριο) διεγείρονται καταστάσεις με υψηλό σπιν.



3. ΕΠΙΤΑΧΥΝΤΕΣ

Στις πρώτες αντιδράσεις που μελετήθηκαν, όπως η "ιστορική" αντίδραση της αποσύνθεσης του αζώτου με σωματία α από τον Rutherford,



το βλήμα ήταν προϊόν μιας ραδιενεργού πηγής. Όπως όμως έγινε γρήγορα αντιληπτό, για τη μελέτη του μηχανισμού αντιδράσεων ή για την χρήση αντιδράσεων με σκοπό τη διέγερση του ατομικού πυρήνα σε διακριτές πυρηνικές καταστάσεις (μελέτη δομής), δεν ήταν αρκετή η χρήση βλημάτων ως παράγωγων ραδιενεργών πηγών (π.χ. για τη μελέτη της αντιστρεπτότητας της παραπάνω αντίδρασης είναι απαραίτητη η τεχνητή επιτάχυνση πρωτονίων). Έτσι άρχισε η ανάπτυξη επιταχυντικών μηχανών για την τεχνητή επιτάχυνση φορτισμένων σωματίων.

Σκοπός μίας επιταχυντικής μηχανής είναι να διευθύνει μία δέσμη συγκεκριμένων σωματίων, με καλά ορισμένη ενέργεια, σε ένα στόχο. Για την επίτευξη του σκοπού αυτού, έχουν αναπτυχθεί διάφορες τεχνικές οι οποίες μπορούν να συνοψισθούν στα ακόλουθα δύο συστήματα

- a. Ηλεκτροστατικοί επιταχυντές (Electrostatic accelerators) -- Σταθερή διαφορά δυναμικού
- b. Επαναληπτικοί επιταχυντές (Repetitive accelerators) -- Εναλλασσόμενο δυναμικό.

Εξάλλου οι επιταχυντές ανάλογα με την ενέργεια την οποία προσδίδουν σε δέσμη φορτισμένων σωματίων, μπορούν να διακριθούν α) σε επιταχυντές χαμηλής ενέργειας (10 - 100 MeV). Οι επιταχυντές αυτοί αναφέρονται σε μελέτες διακεκριμένων πυρηνικών καταστάσεων και



άρα σε μελέτες πυρηνικής δομής β) Σε επιταχυντές μέσης ενέργειας (100 - 1000 MeV). Στις ενέργειες αυτές, συγκρούσεις νουκλεονίων με πυρήνες μπορούν να απελευθερώσουν π μεσόνια, οπότε οι μελέτες επικεντρώνονται στο ρόλο της ανταλλαγής μεσονίων για την περιγραφή του πυρηνικού δυναμικού και γ) Σε επιταχυντές υψηλών ενεργειών (1 GeV και πάνω) οι οποίοι αποσκοπούν στην δημιουργία νέων σωματίων και την μελέτη τους και όχι στη μελέτη της πυρηνικής δομής. Η περιγραφή που ακολουθεί απευθύνεται στην πρώτη κατηγορία επιταχυντών , δηλαδή σε επιταχυντές χαμηλής ενέργειας.

3.1 Ηλεκτροστατικοί επιταχυντές

Είναι γνωστό ότι όταν ένα φορτισμένο σωματίο βρεθεί σε μία σταθερή διαφορά δυναμικού, όπως π.χ αυτή που αναπτύσσεται μεταξύ των οπλισμών ενός πυκνωτή, $V=Q/C$, κινείται από χαμηλότερα σε υψηλότερα δυναμικά αποκτώντας κινητική ενέργεια ίση με qV .

Η απλούστερη επιταχυντική μηχανή που θα στηριχτεί σ'αυτή την αρχή προϋποθέτει τη δημιουργία α) μιας πηγής θετικών ή αρνητικών ιόντων β) ενός συστήματος μεταφοράς των ιόντων σε μία καλά εστιασμένη δέσμη και γ) μίας διαφοράς δυναμικού που θα κινήσει τα ιόντα αυτά.

α1) Πηγές θετικών ιόντων : Οι πηγές θετικών ιόντων στηρίζονται όπως είναι φυσικό στο φαινόμενο του ιονισμού. Το στοιχείο που πρόκειται να επιταχυνθεί (Σχήμα 4) διοχετεύεται υπό μορφή αερίου σε ένα δοχείο από μονωτικό υλικό, και ο ιονισμός προκαλείται είτε με ισχυρή εκκένωση σε υψηλή συχνότητα, **πηγές ραδιοσυχνότητας** (radiofrequency sources), είτε με τη δημιουργία δέσμης ηλεκτρονίων και την πολλαπλή κίνησή τους μέσα στο δοχείο μέσω μαγνητικών πεδίων, **πηγές τόξου** (cold arc sources, duoplasmatron sources). Θετικά



ιόντα αντλούνται από το πλάσμα, που δημιουργείται με τον ανωτέρω τρόπο, μέσω μίας οπής και με τη βοήθεια ενός ηλεκτροδίου εξαγωγής το οποίο διατηρείται συνήθως σε 10 kV.

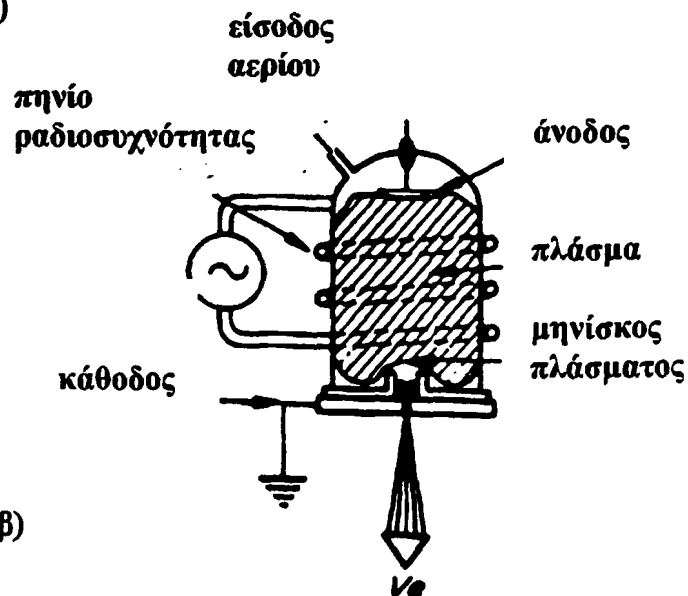
α2) Πηγές αρνητικών ιόντων : Στις πηγές αυτές θετικά ιόντα, που δημιουργούνται με έναν από τους προαναφερθέντες τρόπους, διοχετεύονται σε ένα κελί που περιέχει ουδέτερο αέριο με ένα σχετικά ασθενώς δέσμιο ηλεκτρόνιο (συνήθως ατμούς κάποιου αλκαλικού μετάλλου ή αέριο ^2H). Συγκρούσεις των θετικών ιόντων με τα άτομα του αερίου ή των ατμών έχει ως αποτέλεσμα την αρπαγή ηλεκτρονίων και τη δημιουργία ενός μικρού ποσοστού αρνητικών ιόντων ($\sim 1\%$), ενώ τα περισσότερα ιόντα της δέσμης παραμένουν θετικά ή ουδέτερα. Εν συνεχεία τα αρνητικά ιόντα επιλέγονται με ένα μαγνήτη και με τη βοήθεια ενός χαμηλού δυναμικού, $\approx 50\text{kV}$, εισάγονται στον επιταχυντή. Σήμερα σε μια πηγή αρνητικών ιόντων, το υπό επιτάχυνση υλικό χρησιμοποιείται σε στερεά μορφή συμπιεσμένο σε ένα κώνο. Θετικά ιόντα αλκαλικών ατμών, συνήθως καυσίου, μετά από μία επιτάχυνση μερικών δεκάδων kV προσπίπτουν στον κώνο, με αποτέλεσμα την απόσπαση ατόμων από το υλικό του κώνου και συγχρόνως τη δημιουργία μερικών αρνητικών ιόντων (*πηγές απόσπασης*).

β) Οπτική δέσμης ιόντων (Σύστημα μεταφοράς δέσμης). Το σύστημα μεταφοράς ιόντων δέσμης περιλαμβάνει έναν αριθμό ηλεκτρικών ή μαγνητικών συσκευών που συγκεντρώνουν, αποκλίνουν ή κάμπτουν την δέσμη κατά μήκος μίας επιθυμητής διαδρομής. Σε αναλογία με τους φακούς στην οπτική, οι συσκευές αυτές συχνά ονομάζονται φακοί, το δε σύστημα μεταφοράς λέμε ότι αποτελεί την οπτική της δέσμης. Στην Εικόνα 5, δίνεται σχηματικά ένας *τετραπολικός φακός* και το αποτέλεσμα συνδυασμού δύο τετραπολικών φακών στην σύγκλιση των σωματιδίων της δέσμης. Η διεύθυνση της δέσμης είναι ο άξονας z κατά

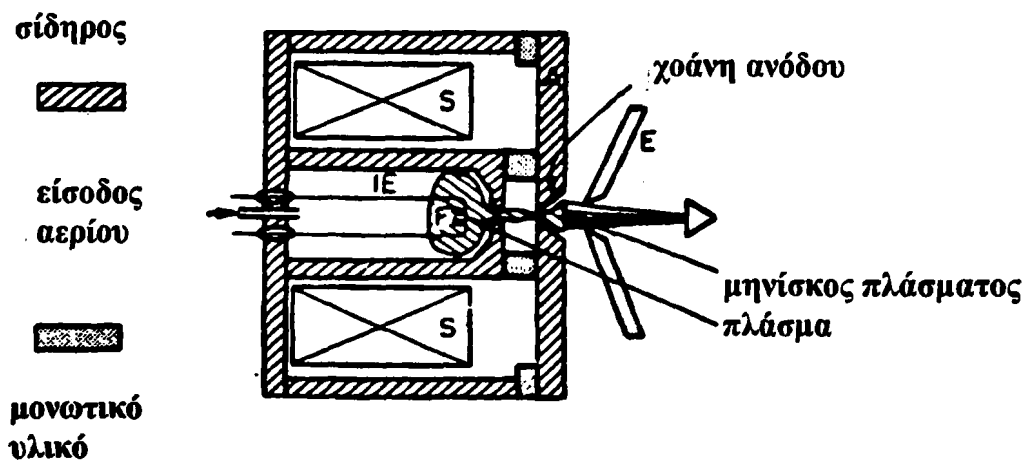


Σχήμα 4. Σχηματική αναπαράσταση α) πηγής ραδιοσυχνότητας, β) πηγής τόξου - *duoplasmatron*, A: άνοδος, S: σωληνοειδές, E: ηλεκτρόδιο εξαγωγής, F: νήμα καθόδου (Τα σχήματα είναι από το βιβλίο *Techniques in Nuclear Structure Physics*, J.B.A. England ").

(α)



(β)



μήκος του οποίου δεν υπάρχει πεδίο. Οι συνισταμένες της δύναμης Lorentz, σε ένα πεδίο B με συνισταμένες $B_x = b_y$, $B_y = b_x$, μπορούν να εκφραστούν ως

$$F_x = -q v_z B_y = -q v_z b_x = -kx \quad (35)$$

$$F_y = q v_z B_x = q v_z b_y = ky \quad (36)$$

Από τις Σχέσεις (35) και (36), γίνεται φανερό ότι το πεδίο τείνει να συγκλίνει ή να αποκλίνει τα σωμάτια κατά την διεύθυνση x και y αντίστοιχα. Συνδυασμός δύο τετραπόλων της μορφής αυτής, εκ των οποίων το ένα έχει περιστραφεί κατά 90° αναφορικά με το άλλο, δημιουργούν διαδοχικά σύγκλιση- απόκλιση και απόκλιση - σύγκλιση κατά τους άξονες x και y με τελικό αποτέλεσμα μία επαρκώς εστιασμένη δέσμη (Σχήμα 5).

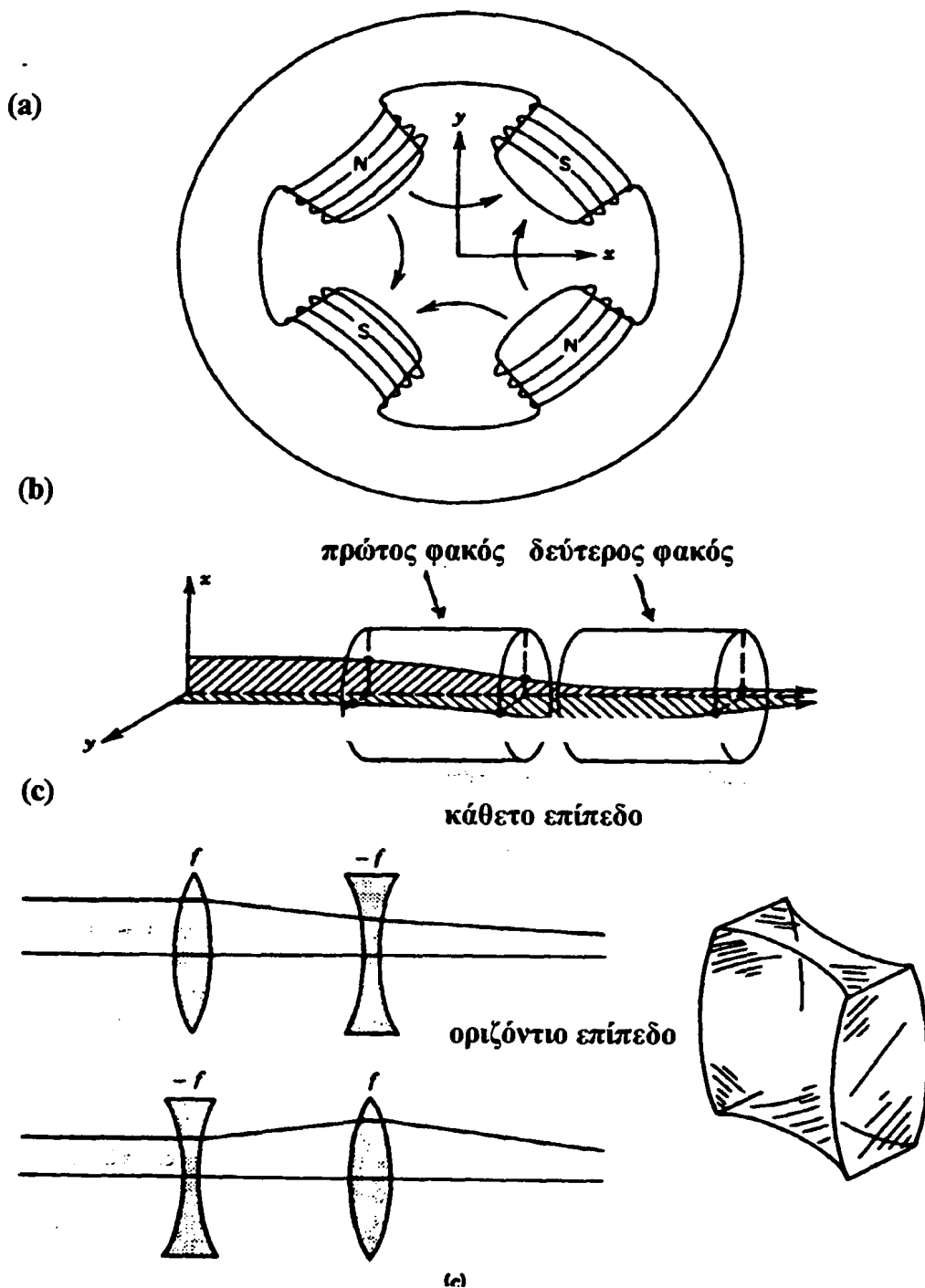
Εξάλλου ένα άλλο σύστημα, που περιλαμβάνει η οπτική της δέσμης είναι οι **μαγνήτες κάμψης** (bending magnets). Ως σημαντικότεροι μαγνήτες κάμψης μπορούν να αναφερθούν

α) ο **μαγνήτης ανάλυσης** (analyzing magnet) ο οποίος εκτός από την κάμψη της δέσμης επιτυγχάνει και την ανάλυση της, στα σωματίδια που την αποτελούν (η ακτίνα κλίσης ενός φορτισμένου σωματιδίου σε μαγνητικό πεδίο εξαρτάται από την ορμή του) και β) οι **μαγνήτες x°** (switching magnet), με τους οποίους η δέσμη διευθύνεται στους διάφορους πειραματικούς θαλάμους

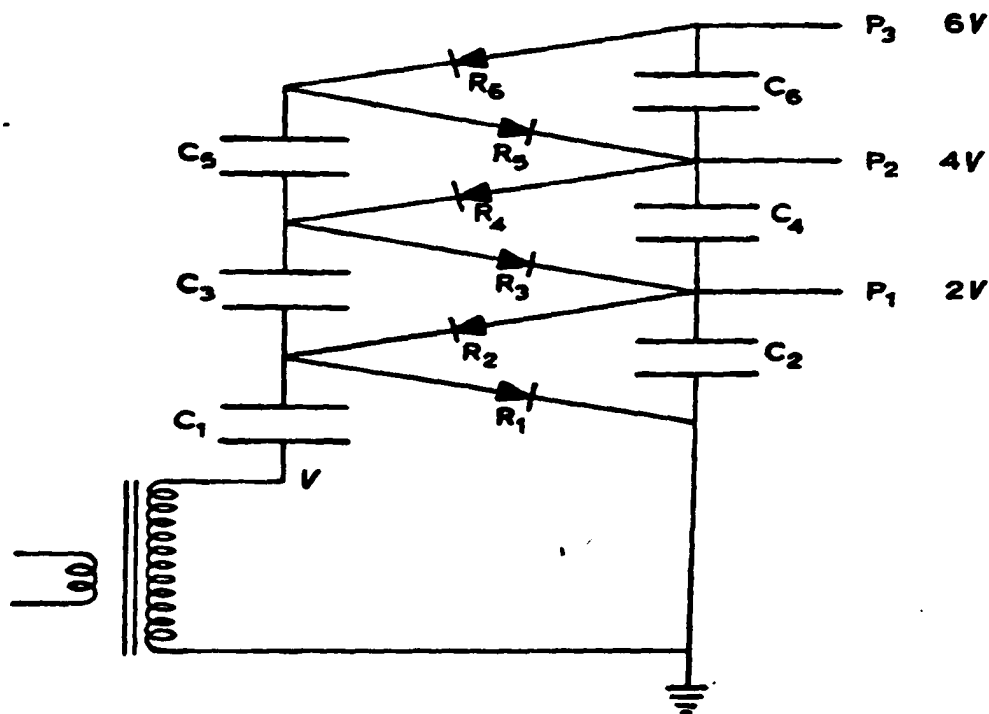
γ) **Επιταχυντής-γεννήτρια υψηλής τάσης**: Η δημιουργία υψηλών δυναμικών στους ηλεκτροστατικούς επιταχυντές γίνεται με δύο τρόπους. Είτε με μία διάταξη **διπλασιαστών τάσης** (διατάξεις Cockroft - Walton, Dynamitron-Σχήμα 6), είτε με τη **μηχανική μεταφοράς φορτίου**, από το δυναμικό της γής σε ένα μονωμένο ηλεκτρόδιο. Η ηλεκτροστατική μηχανή με μεταφορά φορτίου που αναπτύχθηκε από τον *Van de Graaff* για τη δημιουργία υψηλών δυναμικών



Σχήμα 5. (α) διατομή τετραπολικού φακού (β) Αποτέλεσμα παρεμβολής στη δέσμη δύο τετραπολικών φακών (γ) Οπτικό ανάλογο. Από το βιβλίο *Introductory Nuclear Physics*, K. S. Krane



Σχήμα 6. Διπλασιασμός τάσης - Γεννήτρια Cockcroft-Walton. Για τάση V_0 μετά τον μετασχηματιστή, οι dc τάσεις στα σημεία B, D, F είναι $V_B = 2V_0$, $V_D = 4V_0$, $V_F = 6V_0$ κ.λ.π.

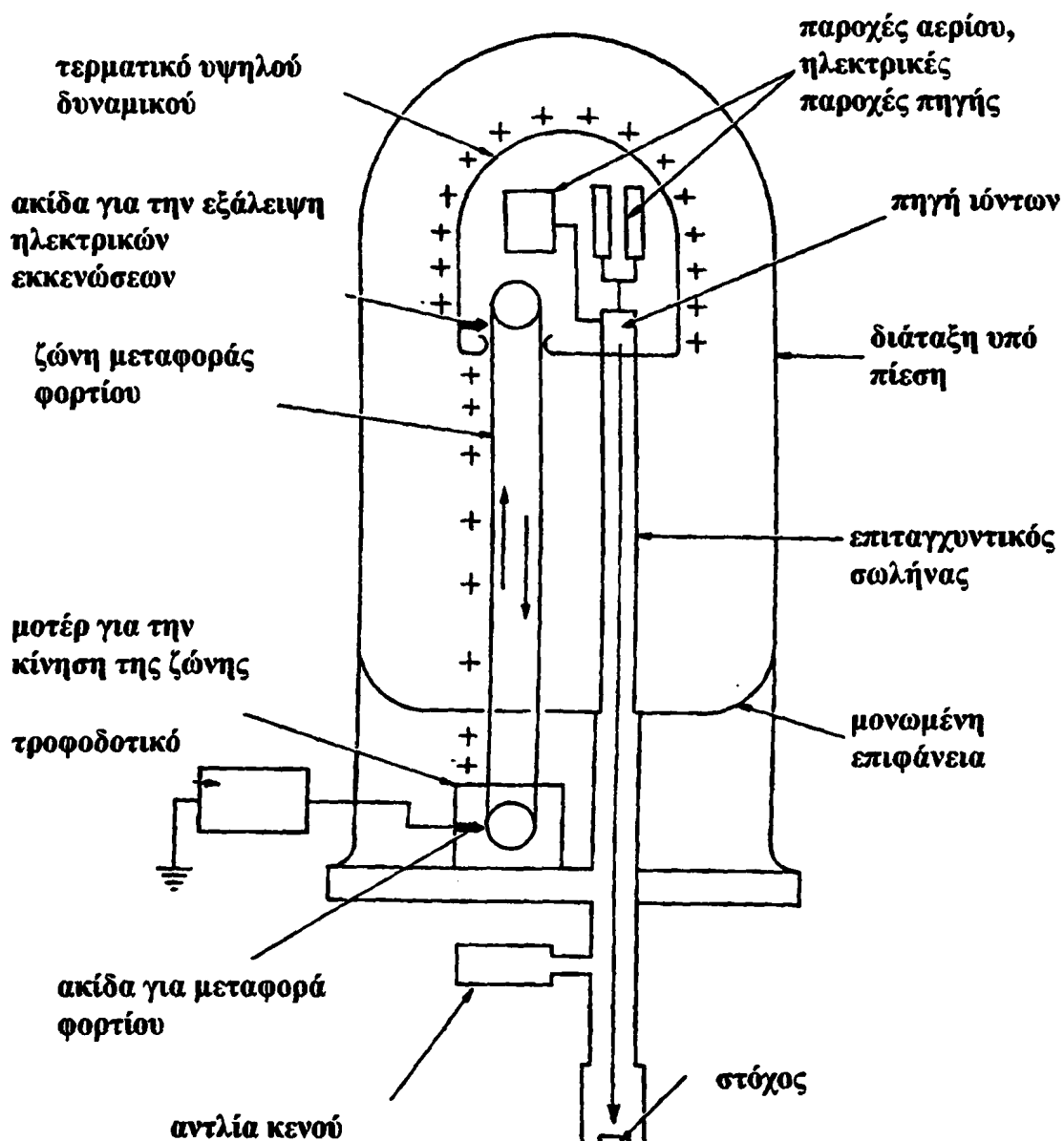


επεκράτησε στην κατασκευή επιταχυντών για ερευνητικά εργαστήρια Πυρηνικής, και θα περιγραφεί παρακάτω.

Μία ατέρμονη ζώνη¹ (Σχήμα 7) κινείται μέσα σ'ένα μονωμένο δοχείο γεμάτο συνήθως με άζωτο και CO_2 ή αέριο Freon (CCl_2F_2) σε πίεση 20 atm, και μεταφέρει φορτίο από το σημείο A που είναι γειωμένο, στο κοίλο τερματικό B. Η διάταξη δημιουργεί διαφορά δυναμικού $V = Q/C$, όπου C είναι η χωρητική σύνδεση του τερματικού-ηλεκτροδίου με τη γη. Το δυναμικό αυτό διαμοιράζεται

¹ Σε ορισμένους επιταχυντές αντί της ζώνης χρησιμοποιείται μεταλλική αλυσίδα (επιταχυντές pelletron, laddetron)

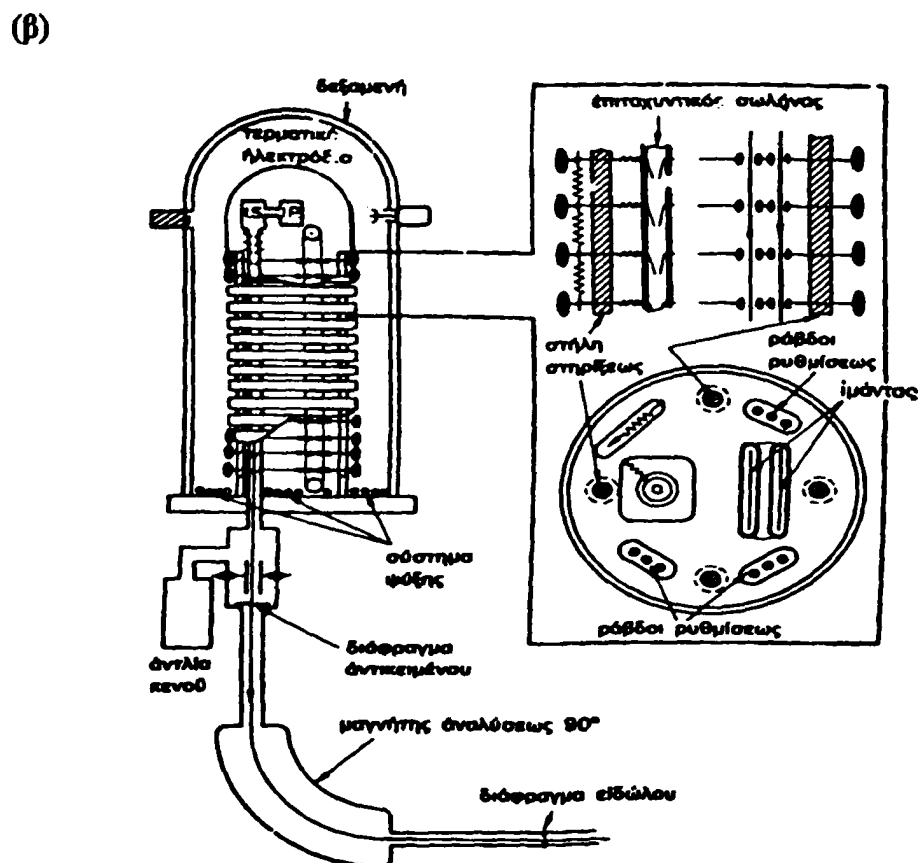
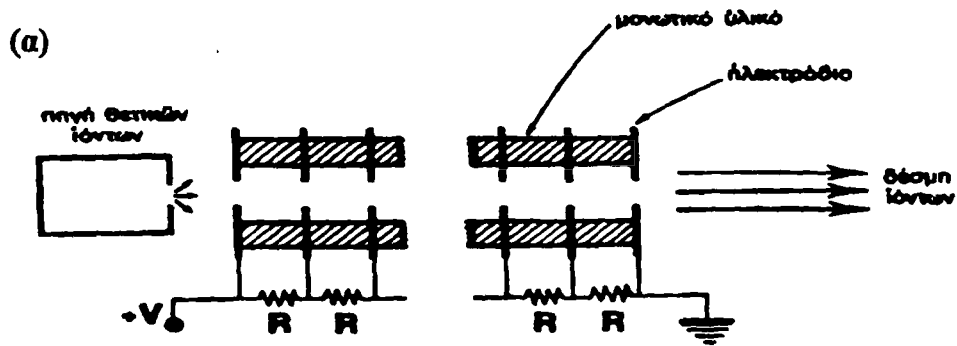
Σχήμα 7. Τυπική διάταξη επιταχυντή Van der Graaff (Από I. Kaplan, Nuclear Physics)



ομοιόμορφα σε ενδιάμεσα ηλεκτρόδια με μία ποτενσιομετρική διάταξη (Σχήμα 8)

Το φορτίο μεταφέρεται στη ζώνη μέσω ηλεκτρικής εκκένωσης από τις ακίδες που είναι τοποθετημένες κοντά στο σημείο A και που

Σχήμα 8. α) Ποτενσιομετρική διάταξη για την ομαλή ανάπτυξη δυναμικού σε επιταχυντή μεταφοράς φορτίου, β) Επιταχυντής Van de Graaff με λεπτομέρειες από τον τρόπο στηρίξεως και την ποτενσιομετρική διάταξη. (Από το βιβλίο « Techniques in Nuclear Structure » J. B. A. England)



διατηρούνται συνεχώς σ'ένα θετικό δυναμικό (50 kV). Στη συνέχεια διοχετεύεται στο τερματικό B μέσω των ακίδων που βρίσκονται κοντά στην κορυφή της ζώνης.

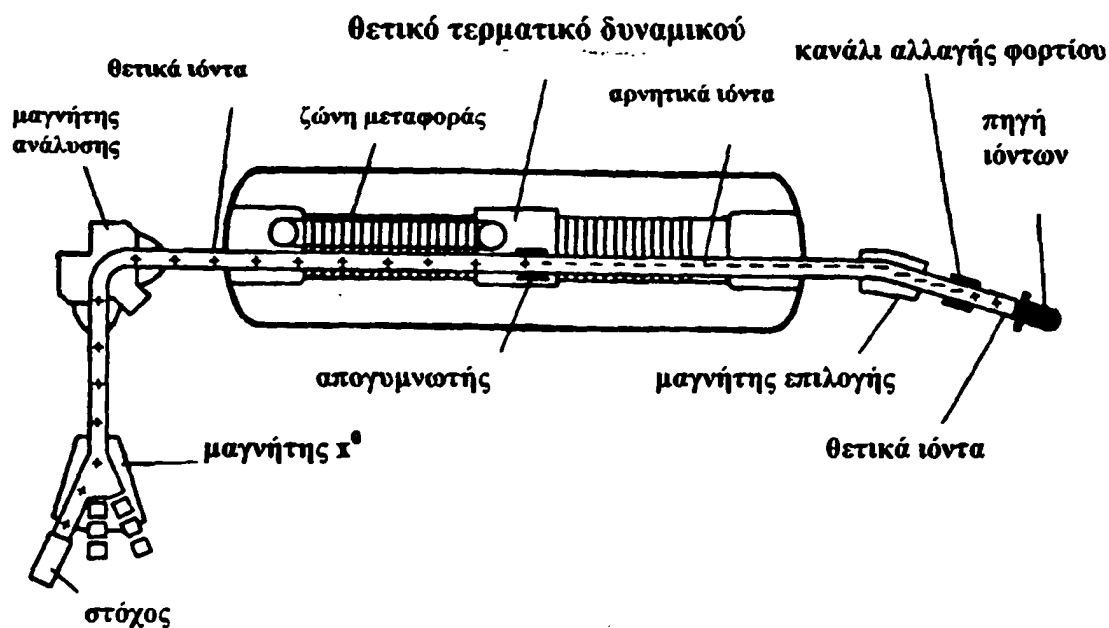
Μέσα στο τερματικό ηλεκτρόδιο το οποίο είναι κοίλο σε σχήμα καμπάνας, τοποθετείται η πηγή θετικών ιόντων και έτσι προστατεύεται από το ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο της επιταχυντικής διατάξεως (κλωβός Faraday). Ο επιταχυντικός σωλήνας όπου θα κινηθούν το ιόντα υπό την επίδραση του δυναμικού, ξεκινά από την έξοδο της πηγής και καταλήγει έξω από τη διάταξη επιτάχυνσης. Βρίσκεται δε σε υψηλό κενό $\approx 10^{-7}$ Torr.

Το δυναμικό που μπορεί να δημιουργήσει, ο επιταχυντής Van de Graaff περιορίζεται σε μία οριακή τιμή 7-10 MV, πάνω από την οποία αρχίζει ανεπιθύμητος πολλαπλασιασμός δευτερογενών ηλεκτρονίων λόγω ηλεκτρικών εκκενώσεων.

Η ανάγκη για υψηλότερες ενέργειες οδήγησε στη δημιουργία των *επιταχυντών Tandem*, που δεν είναι παρά δύο επιταχυντές Van de Graaff με ένα κοινό τερματικό δυναμικού (Σχήμα 9). Στην περίπτωση αυτή είναι αναγκαία η χρήση πηγής αρνητικών ιόντων. Η πηγή αυτή μπορεί να τοποθετηθεί έξω από τον επιταχυντή γεγονός που έχει μεγάλη πρακτική σημασία. Αρνητικά ιόντα επιταχύνονται από το σημείο A (Σχήμα 9) στο σημείο B, δηλαδή στο κοινό τερματικό θετικού δυναμικού U. Στο σημείο αυτό περνούν από έναν απογυμνωτή (stripper). Ο απογυμνωτής είναι κατάλληλο υλικό, συνήθως πολύ λεπτά φύλλα κάρβουνου, όπου τα αρνητικά ιόντα μετατρέπονται σε θετικά ιόντα. Ως θετικά πια ιόντα απωθούνται από το θετικό φορτίο του τερματικού και επιταχύνονται πίσω στη γη, σημείο Γ, με το ίδιο δυναμικό U. Έτσι π.χ. για την επιτάχυνση πρωτονίων, αρνητικά ιόντα υδρογόνου, δηλαδή ιόντα με δύο ηλεκτρόνια κινούνται κατ αρχάς μέχρι το σημείο B, όπου αποκτούν



Σχήμα 9. Σχηματική διάταξη επιταχυντή Tandem (Από το άρθρο R.J. Van de Graaff, N.I.M 8 (1960) 195)



ενέργεια eU . Εν συνεχεία περνούν από τον απογυμνωτή γίνονται θετικά, δηλαδή χάνουν και τα δύο ηλεκτρόνια τους, και έτσι αναγκάζονται να συνεχίσουν την κίνησή τους μέχρι το σημείο Γ αποκτώντας τελικά ενέργεια $2eU$. Εάν το τερματικό του επιταχυντή έχει δυναμικό $U = 10 \text{ MV}$, μπορούμε να πάρουμε πρωτόνια με ενέργεια 20 MeV . Για βαρύτερα ιόντα ακολουθείται η ίδια διαδικασία. Μπορούμε π.χ. να ξεκινήσουμε με αρνητικά ιόντα πυριτίου, Si^- , που αν μετατραπούν από τον απογυμνωτή σε θετικά φορτία με ενεργό φορτίο 7, Si^{+7} , θα πάρουμε τελικά πυρίτιο με ολική ενέργεια $eU + 7eU = 8eU$ ή 80 MeV για τερματικό δυναμικό $U = 10 \text{ MV}$. Βέβαια το υλικό του απογυμνωτή δεν μπορεί να επιλέξει την κατάσταση ιονισμού του βαρέος ιόντος, το οποίο όταν εξέρχεται από ένα υλικό μπορεί να βρεθεί σε διάφορες καταστάσεις φορτίου, με μία ορισμένη πιθανότητα για κάθε κατάσταση. Η επιλογή αυτή γίνεται



μετά την έξοδο από τον επιταχυντή, με ένα μαγνήτη αναλύσεως 90° (analyzing magnet), ο οποίος θα επιτρέψει την διέλευση μόνο σε ένα είδος ιόντων με συγκεκριμένη ενέργεια (απόκλιση κατά 90°), ενώ όλα τα υπόλοιπα θα απορροφηθούν από τα τοιχώματα του μαγνήτη.

Κατά την υπόλοιπη διαδρομή της η δέσμη διατρέχει ένα αερόκενο μεταλλικό σωλήνα σε διάφορα σημεία του οποίου διατάξεις ηλεκτρικών ή μαγνητικών πεδίων (οπτική δέσμης) εστιάζουν και κατευθύνουν τη δέσμη στις αίθουσες με τους πειραματικούς θαλάμους.

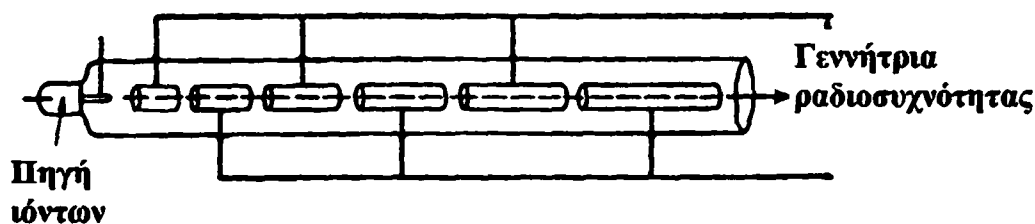
3.2 Επαναληπτικοί επιταχυντές

Για μεγαλύτερες επιταχύνσεις δημιουργήθηκαν οι επαναληπτικοί επιταχυντές όπου η επιτάχυνση ενός σωματιδίου επαναλαμβάνεται πολλές φορές. Οι επιταχυντές αυτοί διακρίνονται σε *γραμμικούς και κυκλικούς*. Στο Σχήμα 10, παρουσιάζεται σχηματικά ένας γραμμικός επιταχυντής (LINAC: Linear accelerator).

Ο επιταχυντής αυτός, αποτελείται από μία σειρά ομοαξονικών κυλίνδρων - ηλεκτροδίων μέσα σ' ένα αερόκενο γυάλινο σωλήνα. Οι κύλινδροι χωρίζονται μεταξύ τους από τους χώρους επιτάχυνσης. Το εναλλασσόμενο δυναμικό που εφαρμόζεται (σύνδεση ηλεκτροδίων εναλλάξ με τους πόλους μιας γεννήτριας) επιτρέπει στο σωματίο να επιταχυνθεί από κύλινδρο σε κύλινδρο, ώστε τελικά να αποκτήσει ενέργεια $nZeV$ όπου n είναι ο αριθμός των χώρων επιτάχυνσης και V το δυναμικό που βλέπει το σωματίο σε κάθε χώρο επιτάχυνσης. Εάν η συχνότητα του δυναμικού είναι c/λ , τότε το μήκος ενός κυλίνδρου για μία ημιπερίοδο, είναι



Σχήμα 10 : Σχηματική παράσταση απλού γραμμικού επιταχυντή



$$L_n = \frac{v_n \lambda}{2c} \quad (37)$$

Από την εξίσωση (37) και επειδή $v = (2nZeV/M)^{1/2}$, γίνεται φανερό ότι το μήκος κάθε κυλίνδρου σχετίζεται με τον αριθμό κυλίνδρων της μηχανής n , ως $L \propto n^{1/2}$, και εξαρτάται και από την συχνότητα λ , και το δυναμικό V . Γιά την αύξηση της μέγιστης κινητικής ενέργειας των ιόντων, απαιτείται αύξηση του μήκους των ηλεκτροδίων. Πρακτικά η κατασκευή ενός γραμμικού επιταχυντή μεγάλου μήκους, μετά από κάποιο σημείο μπορεί να γίνει αδύνατη, ιδιαίτερα για ελαφρά ιόντα, ηλεκτρόνια ή πρωτόνια.

Στο Σχήμα 11, φαίνεται ένας τύπος κυκλικού επιταχυντή το *κυκλοτρόνιο* (cyclotron). Στην περίπτωση αυτή το σωματίο κινείται σε κυκλικές τροχιές με τη βοήθεια ενός σταθερού μαγνητικού πεδίου και περνάει κατ' επανάληψη από τον ίδιο επιταχυντικό χώρο διατηρώντας πάντα σταθερή συχνότητα (*τυπικό κυκλοτρόνιο-standard cyclotron*).

Το κυκλοτρόνιο ήρθε ως απάντηση στις δυσκολίες που παρουσίασε ο γραμμικός επιταχυντής όπου για την επίτευξη υψηλών δυναμικών ήταν απαραίτητη η χρήση ηλεκτροδίων όλο και



μεγαλύτερου μήκους. Εδώ δύο μόνο ηλεκτρόδια, αντί των n ηλεκτροδίων του γραμμικού επιταχυντή, σε ημικυλινδρικό σχήμα (the dees, στην αγγλική ορολογία γιατί το σχήμα τους θυμίζει το γράμμα D του αγγλικού αλφαβήτου) προσαρμόζονται μέσα σ' ένα αερόκενο κύλινδρο αφήνοντας μία μικρή απόσταση μεταξύ των πλευρών τους. Ένα μαγνητικό πεδίο εφαρμόζεται κάθετα στο επίπεδο των dees ενώ η πηγή ιόντων προσαρμόζεται στο κέντρο της απόστασης των ηλεκτροδίων. Τα ηλεκτρόδια ενεργοποιούνται μέσω μιας πηγής εναλλασσόμενης τάσης συχνότητας f_0 , σε συντονισμό με τη συχνότητα των ιόντων (η ημιπερίοδος της εναλλασσόμενης τάσης τίθεται ίση με το χρόνο που κάνει το φορτίο να διαγράψει μισή κυκλική τροχιά), ενώ το εσωτερικό τους είναι απαλλαγμένο από ηλεκτρικά πεδία.

Το ιόν που θα διαφύγει από την πηγή ιόντων επιταχύνεται προς τα ηλεκτρόδια, όπου τη απουσία ηλεκτρικού πεδίου διαγράφει υπό την επίδραση του μαγνητικού πεδίου μία κυκλική τροχιά με χαρακτηριστικά κίνησης όπως περιγράφονται από τις παρακάτω εξισώσεις

$$F = qvB = \frac{mv^2}{r}, r = \frac{mv}{qB} \quad (38)$$

$$t = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi m}{qB} \quad (39)$$

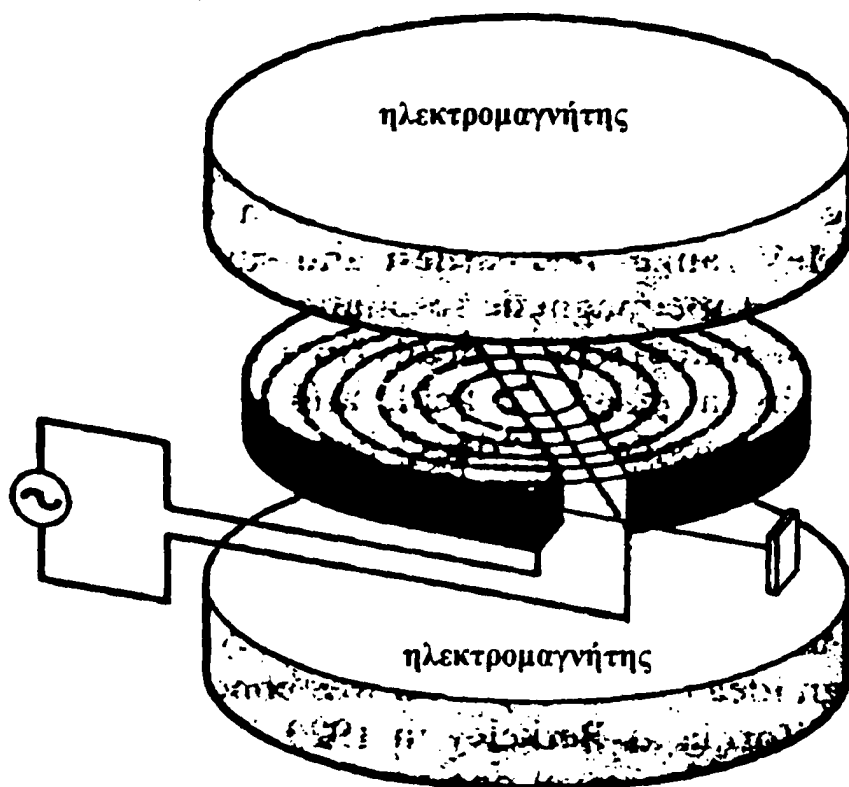
$$f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{eB}{2\pi m} \quad (40)$$

Εισερχόμενο το ιόν στο χώρο επιτάχυνσης, το χώρο δηλαδή μεταξύ των ηλεκτροδίων, επιταχύνεται και αποκτά περισσότερη ενέργεια, με αποτέλεσμα να διαγράφει τροχιά μεγαλύτερης ακτίνας. Θα πρέπει να σημειωθεί εδώ ότι, ο χρόνος που διαρκεί η κίνηση του ηλεκτρονίου κατά ένα ημικύκλιο (εξίσωση (39)) είναι σταθερός και ανεξάρτητος της



ακτίνας γ που διαγράφει (αποκτά μεγαλύτερη ενέργεια και διαγράφει μεγαλύτερη τροχιά αλλά με μεγαλύτερη ταχύτητα). Το άλλο κρίσιμο σημείο που θα πρέπει να υπογραμμίσουμε, είναι ο συγχρονισμός μεταξύ της συχνότητας της εναλλασσόμενης τάσης και της συχνότητας κυκλικής κίνησης του φορτίου. Ο συγχρονισμός αυτός επιτρέπει την εναλλαγή αρνητικής τάσης κατά την διάρκεια κίνησης του φορτίου μέσα στα ηλεκτρόδια όπου το ιόν είναι προστατευμένο από κάθε ηλεκτρικό πεδίο. Σε μία ιδεατή κατάσταση ο συγχρονισμός αυτός

*Σχήμα 11 Σχηματική αναπαράσταση κυκλοτρονίου(από το βιβλίο *Introductory Nuclear Physics*, K.S.Krane)*

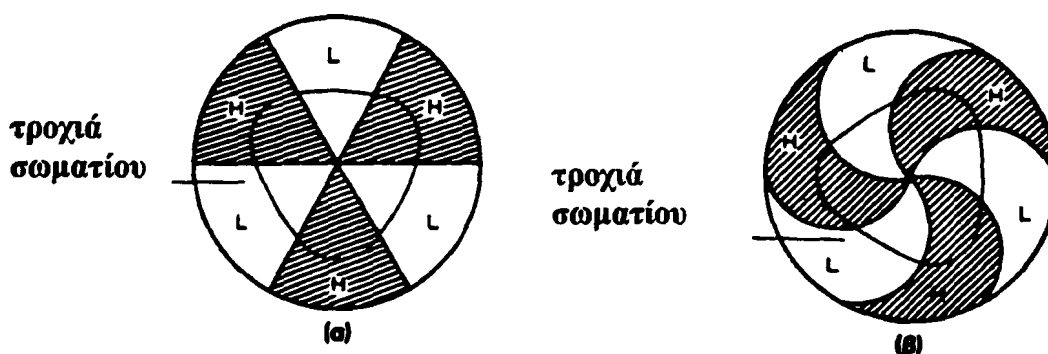


διατηρείται και το σωματίο διαγράφει κύκλους αυξανόμενης ακτίνας μέχρι την οριακή τιμή R που καθορίζεται από το μέγεθος των ηλεκτροδίων. Το τυπικό κυκλοτρόνιο λειτουργεί με προκαθορισμένη τιμή στο πεδίο B και στην συχνότητα f της εξωτερικά εφαρμοζόμενης



τάσης. Όμως όταν το σωματίο επιταχύνεται σε σχετικιστικές ταχύτητες η αρχική μάζα του μεταβάλλεται ως

Σχήμα 12. Γεωμετρία AVF (α) Με σύνορα ασυνέχειας κατά την ακτινική διεύθυνση (β) με σπειροειδή σύνορα ασυνέχειας, όπου L = περιοχή χαμηλού μαγνητικού πεδίου, H = περιοχή υψηλού μαγνητικού πεδίου (από Π. Ασημακόπουλο, Πυρηνική Φυσική II)



$$m = \frac{m_0}{[1 - (\nu / c)^2]^{1/2}} \quad (41)$$

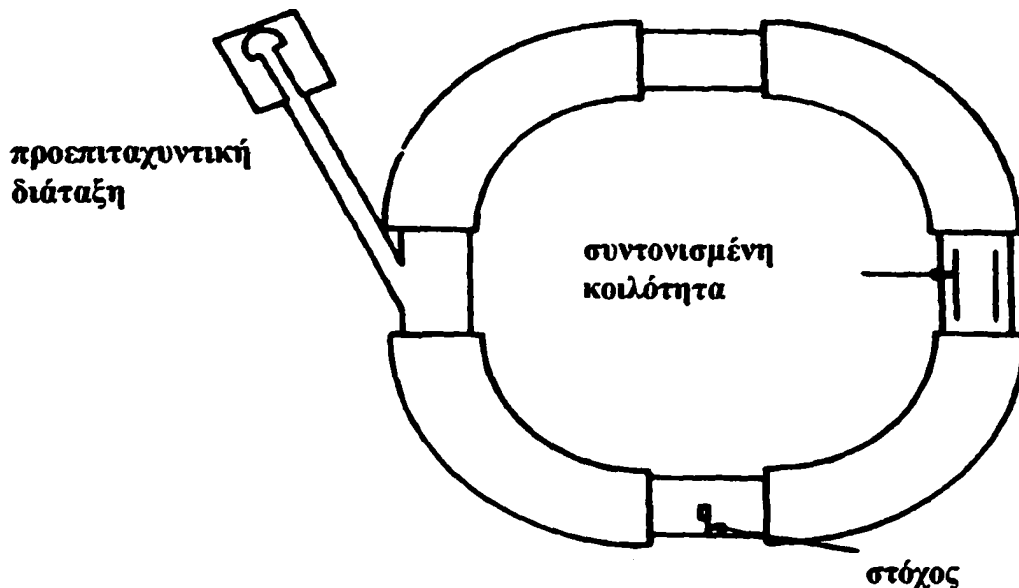
και άρα και η συχνότητα του ως

$$f_0 = f [1 - (\nu / c)^2]^{1/2} = f' [m_0 c^2 / E] \quad (42)$$

Ένας τρόπος αντιμετώπισης της κατάστασης αυτής είναι η αύξηση του B με την ενέργεια ως $B = (B_0 / m_0 c^2) E$. Τότε για δέσμη πρωτονίων ενέργειας 10 MeV απαιτείται αύξηση του B κατά 1%. Στην αρχή αυτή της αύξησης δηλαδή της ακτινικής συνιστώσας του πεδίου z (η διεύθυνση αυτή είναι κάθετη προς το ισημερινό πεδίο του κυκλοτρονίου)

$$B_z(r) = B_0 \left[1 - \left(\frac{B_0 q r}{m_0} \right)^2 \right]^{-1/2}$$

Σχήμα 13 Διάταξη συγχροτρονίου πρωτονίων (Από Π. Ασημακόπουλο, Πυρηνική Φυσική II)



λειτουργεί το **ισόχρονο κυκλοτρόνιο (isochronous cyclotron)** στο οποίο η συχνότητα διατηρείται σταθερή. Αν και η μεταβολή του μαγνητικού πεδίου σύμφωνα με την παραπάνω σχέση οδηγεί σε ισόχρονες τροχιές, η λύση αυτή οδηγεί σε σημαντικά προβλήματα εστίασης της δέσμης. Το πρόβλημα τότε λύνεται είτε με την απώλεια μεγάλου ποσοστού της αρχικής δέσμης ή με μία εντελώς νέα γεωμετρία (Σχήμα 12) μέσω του κυκλοτρονίου μεταβαλλόμενου αζιμουθιακού πεδίου (κυκλοτρόνιο AVF). Εναλλακτικά, στο **συγχροκυκλοτρόνιο (synchrocyclotron)** εφαρμόζεται μεταβαλλόμενη συχνότητα η οποία επιτρέπει την αύξηση της μέγιστης ενέργειας ιόντων. Και στηρίζεται στην προφανή διαπίστωση ότι ένα σωματίο θα παραμείνει στην επιταχυντική διαδικασία εφόσον σε όλη την διαδρομή η συχνότητα λειτουργίας του κυκλοτρονίου συγχρονίζεται με την συχνότητα περιστροφής (σχέση



42). Καθαρά οικονομικοί λόγοι έχουν οδηγήσει στην κατασκευή των *συγχρότρων* (synchrotron) όπου υπάρχει και μεταβαλλόμενη συχνότητα και μεταβαλλόμενο πεδίο. Στην περίπτωση του *συγχρότρου πρωτονίων*, τυπική διάταξη της οποίας παρέχεται στο Σχήμα 13, πρωτόνια προεπιταχυνόμενα με την βοήθεια π.χ ηλεκτρικού ή γραμμικού επιταχυντή διοχετεύονται στην κυρίως επιταχυντική διάταξη που έχει την μορφή δακτυλίου. Τα πρωτόνια διατηρούνται σε σταθερή τροχιά με την βοήθεια εγκάρσιου μαγνητικού πεδίου. Η επιτάχυνση παρέχεται από ένα αριθμό συντονισμένων κυλοτήτων σε ευθύγραμμα τμήματα της τροχιάς απαλλαγμένα από το μαγνητικό πεδίο. Οι τελευταίες μορφές κυκλοτρονίων αναφέρονται σε υψηλές ενέργειες και ξεφεύγουν από την ύλη που παρατίθεται σε αυτό το βιβλίο.

3.3 ΕΠΙΤΑΧΥΝΤΕΣ ΣΤΗΝ ΕΥΡΩΠΗ ΣΗΜΕΡΑ

3.3.1 Επιταχυντές με σταθερές δέσμες

Οι Ευρωπαίοι πυρηνικοί φυσικοί σήμερα στηρίζονται σε μία αλυσίδα διατάξεων που παρέχουν υψηλής ποιότητας δέσμες σε μία ευρεία κατηγορία χημικών στοιχείων με ενέργειες γύρω και πάνω από το δυναμικό Coulomb. Πολλοί επιταχυντές έχουν πρόσφατα λειτουργήσει ή έχουν αναβαθμιστεί ως προς την ενέργεια ώστε να ανταποκρίνονται στις ανάγκες της Πυρηνικής Φυσικής. Αξίζει να αναφέρουμε τις μεγάλες επιταχυντικές διατάξεις του Legnaro (Italy) όπου υπάρχει επιταχυντής Tandem 16MV με ανάφλεξη μέσω ενός υπεραγωγίμου γραμμικού επιταχυντή, έχοντας την δυνατότητα προσφοράς δεσμών βαρέων ιόντων με ενέργειες έως 20MeV/u και μάζες μέχρι $A=100$. Ο



νέος επιταχυντής Tandem-«Vivitron» στο Στρασβούργο (Γαλλία) φθάνει τα 20MV ενώ σχεδιάζεται τελικά να φθάσει τα 25MV. Το κυκλοτρόνιο (K=130) στο Jyväskylä (Φινλανδία) παρέχει ένα σπάνιο αριθμό ισοτοπικών δεσμών, ξεκινώντας από τα πρωτόνια μέχρι τα βαριά στοιχεία σε ενέργειες πάνω από το φράγμα Coulomb. Το υπεραγώγιμο κυκλοτρόνιο AGOR(K=600) κατασκευάστηκε από Γερμανογαλλική ομάδα στο Orsay και τοποθετήθηκε στο εργαστήριο KVI - Groningen (Ολλανδία) όπου τα πειράματα βασίζονται σε δέσμες πρωτονίων ενέργειας 200 MeV και δέσμες βαρέων στοιχείων με ενέργειες 95 MeV/u.

Πέρα των μεγάλων αυτών συστημάτων υπάρχουν πολλοί τοπικοί επιταχυντές, χρήσιμοι για πειράματα μικρής εμβέλειας, πειράματα εφαρμογών στην Πυρηνική Φυσική και για εκπαίδευση φοιτητών στην Πειραματική Πυρηνική Φυσική.

3.32 Ευρωπαϊκοί επιταχυντές ραδιενεργών δεσμών

Οι δύο βασικοί τρόποι για την επίτευξη ραδιενεργών δεσμών είναι α) η μέθοδος ISOL και β) η μέθοδος κατακερματισμού (fragmentation). Στη μέθοδο ISOL η ραδιενεργός δέσμη παράγεται μέσω μίας πρωτογενούς αντίδρασης ενώ στη μέθοδο κατακερματισμού μέσω του τεμαχισμού μίας πρωτογενούς δέσμης σε πρωτογενή στόχο. Με την πρώτη μέθοδο οι παραγόμενες δέσμες φθάνουν σε εργαστηριακό ενεργειακό εύρος 0.65-5 MeV/u ενώ στην δεύτερη περίπτωση ξεπερνούν τα 20 MeV/u. Στο εργαστήριο Louvain-la Neuve χρησιμοποιείται η μέθοδος ISOL για την παραγωγή ραδιενεργών δεσμών. Η δεύτερη μέθοδος του κατακερματισμού χρησιμοποιείται στα εργαστήρια GSI (Γερμανία LINAC +σύγχροτρο) με ενέργειες πάνω από 2 GeV/u και στο Ganil-Γαλλίας (2 ισόχρονα κυκλοτρόνια K=380)



με μέσες ενέργειες μέχρι 95 MeV/u . Επίσης σύντομα σε αυτές τις προδιαγραφές θα λειτουργήσουν τα εργαστήρια Catania-Ιταλίας (κυκλοτρόνιο, $K=800$) και Dubna-Ρωσίας (κυκλοτρόνιο $K=450-630$) Εξάλλου στο GANIL -Γαλλίας, ένα τρίτο κυκλοτρόνιο έχει ήδη προστεθεί στα δύο υπάρχοντα -SPIRAL- με σκοπό την επιτάχυνση δευτερογενών ραδιενεργών δεσμών.



4. ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΜΕ ΤΗΝ ΥΛΗ

4.1 Αλληλεπίδραση ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας με την ύλη

4.1.1 Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο

Ως γνωστόν ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο δεν είναι δυνατόν να απορροφήσει ένα φωτόνιο διότι είναι αδύνατο συγχρόνως να διατηρηθεί και η ενέργεια και η ορμή του συστήματος. Η δυσκολία αυτή παρακάμπτεται όταν το ηλεκτρόνιο είναι δεσμευμένο στο άτομο οπότε και παρατηρούμε το *φωτοηλεκτρικό φαινόμενο*. Δηλαδή τό φαινόμενο κατά το οποίο ένα ηλεκτρόνιο διαφεύγει από το άτομο με την απορρόφηση ενός φωτονίου. Η ενέργεια που αποκτά το ηλεκτρόνιο είναι

$$T = h\nu - E_K \quad (44)$$

όπου E_K είναι η ενέργεια σύνδεσης του ηλεκτρονίου στην K στοιβάδα, L στοιβάδα κ.λ.π. Η διαδικασία (44) μπορεί να συμβεί αν $h\nu > E_K$.

Η μεταβολή της ενεργού διατομής του φωτοηλεκτρικού φαινομένου ως συνάρτηση της ενέργειας φαίνεται στο Σχήμα 15α. Παρατηρείται ότι για χαμηλές ενέργειες ($h\nu \ll m_0c^2$) υπάρχει ισχυρή εξάρτηση ως προς την ενέργεια, $\sigma_{PE} \propto Z^5 E^{-7/4}$, για ενέργεια ίση με την ενέργεια σύνδεσης υπάρχει μία απότομη αύξηση (κορυφή συντονισμού), ενώ για υψηλότερες ενέργειες η εξάρτηση είναι ασθενέστερη, $\sigma_{PE} \propto Z^5 E^{-1/2}$. Το ποσό ενέργειας E_K ελευθερώνεται ως ακτίνες x ή ηλεκτρόνια Auger. Ο λόγος του αριθμού των ακτίνων x από την K στοιβάδα ως προς τις οπές στη στοιβάδα αυτή ονομάζεται *συντελεστής φθορισμού*. Η μεταβολή του συντελεστή φθορισμού ως συνάρτηση του ατομικού αριθμού, δίνεται στο Σχήμα 15β. Από



Σχήμα 14 : Σχηματική αναπαράσταση του φαινομένου Compton



το σχήμα αυτό φαίνεται ότι, το φαινόμενο Auger υπερτερεί στα ελαφρά στοιχεία.

4.1.2 Φαινόμενο Compton

Κατά τη διεργασία του *φαινομένου Compton*, το προσπίπτον φωτόνιο αλληλεπιδρά με ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο ή ένα ηλεκτρόνιο εξωτερικών στοιβάδων, όπου η ενέργεια σύνδεσης είναι πολύ μικρή και σκεδάζεται με απώλεια ενέργειας. Σχηματικά το παραπάνω φαινόμενο περιγράφεται στο Σχήμα 10.

Εφαρμόζοντας τους νόμους διατήρησης ορμής και ενέργειας με σχετικιστικές εκφράσεις, μπορούμε να εκφράσουμε την ενέργεια του σκεδαζομένου φωτονίου ως

$$h\nu' = \frac{h\nu_0}{1 + \frac{h\nu_0}{511}(1 - \cos\theta)} \quad (45)$$

τη δε κινητική ενέργεια που αποκτά το ηλεκτρόνιο ως

$$T_e = h\nu_0 - h\nu' = h\nu_0 \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{h\nu_0}{511}(1 - \cos\theta)} \right] \quad (46)$$

Η έκφραση (46) γίνεται μηδέν για γωνία, $\theta = 0$ και μέγιστη για γωνία, $\theta = \pi$.

Η ενεργός διατομή της σκέδασης κατά Compton ανά ηλεκτρόνιο ελαττώνεται με την προσπίπτουσα ενέργεια και αυξάνει με τον αριθμό των ηλεκτρονίων Z του υλικού.

4.1.3 Δίδυμη γένεση

Το φαινόμενο της *δίδυμης γένεσης*, παρατηρείται όταν ένα φωτόνιο με ενέργεια μεγαλύτερη από 1.022 MeV (ενέργεια κατωφλίου) προσπίπτει σε ένα υλικό με υψηλό Z . Τότε το φωτόνιο αυτό απορροφάται πλήρως, με αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός ζεύγους ηλεκτρονίου - ποζιτρονίου. Η διαφορά ενεργειών μεταξύ ενέργειας κατωφλίου και της ενέργειας του προσπίπτοντος φωτονίου εμφανίζεται ως κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου και του ποζιτρονίου.

Για την εξήγηση του φαινομένου περιληπτικά μπορούμε να δώσουμε τα εξής στοιχεία από τη θεωρία Dirac ηλεκτρονίου.

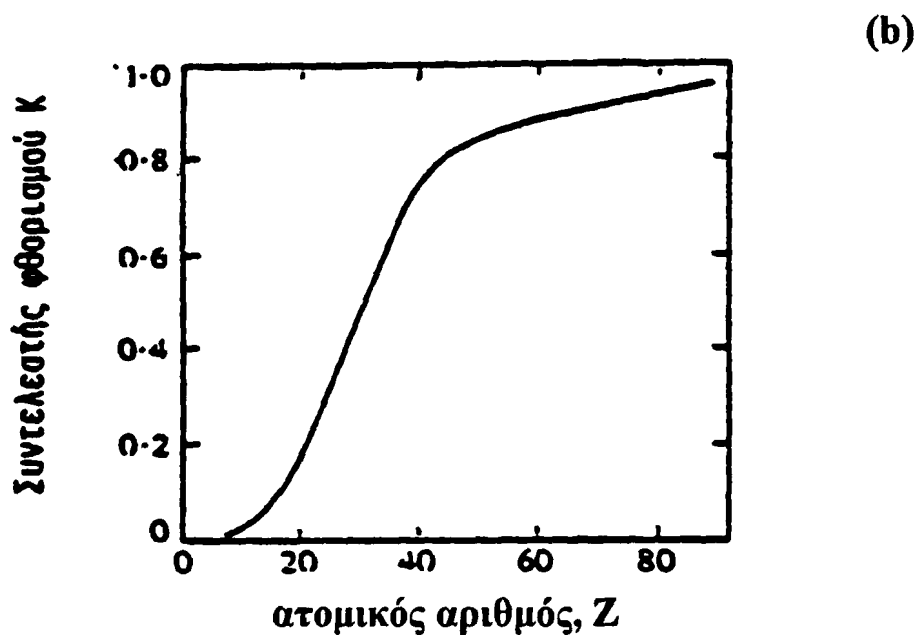
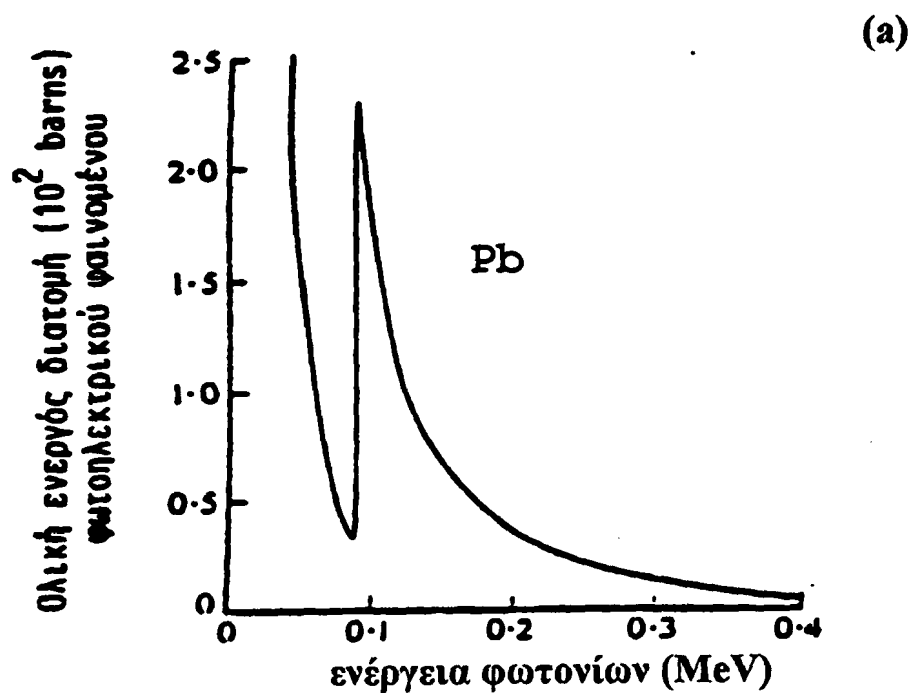
Το ηλεκτρόνιο μπορεί να βρεθεί σε θετικές και αρνητικές καταστάσεις ενέργειας

$$E = \pm (p^2 c^2 + m^2 c^4)^{1/2} \quad (47)$$

Όλες οι καταστάσεις αρνητικής ενέργειας είναι πλήρεις και έτσι



Σχήμα 15. α) Μεταβολή φωτοηλεκτρικής ενεργού διατομής στο μόλυβδο.
 β) Μεταβολή συντελεστή φθορισμού



καμία αυθόρμητη μετάπτωση δεν μπορεί να συμβεί. Εν τούτοις εάν προσφέρουμε στο σύστημα ενέργεια, ένα ηλεκτρόνιο μπορεί να εκδιωχθεί από τις καταστάσεις αρνητικής ενέργειας και να κινηθεί προς τις καταστάσεις θετικής ενέργειας. Η διαδικασία αυτή δημιουργεί μία οπή, η οποία συμπεριφέρεται ως σωματίο με ενέργεια $-(-E)$, ορμή $-(-p)$ και φορτίο $-(-e)$. Τα σωματία αυτά, αποτελούν τα ποζιτρόνια.

Η ίδια θεωρία εξηγεί επίσης την εξαύλωση, το αντίστροφο φαινόμενο της δίδυμης γένεσης. Ένα ηλεκτρόνιο μεταπίπτει σε καταστάσεις αρνητικής ενέργειας όπου υπάρχει μία οπή και έτσι ηλεκτρόνιο και ποζιτρόνιο εξαφανίζονται με την έκλυση ενός ποσού ενέργειας $2m_0c^2$. Η ενεργός διατομή για δίδυμη γένεση είναι ανάλογη του Z^2 .

Ανακεφαλαιώνοντας οι ενεργές διατομές για **φωτοηλεκτρικό φαινόμενο** (σ_{PE}), **σκέδαση Compton** (σ_C) και **δίδυμη γένεση** (σ_{PP}) εξαρτώνται από τον ατομικό αριθμό, Z , του υλικού ως

$$\sigma_{PE} \propto Z^5, \quad \sigma_C \propto Z, \quad \sigma_{PP} \propto Z^2 \quad (48)$$

Σημειώνουμε επίσης ότι το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο κυριαρχεί στις χαμηλές ενέργειες ενώ στις υψηλές κυριαρχεί η δίδυμη γένεση (Σχήμα 16).

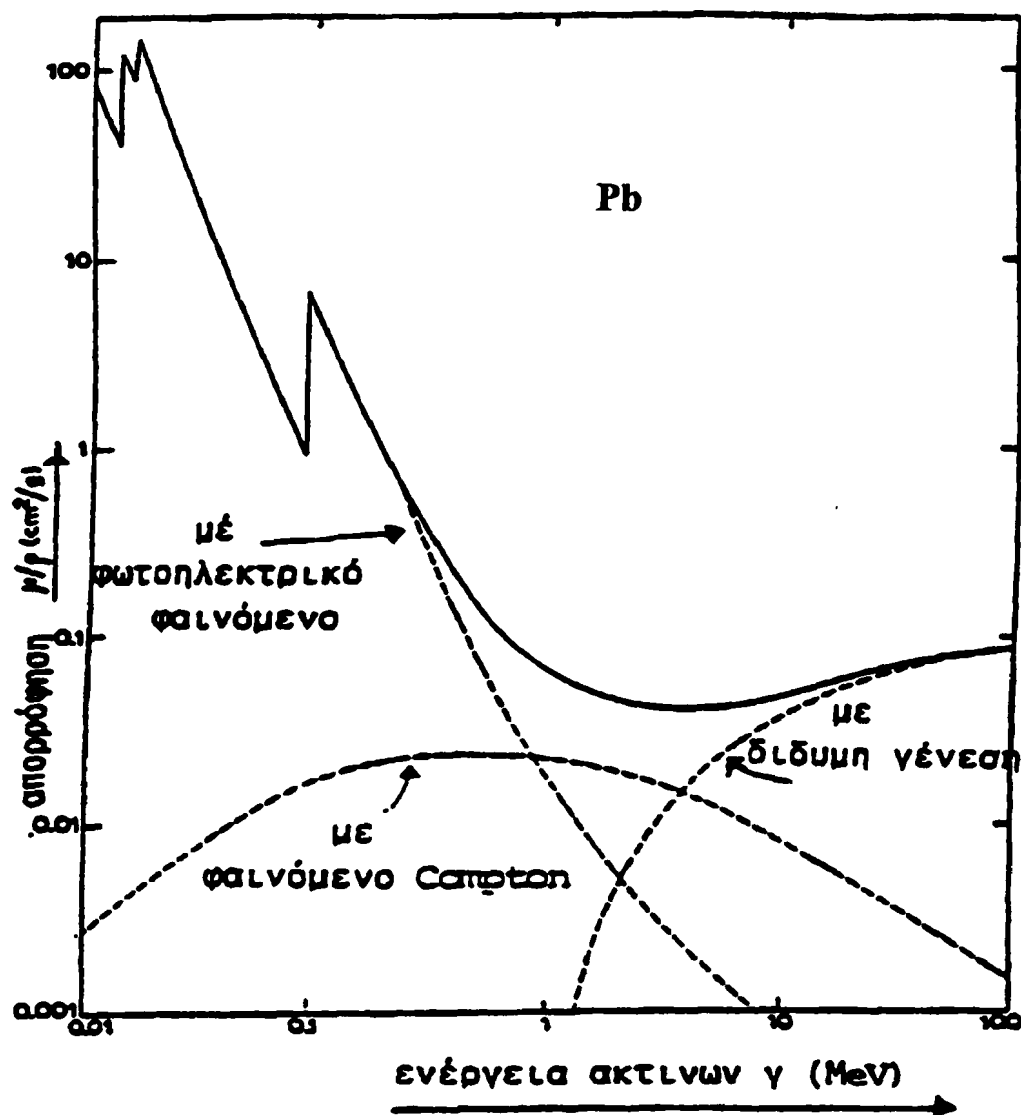
Εξάλλου αποδίδοντας την ενεργό διατομή για τους διάφορους τύπους απορρόφησης μέσω του **γραμμικού συντελεστή απόσβεσης** ($\mu = N\sigma$ όπου N πυκνότητα ατόμων) μπορούμε να γράψουμε

$$\mu = \mu_{photo} + \mu_{Com} + \mu_{pair} \quad (49)$$

όπου οι επιμέρους συντελεστές μ_{photo} , μ_{Com} , μ_{pair} αναφέρονται στις διεργασίες απορρόφησης μέσω φωτοηλεκτρικού φαινομένου, φαινομένου Compton και φαινομένου δίδυμης γένεσης. Περισσότερο



Σχήμα 16. Απορρόφηση φωτονίων από μόλυβδο



χρήσιμο μέγεθος είναι ο **μαζικός συντελεστής** απόσβεσης που ορίζεται ως μ/ρ (ρ : πυκνότητα υλικού) και είναι ανεξάρτητος του υλικού. Στο Σχήμα (16) δίνεται η μεταβολή του μαζικού συντελεστή απόσβεσης σε μονάδες cm^2g^{-1} συναρτήσει της ενέργειας φωτονίων προσπιπτόντων σε μόλυβδο. Παρόμοιες γραφικές παραστάσεις για

διάφορα υλικά μπορεί να βρει κανείς στο βιβλίο " The Atomic Nucleus" του R.D. Evans.

ΑΣΚΗΣΗ 4

Να υπολογιστεί η απόσβεση ακτίνων γ ενέργειας 1 MeV σε αέρα και μόλυβδο.

ΛΥΣΗ

Από το σχήμα (16) $\mu/\rho(\text{αέρα}) = \mu/\rho(\text{μόλυβι}) = 0.07 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ Εξάλλου από τη σχέση (19) η απόσβεση είναι 1-n/ho βάσει της οποίας μπορούμε να καταστρώσουμε τον παρακάτω πίνακα

Πίνακας 3.

υλικό	πάχος	απόσβεση
αέρας	1 m	1 %
	10 m	9 %
	100 m	60 %
Pb	1 cm	55 %

4.2 Αλληλεπίδραση φορτισμένων σωματίων με την ύλη

Ο μηχανισμός της αλληλεπίδρασης φορτισμένων σωματίων με την ύλη στηρίζεται στις δυνάμεις Coulomb μέσω των οποίων τα σωματία αλληλεπιδρούν κατά κύριο λόγο με τα ηλεκτρόνια των ατόμων του μέσου και κατά δεύτερο λόγο με τον πυρήνα των (ο όγκος που καταλαμβάνει ο πυρήνας είναι πολύ μικρότερος από τον όγκο του ατόμου, $1 : 10^{15}$).

Κατά τη διέλευσή τους διαμέσου της ύλης, φορτισμένα



σωμάτια με κινητική ενέργεια $E = 1/2 mv^2$, επιβραδύνονται με συνεχείς συγκρούσεις, κατά τις οποίες, λόγω των ανωτέρω αλληλεπιδράσεων χάνουν σταδιακά όλη την ενέργεια τους και σταματούν. Ο ρυθμός απώλειας της κινητικής ενέργειας του σωματίου ανά μονάδα διαδρομής ονομάζεται **ισχύ ανάσχεσης (stopping power)**

$$\text{STOPPING} = S = \frac{dE}{dx} = m v \frac{dv}{dx} = m \frac{dv}{dt} \quad (50)$$

η δε ολική διαδρομή που διανύει το σωματίο μέχρις ότου σταματήσει ονομάζεται **βεληνεκές (range)**.

$$\text{RANGE} = R = \int_0^{E_{\max}} \left[\frac{dE}{dx} \right]^{-1} dE \quad (51)$$

Η θεωρία υπολογισμού της ισχύος ανάσχεσης δεν είναι ούτε ενιαία ούτε πλήρης σε όλο το φάσμα της κινητικής ενέργειας και το πλήθος των δυνατών συνδυασμών κινούμενου σωματίου - υλικού. Οι πλέον αποδεκτές θεωρίες σήμερα είναι κυρίως ημιεμπειρικές και διαχωρίζουν μεταξύ αλληλεπίδρασης πρωτονίων - ελαφρών πυρήνων και βαρέων πυρήνων με την ύλη.

Επίσης γίνεται διαχωρισμός μεταξύ της διαδικασίας απόσβεσης ενέργειας (energy loss) μέσω αλληλεπίδρασης με τα ηλεκτρόνια του στόχου (ιονισμός ή διέγερση των ατόμων του στόχου) και μέσω αλληλεπίδρασης με τον πυρήνα των ατόμων του στόχου. Στην πρώτη περίπτωση ονομάζουμε την ισχύ ανάσχεσης **ηλεκτρονική ισχύ ανάσχεσης (electronic stopping power)** ενώ στη δεύτερη **πυρηνική ισχύ ανάσχεσης (nuclear stopping power)**. Σε υψηλές ενέργειες η πυρηνική ισχύ ανάσχεσης μπορεί να παραληφθεί ενώ σε χαμηλές ενέργειες γίνεται συγκρίσιμη με την ηλεκτρονική και πρέπει να συνυπολογιστεί. Για πρωτόνια μπορεί να παραληφθεί σε όλες τις ενέργειες.



4.2.1 Αλληλεπίδραση πρωτονίων με την ύλη

Σε πολύ χαμηλές ενέργειες η ισχύ ανάσχεσης υπολογίζεται βάσει του στατιστικού μοντέλου Thomas-Fermi για το άτομο. Μέσα σε αυτό το πλαίσιο η ηλεκτρονική ισχύ (αλληλεπίδραση σωματίων με τα ηλεκτρόνια του ατόμου του υλικού) η οποία κατά κύριο λόγο επικρατεί, φαίνεται κατ' αρχάς να περιγράφεται καλά από τη σχέση των Lindhard Scharff για ελαφρά σωματίδια (Lindhard and Scharff; Phys. Rev. 124 (1961) 128.

$$S_e = Z_1^{1/6} 8\pi e^2 \alpha_0 \frac{Z_1 Z_2}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/2}} \frac{v}{v_0}, \quad v < v_0 Z_1^{2/3} \quad (52)$$

όπου τα μεγέθη α_0 και $v_0 = c/137$ είναι η ακτίνα και ταχύτητα Bohr αντίστοιχα και Z_1, Z_2 οι ατομικοί αριθμοί βλήματος - στόχου. Για βαρύτερα σωματίδια, πειραματικά αποτελέσματα, καταδεικνύουν την ύπαρξη ισχυρών περιοδικών αυξομειώσεων με το Z_1 , οι οποίες συνδέονται επίσης και με αποκλίσεις ως προς την γραμμική εξάρτηση της ταχύτητας.

Για πολύ υψηλές ενέργειες (1MeV/amu) η ισχύ ανάσχεσης περιγράφεται με ακρίβεια από τη σχέση Bethe (U. Fano; Ann. Rev. Nucl. Sci. 13 (1963) 1), που αποτελεί τη κβαντική απάντηση στην προϋπάρχουσα σχέση του Bohr στην κλασική μηχανική.

$$S = \frac{4\pi e^4 Z_1^2 Z_2}{m v^2} \left[\ln \left(\frac{2 m v^2}{I} \right) + \ln \left(\frac{1}{1 - \beta^2} \right) - \beta^2 - \frac{C}{Z_2} \right] \quad (53)$$

όπου m είναι η μάζα του ηλεκτρονίου, $\beta = v/c$, c είναι ταχύτητα του φωτός, I και C/Z_2 οι δύο κύριες παράμετροι της θεωρίας, το μέσο δυναμικό ιονισμού (mean ionization potential) και οι διορθώσεις δομής

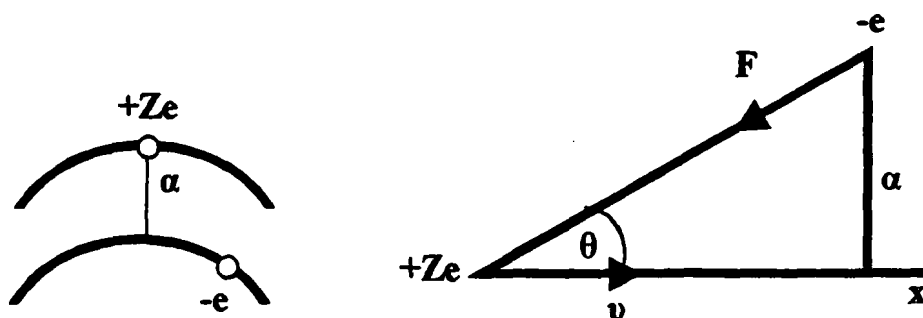


φλοιών (shell corrections) αντίστοιχα.

Για ιστορικούς λόγους αλλά κυρίως για την κατανόηση της φυσικής στη διαδικασία "αλληλεπίδραση σωματίων με την ύλη" δίνεται παρακάτω η κλασική περιγραφή Bohr :

Έστω σωματίο με φορτίο Ze κινείται μέσα σε υλικό σε τροχιά x με ταχύτητα v και παράμετρο κρούσης a , Σχήμα 14.

Σχήμα 17. Ορισμός παραμέτρων κατά την σκέδαση φορτισμένου σωματίου από ηλεκτρόνια ατόμου-στόχου



Εάν θεωρήσουμε ότι το υλικό έχει άτομα με ένα ηλεκτρόνιο, τότε η μεταφορά της ορμής στο ηλεκτρόνιο είναι

$$p = \int_{-\infty}^{+\infty} F \sin \theta \, dt \quad (54)$$

όπου $F = Ze^2/r^2$, $r = a/\sin\theta$ και $dt = dx/v = a d\theta / v \sin^2\theta$ δηλαδή

$$p = \int_0^\pi Ze^2 \sin \theta \, d\theta / av = \frac{2Ze^2}{av} \quad (55)$$

άρα

$$T_e = \frac{2Z^2 e^4}{\alpha^2 m_e v^2} \quad (56)$$

Εάν τώρα ολοκληρώσουμε ως προς όλα τα ηλεκτρόνια που θα συναντήσει το σωματίο ενώ κινείται μέσα στην ύλη, δηλαδή τα, $N Z_2 2\pi a da d\chi$, ηλεκτρόνια (N : πυκνότητα : άτομα ανα κυβικό εκατοστό) με παράμετρο κρούσης μεταξύ a και $a+da$, μπορούμε να υπολογίσουμε την ενέργεια που θα χαθεί ως

$$dE = T_e N Z_2 2\pi a da d\chi \quad (57)$$

Εν συνεχεία ο ρυθμός απώλειας ενέργειας ανά μονάδα διαδρομής προκύπτει με ολοκλήρωση της Σχέσης (57) ως προς δύο δυνατές τιμές της παραμέτρου κρούσης a_1, a_2 .

$$\frac{dE}{dx} = \left[\frac{4\pi N Z_1^2 Z_2 e^4}{m_e v^2} \right] \ln \frac{a_1}{a_2} \quad (58)$$

Στη θέση των ορίων $\infty, 0$ η σχέση (58) οδηγεί σε άπειρη ισχύ ανάσχεσης και μπορεί να βελτιωθεί κάνοντας μία εκτίμηση των ορίων a_1, a_2 , από τη στατιστική μελέτη του φαινομένου. Εισάγοντας το μέσο δυναμικό ιονισμού I

$$\ln \frac{a_1}{a_2} = \ln \frac{2 m_e v^2}{I} \quad (59)$$

η Σχέση (58) γράφεται ως

$$\frac{dE}{dx} = \left[\frac{4\pi N Z_1^2 Z_2 e^4}{m_e v^2} \right] \ln \frac{2 m_e v^2}{I} \quad (60)$$

Η σχέση (60) είναι ίδια με την (53), όπου όμως έχουν περιληφθεί και σχετικιστικές διορθώσεις.



Ανακεφαλαιώνοντας, για υψηλές ενέργειες μεγαλύτερες του 1 MeV/amu, η σχέση Bethe προβλέπει με ακρίβεια την ισχύ ανάσχεσης έχοντας όμως 2 παραμέτρους (ενέργεια ιονισμού, διορθώσεις δομής φλοιών) για διάφορα υλικά- στόχου. Σε πολύ χαμηλές ενέργειες μικρότερες των 30 keV/amu, η σχέση Lindhard Scharff περιγράφει μερικά την κατάσταση.

Σήμερα οι σχέσεις που χρησιμοποιούνται ευρέως είναι οι ημιεμπειρικές σχέσεις των Adersen - Ziegler. Στις σχέσεις αυτές έγινε προσπάθεια α) να γεφυρωθεί το χάσμα μεταξύ των δύο ενεργειακών περιοχών που ισχύουν οι ανωτέρω σχέσεις και β) οι σχέσεις αυτές να αποδίδουν όσο το δυνατόν πλησιέστερα την πραγματικότητα (προσαρμογές των θεωρητικών σχέσεων σε πειραματικά δεδομένα). Οι σχέσεις Adersen - Ziegler δίνονται στον Πίνακα 4 όπου η ενέργεια E είναι σε μονάδες, keV/amu μερικοί δε παράμετροι A1 ... A12 δίνονται στον Πίνακα 5. Εκτενείς πίνακες των παραμέτρων μπορεί να βρει

Πίνακας 4. Ημιεμπειρικές σχέσεις ισχύος ανάσχεσης πρωτονίων, S, των Ziegler-Andersen

ενέργεια(keV)	STOPPING (eV/(10 ¹⁵ atoms/cm ²))
1 - 10	$S = A_1 E^{1/2}$
10 - 999	$S^{-1} = [A_2 E^{0.45}]^1 + [(A_3/E) \ln(1 + (A_4/E) + (A_5 E))]^1$
1000 - 100000	$S = (A_6/\beta^2) \left[\ln(A_7 \beta^2 / (1 - \beta^2)) - \beta^2 - \sum_{i=0}^4 A_{i+8} (\ln E)^i \right]$

κανείς στο βιβλίο των Andersen Ziegler, "Hydrogen, stopping powers



ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΙΣΧΥΟΣ ΑΝΑΣΧΕΣΗΣ ΥΔΡΟΓΟΝΟΥ

στόχος	Α-1	Α-2	Α-3	Α-4	Α-5	Α-6	Α-7	Α-8	Α-9	Α-10	Α-11	Α-12
						πυρίμετροι						
CR [24]	3.983	4.489	5616	1336	0.004413	0.01224	3946	-9.199	3.507	-0.4838	0.02872	-0.0006243
MN [25]	3.469	3.907	5725	1461	0.008829	0.01275	3785	-9.449	3.635	-0.5001	0.02961	-0.0006421
FE [26]	3.519	3.963	6065	1243	0.007782	0.01326	3650	-9.809	3.763	-0.5164	0.0305	-0.00066
CO [27]	3.14	3.535	6288	1372	0.007361	0.01377	3453	-10.17	3.891	-0.5327	0.03139	-0.0006779
NI [28]	3.553	4.004	6205	555.1	0.008763	0.01428	3297	-10.53	4.019	-0.549	0.03229	-0.0006957
CU [29]	3.696	4.175	4673	387.8	0.02188	0.01479	3174	-11.18	4.252	-0.5791	0.03399	-0.0007314
ZN [30]	4.21	4.75	6953	295.2	0.006809	0.0153	3194	-11.57	4.394	-0.598	0.03506	-0.0007537
GA [31]	5.041	5.697	7173	202.6	0.008725	0.01581	3154	-11.95	4.537	-0.6169	0.03613	-0.0007759
GE [32]	5.554	6.3	6496	110	0.009689	0.01632	3097	-12.34	4.68	-0.6358	0.03721	-0.0007981
AS [33]	5.323	6.012	7611	292.5	0.004447	0.01683	3024	-12.72	4.823	-0.6547	0.03828	-0.0008203
SE [34]	5.874	6.656	7395	117.5	0.007684	0.01734	3006	-13.11	4.965	-0.6735	0.03935	-0.0008425
DR [35]	5.611	6.335	8146	365.2	0.006244	0.01785	2928	-13.4	5.083	-0.6906	0.04042	-0.0008675
KR [36]	6.411	7.25	8262	220	0.004087	0.01836	2855	-13.69	5.2	-0.7076	0.0415	-0.0008925
RB [37]	5.694	6.429	8478	292.9	0.004087	0.01886	2855	-13.92	5.266	-0.714	0.04173	-0.0008943
SR [38]	6.339	7.159	8693	330.3	0.006403	0.01937	2815	-14.14	5.331	-0.7205	0.04196	-0.0008962
Y [39]	6.407	7.234	8907	367.8	0.005889	0.01988	2762	-14.36	5.397	-0.7269	0.04219	-0.000898
ZR [40]	6.734	7.603	9120	405.2	0.005765	0.02039	2704	-14.59	5.463	-0.7333	0.04242	-0.0008998
NB [41]	6.902	7.791	9333	442.7	0.005587	0.0209	2621	-16.22	6.094	-0.8225	0.04791	-0.001024
MO [42]	6.425	7.248	9545	480.2	0.005367	0.02141	2517	-17.85	6.725	-0.9116	0.05339	-0.001148
TC [43]	6.799	7.671	9756	517.6	0.005315	0.02192	2493	-17.96	6.752	-0.9135	0.05341	-0.001147
RU [44]	6.108	6.887	9966	555.1	0.005151	0.02243	2416	-18.07	6.779	-0.9154	0.05342	-0.001145
RH [45]	5.924	6.677	1.018E+4	592.5	0.004919	0.02294	2307	-18.18	6.806	-0.9173	0.05343	-0.001143
PD [46]	5.238	5.9	1.038E+4	630	0.004758	0.02345	2231	-18.28	6.833	-0.9192	0.05345	-0.001142

Πίνακας 5

and ranges in all elements".

4.2.2 Αλληλεπίδραση βαρέων ιόντων με την ύλη

Οι μηχανισμοί αλληλεπίδρασης βαρέων ιόντων και ελαφρών ιόντων με την ύλη δεν παρουσιάζουν θεμελιώδεις διαφορές. Έν τούτοις ορισμένα φαινόμενα τα οποία δεν έχουν σημασία στην ισχύ ανάσχεσης ελαφρών σωμάτων, παρουσιάζουν ιδιαίτερο ενδιαφέρον στα βαρέα ιόντα. Έτσι π.χ βασική δυσκολία για το θεωρητικό υπολογισμό της ηλεκτρονικής ισχύος ανάσχεσης βαρέων ιόντων παρουσιάζει ο προσδιορισμός της κατάστασης φορτίων των, στην οποία κυρίαρχο ρόλο παίζει η σύλληψη και η απώλεια ηλεκτρονίων κατά τη διέλευσή τους μέσα σ' ένα υλικό. Ο πειραματικός προσδιορισμός καταστάσεων φορτίου και κατ' αντιστοιχία ο προσδιορισμός της ισχύος ανάσχεσης είναι σποραδικός, διότι η ποικιλία συνδυασμών βλήματος - στόχου είναι μεγάλη. Η χρησιμοποίηση τότε νόμων συσχέτισης (scaling law) μεταξύ ελαφρών και βαρέων στοιχείων κρίνεται απαραίτητη.

Χρήσιμη και επικρατέστερη φάνηκε η παρακάτω σχέση που διατυπώθηκε πρώτα από τους Northcliffe και Schilling

$$\frac{S_H(\nu, Z_2)}{(Z_H^*(\nu))^2} = \frac{S_{HI}(\nu, Z_2)}{(Z_{HI}^*(\nu))^2} \quad (61)$$

όπου S_{HI} , S_H είναι η ηλεκτρονική ισχύ ανάσχεσης ενός βάρους ιόντος και ενός ιόντος υδρογόνου ταχύτητας ν και ενεργών φορτίων (effective charge) Z_{HI}^* και Z_H^* , σε ένα στόχο με ατομικό αριθμό Z_2 . Επίσης από τους ίδιους συγγραφείς έχει προταθεί η παρακάτω ημιεμπειρική σχέση για τα ενεργά φορτία



$$\frac{Z_{HI}^*}{Z_H^*} \approx 1 - \exp\left[-\left(v/v_0 Z_1^{2/3}\right)\right] \quad (62)$$

Z_1 : ατομικός αριθμός ιόντος

από την οποία όμως γίνεται σαφές ότι το ενεργό φορτίο ενός ιόντος είναι ανεξάρτητο του υλικού που διατρέχει. Προϋποθέτει δηλαδή ότι πρωτόνια και βαρέα ιόντα συμπεριφέρονται παρόμοια στο ίδιο υλικό.

Πρόσφατα η έκφραση αυτή έχει μετασχηματιστεί, από τους Ziegler και Adersen (Ziegler: Handbook of Stopping Cross-Section for Energetic Ions in all Elements, Volume 5) με την ευκαιρία πολλών νέων μετρήσεων πάνω στην ισχύ ανάσχεσης, ως

$$\frac{Z_{HI}^*}{Z_H^*} = Z_{HI}^2 \left[1 - e^{-A} \left(1.034 - 0.1777 e^{-0.08114 Z_1} \right) \right] \quad (63)$$

όπου

$$\begin{aligned} A &= B + 0.0378 \sin(\pi B/2) \\ B &= 0.886 (E/25 M_1)^{1/2} / Z_1^{2/3} \end{aligned} \quad (64)$$

και η ενέργεια εκφράζεται σε keV η δε μάζα σε amu. Η έκφραση αυτή θεωρείται ακριβής με αποκλίσεις, ~ 5%, για ιόντα με ατομικούς αριθμούς $Z=6 - 92$ και στόχους με ατομικούς αριθμούς $Z=4 - 79$ (Παρόμοιες εκφράσεις όπως η (63) έχουν δοθεί από τον Ziegler για ελαφρά ιόντα όπως He και Li).

Η ηλεκτρονική ισχύ που δίνεται μέσω των Σχέσεων (61), (63), (64) από τον Ziegler ισχύει για βαριά ιόντα με ταχύτητα $v > 2v_0$ όπου $v_0 = e^2/h = c/137$, είναι η ταχύτητα του Bohr. Οι τιμές της ισχύος ανάσχεσης, $S(v_0)$, για $v=v_0$ και $Z_1=6-51$, $Z_2=1-54$, έχουν υπολογιστεί θεωρητικά από τους Land and Brennan και δίνονται σε πίνακες (Atomic Data and Nuclear Data Tables 22 (1978) 236). Εξάλλου από τους



ιδίους συγγραφείς προτείνεται η παρακάτω ημιεμπειρική σχέση συσχέτισης για ταχύτητες $v < v_0$.

$$S = \left(\frac{v}{v_0} \right) S(v_0) \quad (65)$$

Για ταχύτητες μεταξύ $v = v_0$ και $v = 2v_0$ γίνεται προσαρμογή μίας γραμμικής συνάρτησης.

Εξάλλου δεν θα πρέπει να παραληφθεί η συνεισφορά των θεωρητικών υπολογισμών στην ισχύ ανάσχεσης από τους Lindhard, Scharff και Schiott (Nucl. Phys. 44 (1963) 220), οι σχέσεις των οποίων αποτελούν βελτιώσεις στη θεωρία του Bohr και ακόμα και σήμερα χρησιμοποιούνται από πολλούς συγγραφείς.

Επίσης εκτενείς πίνακες βασισμένοι στις σχέσεις 61, 62, υπάρχουν στη βιβλιογραφία από τους Northcliffe και Schilling για όλα τα γνωστά ιόντα και πολλούς στόχους (Nuclear Data A7 (1970) 233).

Στα βαρέα ιόντα για χαμηλές ενέργειες γίνεται επίσης αισθητή η αλληλεπίδραση με τους πυρήνες των κέντρων σκέδασης. Η βασική θεωρία που περιγράφει την αλληλεπίδραση αυτή διατυπώθηκε πρώτα από τον Bohr και βελτιώθηκε αργότερα από τους Lindhard - Scharff και Schiott (LSS). Για ενέργειες που κυρίως ενδιαφέρουν στην Πυρηνική Φυσική, όπου ισχύουν και οι υπολογισμοί Ziegler για την ηλεκτρονική ισχύ ανάσχεσης, η παραπάνω θεωρία υπολογίζεται ότι είναι ακριβής με μέγιστη απόκλιση από τα πειραματικά δεδομένα ίση προς 5%. Οι σχέσεις αυτές σε μονάδες $\text{eV}/(10^{15} \text{ atom/cm}^2)$ δίνονται παρακάτω

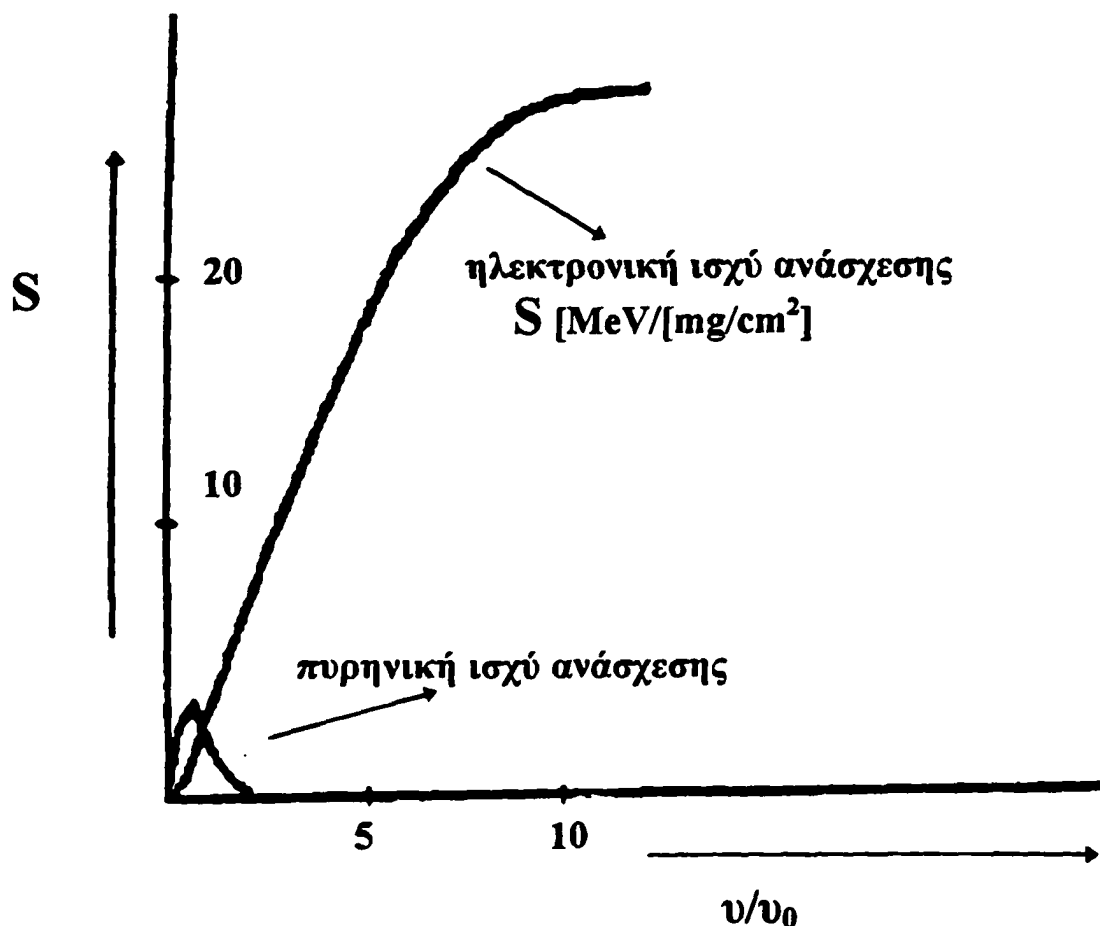
$$S_n = s_n (8.462 Z_1 Z_2 M_1) / \left[(M_1 + M_2) (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2} \right]$$

$$s_n = 0.5 \ln(1 + \varepsilon) / (\varepsilon + 0.10718 \varepsilon^{0.37544}) \quad (66)$$

$$\varepsilon = 32.53 M_2 E / \left[Z_1 Z_2 (M_1 + M_2) (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2} \right]$$



Σχήμα 18. Ηλεκτρονική και πυρηνική ισχύ ανάσχεσης για ιόντα Os σε στόχο σιδήρου



όπου E είναι η ενέργεια ιόντος σε keV, Z_1 , Z_2 είναι οι ατομικοί αριθμοί του ιόντος - στόχου και M_1 , M_2 οι μάζες ιόντος στόχου σε amu. Στο Σχήμα 18, δίνονται η ηλεκτροστατική και πυρηνική ισχύ ανάσχεσης για ιόντα Ge κινούμενα σε στόχο σιδήρου σύμφωνα με τους τύπους Ziegler-Andersen (Ziegler - Andersen).

4.2.3 Αλληλεπίδραση ηλεκτρονίων με την ύλη

Τα ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια αλληλεπιδρούν με την ύλη κατά



τον ίδιο τρόπο που αλληλεπιδρούν και τα άλλα σωμάτια, δηλαδή μέσω δυνάμεων Coulomb (αλληλεπίδραση φορτίου βλήματος με τα ατομικά ηλεκτρόνια του στόχου). Εντούτοις παρουσιάζουν βασικές διαφορές στη συμπεριφορά τους, οι οποίες σχετίζονται με τις μεγάλες ταχύτητες (σχετικιστικές) στις οποίες κινούνται και ιδιαίτερα αυτά που εκπέμπονται από ακτινοβολία β. Στις περιπτώσεις αυτές το ηλεκτρόνιο αλλάζοντας με γρήγορο ρυθμό κατόπιν συγκρούσεων ταχύτητα σε κατεύθυνση και μέγεθος υπόκειται σε μεγάλες επιταχύνσεις λόγω των οποίων αποβάλλει ηλεκτρομαγνητική ενέργεια. Η ακτινοβολία αυτή είναι γνωστή ως **ακτινοβολία πεδήσεως** (bremsstrahlung radiation). Ο τρόπος λοιπόν που το ηλεκτρόνιο χάνει ενέργεια κατά την διαδρομή του σε ένα υλικό είναι διττός και μπορεί να περιγραφεί με την παρακάτω εξίσωση

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_c + \left(\frac{dE}{dx} \right)_r \quad (67)$$

όπου οι δείκτες c και r αναφέρονται στην απώλεια ενέργειας λόγω συγκρούσεων και λόγω ακτινοβολίας αντίστοιχα. Οι δύο όροι στη σχέση (67) έχουν υπολογιστεί από τον Bethe και δίνονται από τις παρακάτω σχέσεις σε αναλογία με την σχέση (53)

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_c = \frac{4\pi e^4 Z_1^2 Z_2}{m c^2 \beta^2} \left[\ln \frac{T(T+mc^2)^2 \beta^2}{2I^2 m c^2} + (1-\beta^2) - \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) \ln 2 + \frac{1}{8} \left(1 - \sqrt{1-\beta^2} \right)^2 \right] \quad (68)$$

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_r = \frac{4\pi e^2 Z_1^2 Z_2^2 (T+mc^2)}{137 m^2 c^2} \left[4 \ln \frac{2(T+mc^2)}{m c^2} \right] - \frac{4}{3} \quad (69)$$

Για χαμηλές ενέργειες κάτω από 1MeV, ο όρος που περιγράφει την απώλεια ενέργειας λόγω ακτινοβολίας πεδήσεως δεν συνεισφέρει. Σε σχετικιστικές ενέργειες, η συνεισφορά των δύο όρων δίνεται



προσεγγιστικά από την παρακάτω σχέση

$$\frac{(dE/dx)_r}{(dE/dx)_c} \approx \frac{T + m c^2}{m c^2} \frac{Z}{1600} \quad (70)$$

από την οποία γίνεται εμφανές ότι ο όρος ακτινοβολίας πεδήσεως είναι σημαντικός για υψηλές ενέργειες και βαριά υλικά.

4.2.4 Μονάδες ισχύος ανάσχεσης

Οι επικρατέστερες μονάδες ισχύος ανάσχεσης είναι οι
 $\text{MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$
 $\text{eV}/(10^{15} \text{ άτομα}/\text{cm}^2)$ και
 LSS.

Από την πρώτη πηγαίνει κανείς στη δεύτερη πολλαπλασιάζοντας με
 $1.66 M_2$

και από την τρίτη στη δεύτερη πολλαπλασιάζοντας με

$$(8.462 Z_1 Z_2 M_1) / [(M_1 + M_2) (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}]$$

Z_1, M_1 : ατομικός, μαζικός αριθμός ιόντος

Z_2, M_2 : ατομικός, μαζικός αριθμός στόχου

5. ANIXNEYTES

Η αλληλεπίδραση της ακτινοβολίας με την ύλη (σώματα-ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία) προκαλεί την απελευθέρωση ενός μεγάλου αριθμού, σχετικά χαμηλοενεργειακών, ηλεκτρονίων από τις ατομικές τους τροχιές. Τα ηλεκτρόνια αυτά μπορούν να συλληχθούν και να μετασχηματιστούν σε ένα παλμό τάσης ή ρεύματος που εν συνεχεία διοχετεύεται για περαιτέρω ανάλυση σε ένα ηλεκτρονικό κύκλωμα. Υπό την έννοια αυτή, η αλληλεπίδραση της ακτινοβολίας με την ύλη μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την ανίχνευση της ακτινοβολίας ενός ραδιενεργού υλικού ή των ραδιενεργών προϊόντων μιας πυρηνικής αντίδρασης. Οι διατάξεις που χρησιμοποιούνται για το σκοπό αυτό ονομάζονται *ανιχνευτές*. Τα χαρακτηριστικά μεγέθη τα οποία αποτελούν κριτήριο για την επιλογή ενός ανιχνευτή σ' ένα συγκεκριμένο πείραμα είναι:

ευαισθησία (sensitivity)

ενεργειακή διακριτική ικανότητα (energy resolution)

ανιχνευτική ικανότητα-απόδοση (efficiency)

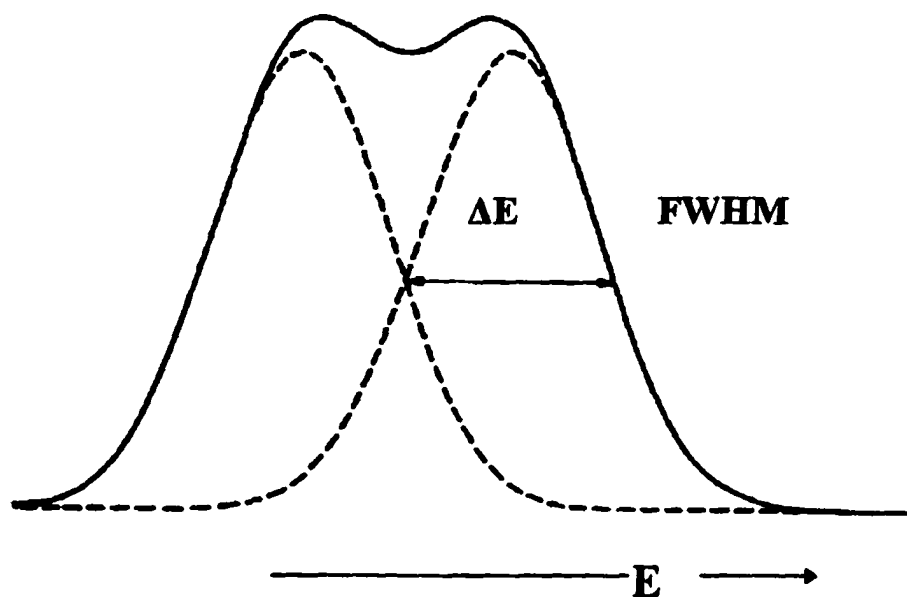
χρόνος απόκρισης (response time)

ανενεργός χρόνος (dead time).

Η *ευαισθησία* αποδίδει την ικανότητα του ανιχνευτή να δημιουργήσει ένα χρήσιμο σήμα για ένα δεδομένο τύπο ακτινοβολίας. Είναι δε συνδεδεμένη με στοιχεία του ανιχνευτή όπως ο όγκος, ο ενδογενής θόρυβος, το προστατευτικό "παράθυρο" που συνήθως



Σχήμα 19: Σχηματικός ορισμός διακριτικής ικανότητας



περιβάλλει τον ανιχνευτή και την ενεργό διατομή ιονισμού του υλικού που είναι κατασκευασμένος ο ανιχνευτής.

Η ενεργός διατομή και η μάζα του ανιχνευτή προσδιορίζουν την πιθανότητα που έχει η προσπίπτουσα ακτινοβολία να απορροφηθεί ολικά ή μερικά. Εξάλλου το μικρότερο ποσό ιονισμού που πρέπει να προκληθεί στον ανιχνευτή ώστε να είναι δυνατή η μετατροπή του σ' ένα χρήσιμο παλμό, εξαρτάται από τον ενδογενή του θόρυβο. Ο ενδογενής θόρυβος παρουσιάζεται ανεξάρτητα από την ύπαρξη ακτινοβολίας, ως μία μεταβαλλόμενη τάση (ή ρεύμα) που προστίθεται στο χρήσιμο σήμα. Το πάχος του προστατευτικού παραθύρου αποκλείει πολλές φορές την ανίχνευση ακτινοβολίας χαμηλής ενέργειας λόγω απορρόφησης.

Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα είναι η ικανότητα του ανιχνευτή να διαχωρίζει μεταξύ των ενεργειών δύο σωματίων. Μέτρο

της διακριτικής ικανότητας είναι το πλάτος του παλμού ΔE (Σχήμα 19) στο μισό του ύψος (FWHM :Full Width at Half Maximum). Ως σχετική διακριτική ικανότητα, δE , ορίζουμε το λόγο

$$\delta E = \Delta E / E \quad (71)$$

Γενικά η διακριτική ικανότητα είναι συνάρτηση της ενέργειας και βελτιώνεται για μεγάλες ενέργειες.

Η *ανιχνευτική ικανότητα ή απόδοση* είναι μέτρο του ποσοστού ανίχνευσης της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας ανά μονάδα χρόνου. Διακρίνεται στην *απόλυτη ή ολική απόδοση* ε_{tot} (absolute or total efficiency), και στην *ενδογενή* ε_{int} και *γεωμετρική* $\varepsilon_{\text{geom}}$ (intrinsic efficiency, geometrical efficiency or acceptance). Οι ποσότητες αυτές συνδέονται με την σχέση:

$$\varepsilon_{\text{tot}} = \varepsilon_{\text{int}} \varepsilon_{\text{geom}} \quad (72)$$

όπου εάν N είναι ο αριθμός ανιχνευόμενων-εκπεμπόμενων σωματίων

$$\varepsilon_{\text{tot}} = \frac{N_{\text{ανιχνευόμενα}}}{N_{\text{εκπεμπόμενα από πηγή}}} \quad (73)$$

$$\varepsilon_{\text{int}} = \frac{N_{\text{ανιχνευόμενα}}}{N_{\text{εισερχόμενα στον ανιχνευτή}}} \quad (74)$$

Η ενδογενής ικανότητα είναι συνάρτηση του τύπου ακτινοβολίας, της ενέργειας, και του υλικού του ανιχνευτή. Η γεωμετρική ικανότητα αντίθετα έχει σχέση μόνο με τη θέση πηγής - ανιχνευτή και είναι το ποσό της ακτινοβολίας της πηγής που μπορεί να γίνει δεκτό από τον ανιχνευτή. Εκφράζεται δε από το λόγο της στερεάς γωνίας Ω υπό την



οποία βλέπει ο ανιχνευτής την πηγή, ως προς την ολική στερεά γωνία 4π , δηλαδή είναι $\varepsilon_{\text{geom}} = \Omega/4\pi$.

Ο *χρόνος απόκρισης* είναι ο χρόνος που απαιτείται, ώστε να αποδώσει ο ανιχνευτής το σήμα μετά την άφιξη της ακτινοβολίας. Συγκεκριμένα για τους ανιχνευτές ημιαγωγών το χρονικό αυτό διάστημα λέγεται *χρόνος συλλογής φορτίου* (charge collection time) ενώ για ανιχνευτές σπινθηρισμών λέγεται *χρόνος αποδιέγερσης* (decay time).

Ο *χρόνος ανόδου* (rise time) του παλμού που λαμβάνεται στην έξοδο του ανιχνευτή, εξαρτάται από το χρόνο απόκρισης του συγκεκριμένου ανιχνευτή, από την ολική αντίσταση και από τη χωρητικότητα που παρουσιάζει. Μικρός χρόνος ανόδου είναι απαραίτητος όταν θέλουμε ο χρονισμός του συστήματός μας να είναι καλός (κοίταξε κεφάλαιο για χρονισμό).

Ο *ανενεργός χρόνος* σχετίζεται με την ικανότητα ανίχνευσης του ανιχνευτή και είναι το χρονικό διάστημα στο οποίο ο ανιχνευτής επεξεργάζεται ένα γεγονός. Κατά τη χρονική αυτή διάρκεια ο ανιχνευτής μπορεί ή δεν μπορεί να ενεργοποιηθεί ως προς ένα άλλο γεγονός. Εάν ο ανιχνευτής είναι ανενεργός κατά το διάστημα αυτό όλα τα γεγονότα που φθάνουν στον ανιχνευτή χάνονται (μη έκτατος ανενεργός χρόνος-non extendable dead time). Εάν όμως είναι ενεργός, τότε γεγονότα μπορεί να συσσωρευτούν προκαλώντας παραμόρφωση του σήματος, με επακόλουθο το χάσιμο της πληροφορίας που μεταφέρουν και τα δύο γεγονότα (έκτατος ανενεργός



χρόνος-extendable dead time). Επομένως η επιλογή του ανιχνευτή πρέπει να είναι ανάλογη με το αναμενόμενο ύψος καταμέτρησης γεγονότων για την αποφυγή προβλημάτων ανενεργού χρόνου.

Ας υπολογίσουμε τώρα τον ανενεργό χρόνο στην πρώτη περίπτωση που είναι και η πιο απλή. Εάν R είναι η ραδιενέργεια μίας πηγής και N είναι ο αριθμός πυρήνων που ανιχνεύονται από ανιχνευτή με γεωμετρία 4π και μέσα σε χρόνο T τότε

$$RT = N + RN\tau, \tau: \text{ανενεργός χρόνος για ένα γεγονός} \quad (75)$$

$$N\tau: \text{ολικός ανενεργός χρόνος}$$

από την εξίσωση (75) συμπεραίνουμε ότι

$$R = (N/T) / [1 - (N/T)\tau] \quad (76)$$

Ο απλούστερος τρόπος μέτρησης ανενεργού χρόνου, εκμεταλλευόμενοι την εξίσωση (76), είναι ο ακόλουθος: Τοποθετούμε μπροστά από τον ανιχνευτή 2 πηγές συγχρόνως και σημειώνουμε τον ρυθμό ακτινοβολίας Y_{12} . Εν συνεχεία επαναλαμβάνουμε την μέτρηση τοποθετώντας κάθε πηγή χωριστά. Σημειώνουμε τους ρυθμούς Y_1 και Y_2 . Εάν R_{12} , R_1 , R_2 είναι οι πραγματικοί ρυθμοί ραδιενέργειας τότε

$$R_1 = \frac{Y_1}{1 - Y_1\tau}, R_2 = \frac{Y_2}{1 - Y_2\tau}, R_{12} = \frac{Y_{12}}{1 - Y_{12}\tau}$$

ισχύει $R_1 + R_2 = \frac{Y_{12}}{1 - Y_{12}\tau} \quad (77)$

$$\tau = \frac{Y_1 Y_2 - [Y_1 Y_2 (Y_{12} - Y_1)(Y_{12} - Y_2)]^{1/2}}{Y_1 Y_2 Y_{12}}$$

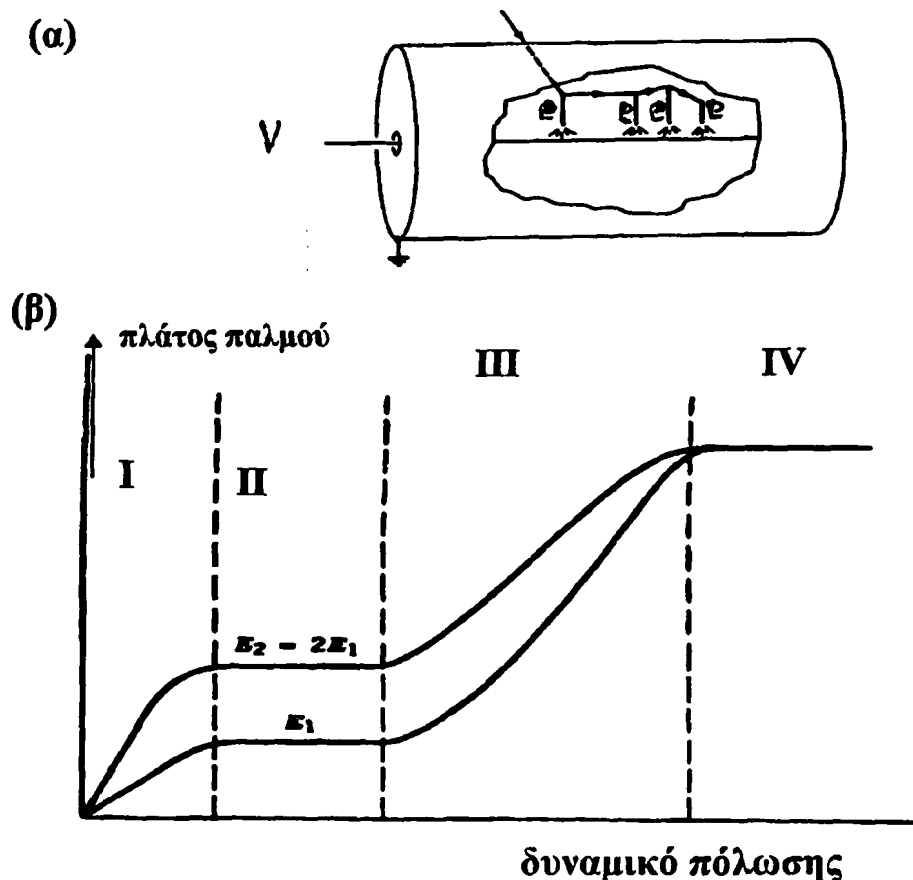


5.1 Ανιχνευτές αερίου

Ένας τυπικός ανιχνευτής αερίου (σχήμα 20α), είναι συνήθως ένας μεταλλικός κύλινδρος γεμάτος με ένα αέριο ενώ κατά μήκος του άξονά του είναι τοποθετημένο ένα μονωμένο ηλεκτρόδιο. Κάτω από την επίδραση ακτινοβολίας ιονισμού, η εφαρμογή μιας διαφοράς δυναμικού μεταξύ του εσωτερικού ηλεκτροδίου και των τοιχωμάτων του ανιχνευτή προκαλεί τη διέλευση ρεύματος μέσα στο αέριο. Το ύψος του παλμού εξόδου εξαρτάται από δύο παράγοντες: τη φύση της ακτινοβολίας (α,β,γ, κλπ.) που προκάλεσε τον ιονισμό και το μέγεθος της διαφοράς δυναμικού που εφαρμόστηκε. Στο Σχήμα 20β, στο οποίο δίνεται ο παλμός εξόδου ως συνάρτηση του δυναμικού λειτουργίας του ανιχνευτή, διακρίνονται 4 περιοχές. Για χαμηλές τιμές δυναμικού, **περιοχή I**, το σήμα είναι ασθενές επειδή τα ζεύγη θετικών και αρνητικών φορτίων που δημιουργούνται παραμένουν κοντά για μεγάλο χρονικό διάστημα και έχουν τη δυνατότητα επανασύνδεσης. Η περιοχή αυτή ονομάζεται **περιοχή επανασύνδεσης**. Στην επόμενη περιοχή, **περιοχή II**, γνωστή ως **περιοχή θαλάμου ιονισμού** (ionization chamber), όλο το φορτίο που δημιουργείται από τη διέλευση ενός σωματίου συλλέγεται στα ηλεκτρόδια του ανιχνευτή και το ύψος του παλμού εξαρτάται από τη φύση και την κινητική ενέργεια του σωματίου. Το φορτίο είναι ανάλογο προς το φορτίο που δημιουργεί πρωτογενώς κάθε σωματίο και άρα προς τον αριθμό των σωματίων που εισέρχονται στον ανιχνευτή. Δεν ενδείκνυται η χρήση τους σε



Σχήμα 20. (α) Τυπική διάταξη ανιχνευτή αερίου (β) Εξοδος παλμού από ανιχνευτή αερίου ως συνάρτηση του δυναμικού πόλωσης (οι δύο καμπύλες (α), (β) προέρχονται από σωμάτια με διαφορετικές ενέργειες κατά ένα συντελεστή 2).



πειράματα χρονισμού γιατί ο χρόνος συλλογής των φορτίων είναι μεγάλος της τάξης των msec. Στην **περιοχή III**, που είναι η περιοχή των **αναλογικών ανιχνευτών** (proportional counters), αρχίζει να εμφανίζεται το φαινόμενο του πολλαπλού ιονισμού. Το ολικό φορτίο που τελικά συλλέγεται είναι μεγαλύτερο από τον αριθμό των προσπιπτόντων σωματίων. Εν τούτοις για ένα μεγάλο μέρος της περιοχής αυτής το ύψος του παλμού εξακολουθεί να είναι ανάλογο προς τον πρωτογενή ιονισμό δηλαδή το ύψος του παλμού χαρακτηρίζει το είδος του

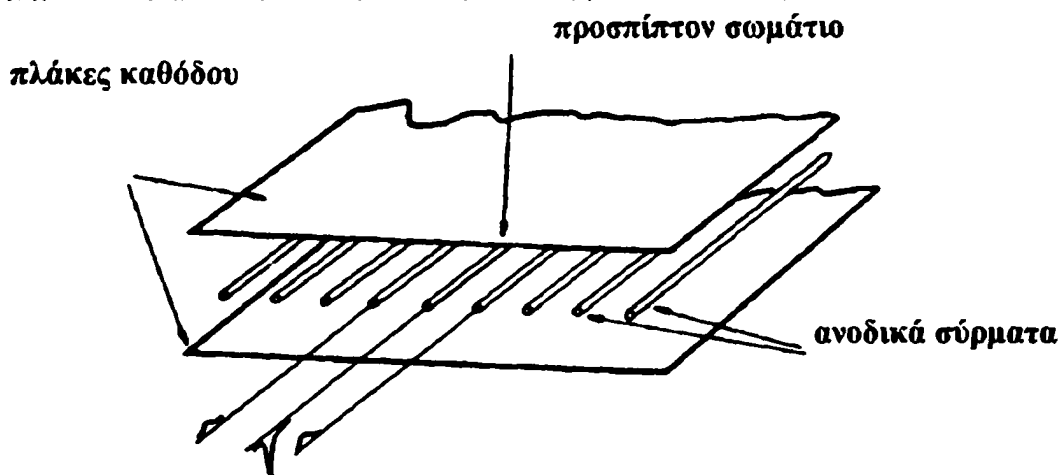
σωματίου ενώ ταυτόχρονα αποτελεί μέτρο της κινητικής του ενέργειας. Το γεγονός αυτό μαζί με τον μικρότερο χρόνο συλλογής του φορτίου καθιστά τον ανιχνευτή χρήσιμο και σε πειράματα χρονισμού και σε πειράματα με απαιτήσεις καλής ενεργειακής ικανότητας των σωματίων.

Προχωρώντας στην *περιοχή IV*, την περιοχή *Geiger-Muller* ο δευτερογενής ιονισμός είναι τόσο ισχυρός που το ύψος του παλμού είναι ανεξάρτητο από το είδος του σωματίου και της κινητικής ενέργειας. Η μόνη πληροφορία που παρέχει ο παλμός είναι ότι κάποιο σωματίο διέσχισε το αέριο.

Οι ανιχνευτές αερίου ήταν οι πρώτοι που χρησιμοποιήθηκαν για

Σχήμα 21. Σχηματική αναπαράσταση πολυσυρματικού αναλογικού θαλάμου

6.



την ανίχνευση πυρηνικής ακτινοβολίας. Σήμερα ανιχνευτές Geiger-Müller χρησιμοποιούνται σε ευρεία κλίμακα, για παρακολούθηση επιπέδων ραδιενέργειας ενώ οι αναλογικοί ανιχνευτές χρησιμοποιούνται για ανίχνευση σωματίων. Παρακάτω αναφέρονται εν συντομία δύο τύποι αναλογικών ανιχνευτών ιονισμού ευαίσθητων στην



θέση ιονισμού, ο πολυσυρματικός θάλαμος (MWPC: MultiWire Proportional Chamber) και ο θάλαμος ολίσθησης (Drift chamber). Οι ανιχνευτές αυτοί επανδρώνουν παραδοσιακά πειραματικές διατάξεις στη φυσική υψηλών ενεργειών, όμως σήμερα χρησιμοποιούνται και σε πειράματα Πυρηνικής Φυσικής κυρίως για την χαρτογράφηση ραδιενεργών δεσμών.

5.1.1. Πολυσυρματικός αναλογικός θάλαμος

Ένας πολυσυρματικός αναλογικός θάλαμος (MWPC:) αποτελείται από ένα επίπεδο ισαπεχόντων ανοδικών συρμάτων, τοποθετημένων μεταξύ δύο καθοδικών πλακών (Σχήμα 21.). Κάθε σύρμα δρα σαν ένας ανεξάρτητος αναλογικός ανιχνευτής. Το σήμα στο σύρμα ανάφλεξης είναι αρνητικό, ενώ τα σήματα στα γειτονικά σύρματα είναι μικρά και θετικά. Τυπικές αποστάσεις συρμάτων είναι 2mm, ενώ η απόσταση ανόδου-καθόδου είναι 7mm. Εάν υποθέσουμε ότι η κάθοδος έχει άπειρη έκταση και ότι η διάμετρος των συρμάτων είναι μηδέν, τότε το δυναμικό που αναπτύσσεται στην περιοχή μεταξύ των πλακών ανόδου καθόδου, μπορεί να περιγραφεί από την παρακάτω σχέση

$$V(x, y) = -\frac{CV}{4\pi\epsilon} \ln \left[4 \left(\sin^2 \frac{\pi x}{s} + \sinh^2 \frac{\pi y}{s} \right) \right] \quad (78)$$

όπου V , είναι το εφαρμοζόμενο δυναμικό, C είναι η χωρητικότητα ανόδου-καθόδου και s η απόσταση των συρμάτων. Εξάλλου εάν L είναι η απόσταση ανόδου-καθόδου, d η διάμετρος των συρμάτων και ισχύει $L \gg s \gg d$ τότε η χωρητικότητα μπορεί να εκφραστεί με την σχέση

$$C = \frac{2\pi\epsilon}{\frac{\pi L}{s} - \ln \frac{\pi d}{s}} \quad (79)$$



Εφόσον ένα γεγονός ιονισμού πραγματοποιηθεί στην περιοχή του σταθερού πεδίου τα ηλεκτρόνια ή τα ιόντα θα οδηγηθούν κατά μήκος των δυναμικών γραμμών στο πλησιέστερο σύρμα και θα δώσουν ένα σήμα. Το σήμα αυτό αφορά μία συνιστώσα της θέσης του σωματίου ιονισμού, π.χ την συνιστώσα x . Για τον πλήρη προσδιορισμό της θέσης του σωματίου, απαιτείται και η συνιστώσα y . Η δεύτερη αυτή συνιστώσα μπορεί να επιτευχθεί με την χρήση ενός δεύτερου πολυσυρματικού ανιχνευτή, του οποίου τα ανοδικά σύρματα είναι κάθετα προς τα αρχικά. Συνήθως οι δύο αυτοί ανιχνευτές ενσωματώνονται σε ένα θάλαμο ιονισμού γνωστόν ως X-Y πολυσυρματικό αναλογικό ανιχνευτή (X-Y MWPC).

5.1.2 Θάλαμος ολίσθησης

Ένας άλλος τρόπος προσδιορισμού της θέσης σωματίου ακτινβολίας σε θάλαμο ιονισμού μπορεί να επιτευχθεί με τον προσδιορισμό του χρόνου ολίσθησης των ηλεκτρονίων που ελευθερώνονται κατά τον ιονισμό, $t=t_0-t_1$, όπου t_0 είναι ο χρόνος που συμβαίνει το γεγονός και t_1 είναι ο χρόνος άφιξης του σωματιδίου στην άνοδο. Τότε η θέση του σωματίου μπορεί να περιγραφεί από την σχέση

$$x = \int_{t_0}^{t_1} u dt \quad (80)$$

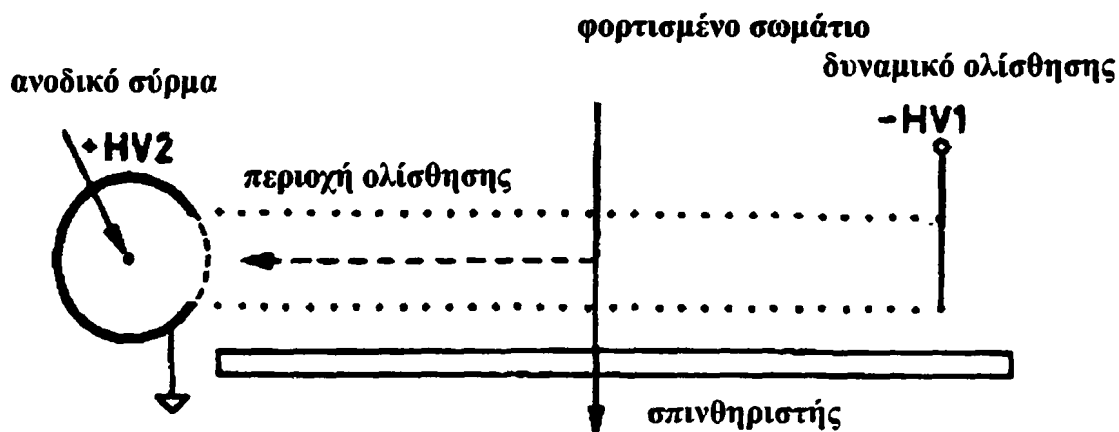
όπου u είναι η ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων.

Δύο είναι οι προϋποθέσεις για την λειτουργία ενός θαλάμου ολίσθησης (Drift Chamber)

- α) η γνώση της ταχύτητας πτήσης u και
- β) η γνώση του χρόνου ολίσθησης t



Σχήμα 22. Σχηματική αναπαράσταση θαλάμου ολίσθησης [από W.R.Leo, *techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*]



Μία σταθερή ταχύτητα ολίσθησης επιτυγχάνεται με την δημιουργία ενός σταθερού πεδίου μεταξύ ανόδου καθόδου και οδηγεί σε μία γραμμική σχέση χρόνου και απόστασης. Σταθερό πεδίο εύκολα μπορεί να δημιουργηθεί με την χρήση μίας σειράς καθοδικών συρμάτων κατά μήκος της περιοχής ολίσθησης. Από την άλλη πλευρά ο χρόνος ολίσθησης μπορεί να προσδιοριστεί μέσω ενός χρονομετρητή (timer) ο οποίος θα ξεκινά με το σήμα που λαμβάνει από ένα σπινθηριστή (Σχήμα 22.) Ο σπινθηριστής τοποθετείται πριν ή μετά από τον θάλαμο ολίσθησης και ενεργοποιείται από το σωματίο που διασχίζει τον θάλαμο. Την ίδια ώρα ενώ το σωματίο περνά μέσα από το αέριο του θαλάμου, ελευθερώνει ηλεκτρόνια, τα οποία κατευθύνονται στην άνοδο. Όταν τα ηλεκτρόνια φθάσουν στην άνοδο, δημιουργείται ένα νέο σήμα το οποίο τροφοδοτεί τον χρονομετρητή και τον σταματά. Τυπικοί χρόνοι ολίσθησης είναι της τάξης των 1-2μs και αντιστοιχούν σε μία περιοχή ολίσθησης 5-10cm.

5.2 Σπινθηριστές

Δύο τύποι σπινθηριστών είναι σε χρήση σήμερα. *Οι οργανικοί κρύσταλλοι*: υγροί, πλαστικοί, αερίου, υάλου και *οι ανόργανοι κρύσταλλοι*, χαρακτηριστικά των οποίων φαίνονται στον Πίνακα 6 από κατάλογο των Nuclear Enterprises.

Η λειτουργία των ανιχνευτών αυτών στηρίζεται στην ιδιότητα που έχουν ορισμένα υλικά, γνωστή ως *φωτεινότητα* (luminescence), όταν εκτεθούν σε κάποια μορφή ενέργειας όπως, φως, θερμότητα, ραδιενέργεια, κλπ. να απορροφούν και να επανεκπέμπουν την ενέργεια αυτή υπό μορφή ορατών φωτονίων. Ο μηχανισμός φωτεινότητας ενός οργανικού υλικού έχει να κάνει με τη διέγερση των μορίων του ενώ στα ανόργανα υλικά χαρακτηρίζεται από την ηλεκτρονική δομή των ζωνών των κρυστάλλων (ζώνη σθένους-απαγορευμένη ζώνη-ζώνη διεγερτονίων-ζώνη αγωγιμότητας). Οι δύο μηχανισμοί περιγράφονται στο σχήμα 23α και 23β.

Σε περίπτωση που η επανεκπομπή πραγματοποιηθεί αμέσως μετά την απορρόφηση, δηλαδή σε χρόνο μικρότερο ή ίσο με 10^{-8} s (χρόνος ζωής μιας ατομικής στάθμης), τότε μιλάμε για *φθορισμό* (fluorescence). Εάν υπάρχει καθυστέρηση επανεκπομπής λόγω μετασταθών καταστάσεων τότε το φαινόμενο ονομάζεται *φωσφορισμός* (phosphorescence or afterglow). Η χρονική εξέλιξη της διαδικασίας επανεκπομπής μπορεί να περιγραφεί από μία απλή εκθετική συνάρτηση ως προς το χρόνο



Πίνακας 6 Φυσικές ιδιότητες μερικών σπινθηριστών του εμπορίου
[από κατάλογο των Nuclear enterprises]

Εμπορική ονομασία	Τύπος	Πυκνότητα	Συντελεστής διάθλασης	Σημείο τήξης ή σημείο βρασμού	Εξόδος φωτός (%)	Συντελεστής αποδιέγερσης (ns)	Μήκος κύματος μέγιστης εκπομπής (nm)	Ογκοδ(%)	H/C αριθμός ατόμων H ως προς άτομα C	Βασικές εφαρμογές
Plastic	Plastic	1.032	1.581	75	45	2.4	425	1.104	1.104	$\alpha, \beta, \text{fast } n$ ultra-fast counting with PMQ light guides
NE 102A	Plastic	1.032	1.581	75	48	1.9	406	1.103	1.103	ultra-fast counting ultra-fast timing
NE 104	Plastic	1.032	1.58	75	59	3.0	406	1.104	1.104	$\alpha, \beta, \text{fast } n$ etc. ultra-fast timing
NE 104B	Plastic	1.032	1.58	75	46	3.3	425	1.103	1.103	as for NE 110
NE 105	Plastic	1.037	1.58	75	60	1.6	425	1.109	1.109	ultra-fast timing
NE 110	Plastic	1.032	1.58	75	55	4.0	425	1.105	1.105	ultra fast timing
NE 111A	Plastic	1.032	1.58	80	59	1.36	391	1.100	1.100	Cherenkov detector
NE 114	Plastic	1.032	1.58	75	67	3.7	425	1.101	1.101	fast n (P.S.D.)
NE 160	Plastic	1.032	1.58	75	67	3.5	425	1.121	1.121	α, β (internal counting)
Pilot U	Plastic	1.032	1.58	75	67	3.8	425	1.669	1.669	internal counting, dosimetry
Pilot 425	Plastic	1.19	1.49	100	78	4	425	1.669	1.669	α, β (internal counting)
Liquid	Liquid	0.874	1.508	141	78	3.7	425	1.310	1.310	α, β (internal counting)
NE 213	Liquid	0.885	1.523	141	78	3.5	425	0	0	α, β (internal counting)
NE 216	Liquid	0.885	1.523	141	78	3.5	425	2.11	2.11	α, β (internal counting)
NE 220	Liquid	0.885	1.523	141	78	3.5	425	0	0	α, β (internal counting)
NE 221	Liquid	0.885	1.523	141	78	3.5	425	0	0	α, β (internal counting)
NE 224	Liquid	0.885	1.523	141	78	3.5	425	0	0	α, β (internal counting)
NE 226	Liquid	0.885	1.523	141	78	3.5	425	0	0	α, β (internal counting)
NE 228	Liquid	0.885	1.523	141	78	3.5	425	0	0	α, β (internal counting)
NE 230	Liquid	0.885	1.523	141	78	3.5	425	0	0	α, β (internal counting)
NE 232	Liquid	0.885	1.523	141	78	3.5	425	0	0	α, β (internal counting)
NE 233	Liquid	0.885	1.523	141	78	3.5	425	0	0	α, β (internal counting)
NE 235	Liquid	0.885	1.523	141	78	3.5	425	0	0	α, β (internal counting)
NE 250	Liquid	0.885	1.523	141	78	3.5	425	0	0	α, β (internal counting)
Liquid	Liquid	0.885	1.523	141	78	3.5	425	0	0	α, β (internal counting)
NE 311 & 311A	Liquid	0.91	1.411	85	65	3.8	425	1.701	1.701	α, β
NE 313	Liquid	0.91	1.411	85	65	3.8	425	1.701	1.701	α, β
NE 316	Liquid	0.91	1.411	85	65	3.8	425	1.701	1.701	α, β
NE 323	Liquid	0.91	1.411	85	65	3.8	425	1.701	1.701	α, β



$$N = [N_0 / \tau_d] \exp(-t / \tau_d) \quad (81)$$

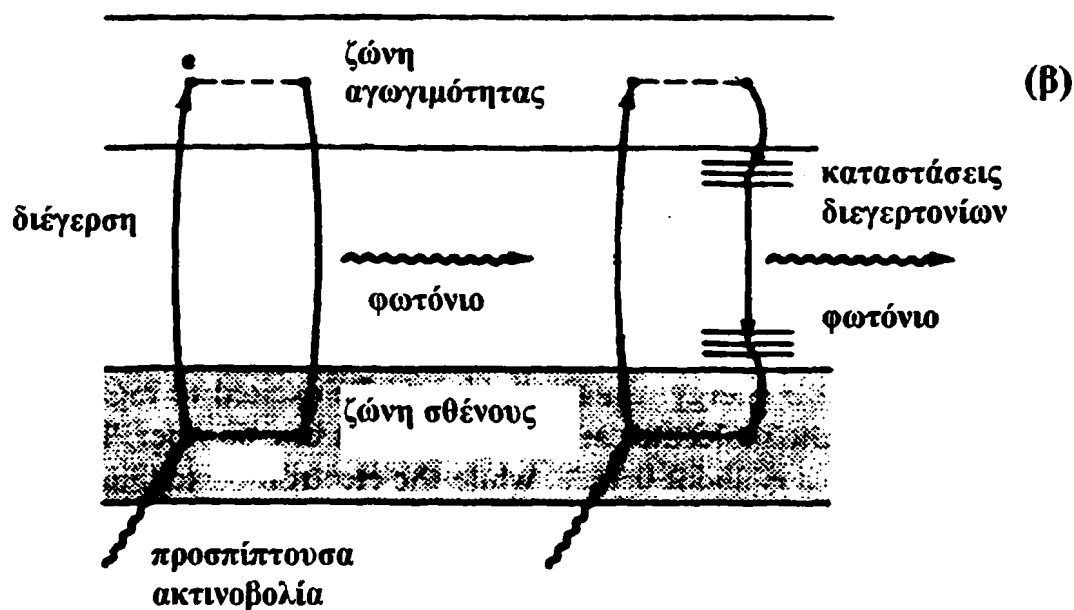
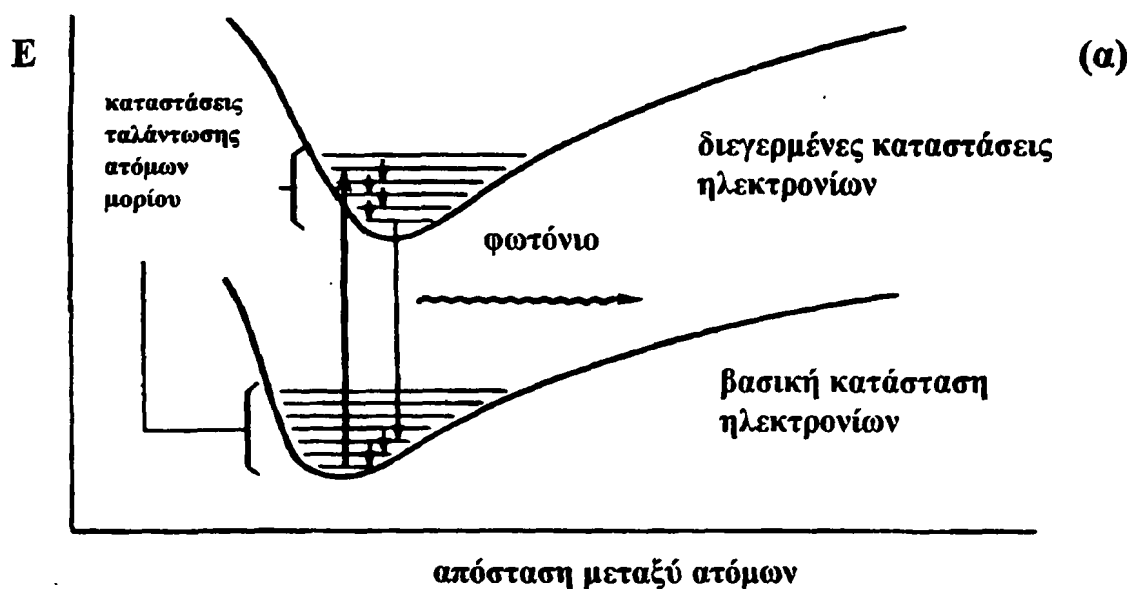
όπου N είναι ο ολικός αριθμός φωτονίων που εκπέμπονται και τ_d η σταθερά αποδιέγερσης.

Τα κυριώτερα μέρη ενός ανιχνευτή σπινθηρισμών είναι ο φωσφόρος και ο φωτοπολλαπλασιαστής (Σχήμα 24). Ο φωτοπολλαπλασιαστής συνδέεται με τον φωσφόρο με ένα γυάλινο παράθυρο, το οποίο επιτρέπει στους σπινθηρισμούς που δημιουργούνται στο εσωτερικό του φωσφόρου να προσπέσουν στην φωτοκάθοδο. Στη φωτοκάθοδο υπάρχει μία επιφάνεια ευαίσθητη στο φως από την οποία όταν το φως προσπέσει αποσπά ηλεκτρόνια (ένα ηλεκτρόνιο ανά φωτόνιο). Εν συνεχεία τα δευτερογενή αυτά ηλεκτρόνια πολλαπλασιάζονται και επιταχύνονται μέσα στον φωτοπολλαπλασιαστή όπου και τελικά μετατρέπονται σε ένα ηλεκτρικό παλμό. Ο παλμός αυτός είναι ανάλογος της ενέργειας της ακτινοβολίας που προσέπεσε στον φωσφόρο γεγονός που καθιστά τους σπινθηριστές κατάλληλους όχι μόνο για ανίχνευση αλλά και για ενεργειακή ανάλυση ακτινοβολιών (φασματοσκοπία). Ένα άλλο σημαντικό χαρακτηριστικό των σπινθηριστών είναι ο γρήγορος χρόνος απόκρισης, χρήσιμος στην πυρηνική φασματοσκοπία για τη χρονική συσχέτιση γεγονότων και την καταμέτρηση υψηλών ρυθμών ακτινοβολίας.

Οι ανόργανοι σπινθηριστές NaI(Tl) (το θάλλιο, Tl, προστίθεται για αύξηση της πιθανότητας εκπομπής φωτονίων -δημιουργία ζώνης διεγερτονίων- και ελάττωση της αυτοαπορρόφησης του φωτός)



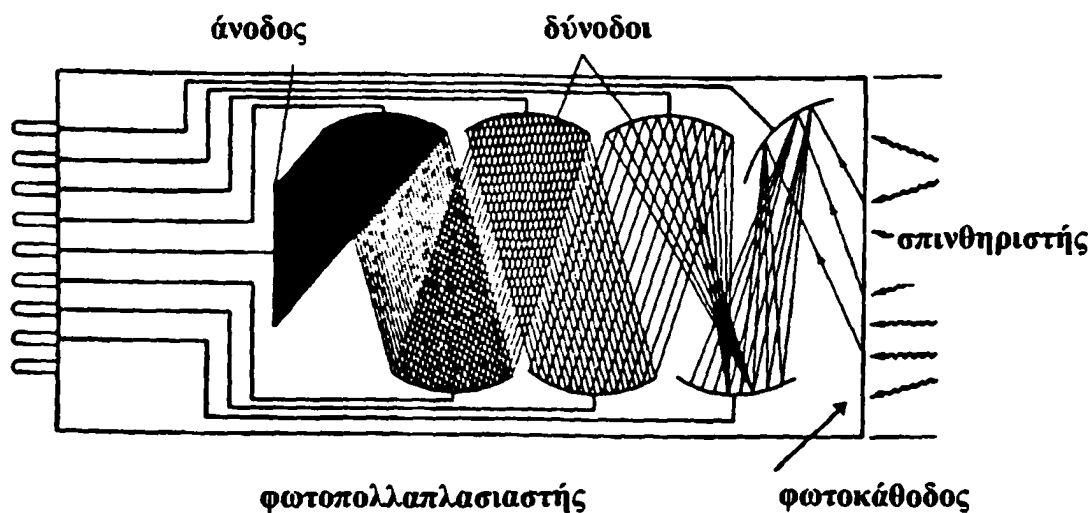
Σχήμα 23 (α) Ηλεκτρονική δομή σε οργανικό σπινθηριστή. Τα δυναμικά αναπαριστούν τις ηλεκτρονικές καταστάσεις λόγω έλξης και άπωσης των ατόμων του μορίου (έλξη η οποία κρατά τα άτομα μαζί, άπωση ώστε η απόσταση των ατόμων να μην υπερβαίνει μία ελάχιστη τιμή). Η διαδοχή καταστάσεων μέσα στα δυναμικά είναι αποτέλεσμα της ταλάντωσης των ατόμων μέσα στο μόριο. Το μόριο απορροφά ενέργεια με δύο τρόπους. Με την ταλάντωση από άτομο σε άτομο μέσα στο μόριο, και με την διέγερση ηλεκτρονίων από την βασική σε διεγερμένη κατάσταση. **(β)** Ενεργειακές ζώνες σε κρύσταλλο-σπινθηριστή. Η διαδικασία I αναφέρεται σε απλό κρύσταλλο όπως ο NaI, ενώ η διαδικασία II σε κρύσταλλο με παρουσία ενός διεγέρτη όπως το θάλλιο, NaI(Tl) [K.S.Krane , "Introductory Nuclear Physics"].



συνδυάζουν καλή διακριτική ικανότητα, υψηλή ισχύ ανάσχεσης (άρα καλλίτερη απορρόφηση ακτινοβολίας) και χαμηλό κόστος αγοράς. Κυκλοφορούν σε σχήμα ορθού κυλίνδρου, οι δε διαστάσεις τους (διαστάσεις φωσφόρου) δίνονται με τη διάμετρο του κυλινδρικού κρυστάλλου επί το ύψος του σε inches (1 inch = 2.54 cm). Π.χ. στο εμπόριο κυκλοφορούν ανιχνευτές διαστάσεων, 3" x 3", 5" x 5", 9" x 9". Μεγαλύτερος όγκος φωσφόρου παρέχει μεγαλύτερη ικανότητα ανίχνευσης, αλλά μικρότερη διακριτική ικανότητα και η επιλογή των κατάλληλων διαστάσεων καθορίζεται από τις ανάγκες (σε απόδοση ή διακριτική ικανότητα ή στη χρυσή τομή των δύο) του συγκεκριμένου πειράματος.

Οι κρύσταλλοι BG0 ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) έχουν αρχίσει τελευταία να κερδίζουν έδαφος λόγω α) του υψηλότερου ατομικού τους αριθμού, που εξασφαλίζει μεγαλύτερη απόδοση και κατά μία έννοια εμποδίζει

Σχήμα 24 Σχηματικό διάγραμμα φωτοπολλαπλασιαστή



την απορρόφηση Compton οδηγώντας σε ένα χαμηλό υπόβαθρο, b) της μεγαλύτερης ανιχνευτικής τους ικανότητας και c) της μη υγροσκοπικής τους φύσης συγκριτικά με τους NaI(Tl) ανιχνευτές. Εν τούτοις η ενεργειακή διακριτική τους ικανότητα είναι χειρότερη από αυτή των NaI, το δε κόστος αγοράς τους πολύ υψηλότερο. Χρησιμοποιούνται κυρίως ως *μάσκες αντι-Compton* σε ανιχνευτές NaI ή Ge και σε *προσθετικά φασματόμετρα (Sum Spectrometers)*.

Οι πλαστικοί ανιχνευτές αποτελούν το πλέον διαδεδομένο τύπο ανιχνευτή από την κατηγορία των οργανικών. Χαρακτηρίζονται από γρήγορο σήμα και ευκολία προσαρμογής σε οποιεσδήποτε διαστάσεις. Δεν παρουσιάζουν καλή διακριτική ικανότητα, καταστρέφονται εύκολα με οργανικούς διαλύτες, όπως π.χ. ασετόνη. Το κόστος αγοράς τους είναι χαμηλό.

Οι σπινθηριστές αερίου χρησιμοποιούνται κυρίως για μέτρηση βαρέων σωμάτων, οι δε *υάλου* για μέτρηση νετρονίων

5.3 Ανιχνευτές ημιαγωγού ή στερεάς κατάστασης

Οι ανιχνευτές ημιαγωγού ή στερεάς κατάστασης κατασκευάζονται από ημιαγωγά υλικά, όπως το γερμάνιο και το πυρίτιο.

Στους ημιαγωγούς, όπως σε όλους τους κρυστάλλους η τοποθέτηση των ατόμων σε ορισμένες θέσεις στο χώρο με μικρές αποστάσεις μεταξύ τους έχει σαν αποτέλεσμα τη δημιουργία δομής



ενεργειακών ζωνών από τα ηλεκτρόνια των εξωτερικών φλοιών. Διακρίνουμε τη ζώνη σθένους (valence band) και τη ζώνη αγωγιμότητας (conduction band). Ανάμεσα στις δύο ζώνες υπάρχει ένα ενεργειακό κενό δηλαδή μία ζώνη η οποία δεν περιέχει στάθμες ενεργείας και ως εκ τούτου ονομάζεται *απαγορευμένη ζώνη* (forbidden energy gap).

Σε 0°K , η ζώνη σθένους είναι πλήρης, όλες δηλαδή οι στάθμες ενέργειας που περιέχει καταλαμβάνονται από ηλεκτρόνια. Τα ηλεκτρόνια αυτά είναι δεσμευμένα από τα άτομα στα οποία ανήκουν. Αντίθετα η ζώνη αγωγιμότητας είναι κενή. Τα ηλεκτρόνια που θα βρεθούν στη ζώνη αγωγιμότητας είναι αποδεσμευμένα από τα άτομα που ανήκουν και έτσι μπορούν να κινούνται σε όλο τον κρύσταλλο. Για να μπορέσει ένα ηλεκτρόνιο να μεταπηδήσει από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας πρέπει να σπάσει ένας ημιπολικός δεσμός. Η ενέργεια που απαιτείται σ' αυτή την περίπτωση στους 0°K είναι 1.2 eV για το Si και 0.782 eV για το Ge. Η ενέργεια αυτή μεταβάλλεται με τη θερμοκρασία. Με την αύξηση της θερμοκρασίας αφενός ελαττώνεται το πλάτος της απαγορευμένης ζώνης αφετέρου αυξάνεται η ενέργεια των ηλεκτρονίων. Έτσι μερικά ηλεκτρόνια αποκτούν σε συνηθισμένες θερμοκρασίες, την πρόσθετη ενέργεια που χρειάζονται ώστε να μεταπηδήσουν στη ζώνη αγωγιμότητας όπου είναι ελεύθερα να κινηθούν. Οι κενές θέσεις που αφήνουν πίσω τους τα ηλεκτρόνια ονομάζονται οπές. Μία οπή, μπορεί να καλυφθεί από ένα γειτονικό ηλεκτρόνιο σθένους. Τότε μία



καινούργια οπή σχηματίζεται που μπορεί να καλυφθεί από ένα δεύτερο ηλεκτρόνιο κλπ. Μπορούμε δηλαδή να μιλάμε για κίνηση οπών στη ζώνη σθένους, σε αναλογία με την κίνηση ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας. Η δημιουργία ζευγών οπών -ηλεκτρονίων μπορεί να προκληθεί με φωτισμό ή διέλευση σωματίων διαμέσου του κρυστάλλου.

Έτσι λοιπόν, για την κατασκευή ενός ανιχνευτή σωματίων ή φωτονίων, εάν τοποθετήσουμε μεταξύ δύο ηλεκτροδίων ένα ημιαγωγό Si ή Ge και εφαρμόσουμε κάποια διαφορά δυναμικού μεταξύ των δύο ηλεκτροδίων τα ελεύθερα ηλεκτρόνια θα κινηθούν προς το θετικό ηλεκτρόδιο και οι οπές προς το αρνητικό. Το ολικό φορτίο που θα συλλεγεί από τα ηλεκτρόδια και θα δημιουργήσει τον παλμό εξόδου θα είναι ανάλογο προς το πλήθος των ζευγών ηλεκτρονίων - οπών και κατ' επέκταση προς την ενέργεια του σωματίου που δημιούργησε τον ιονισμό. Στην περίπτωση αυτή μιλάμε για ένα ενδογενή ημιαγωγό όπου οι φορείς προϋπάρχουν στον κρύσταλλο.

Αν αντικαταστήσουμε ένα άτομο Ge ή Si που είναι τετρασθενή με ένα πεντασθενές άτομο π.χ. Sb τότε το πέμπτο ηλεκτρόνιο του πεντασθενούς στοιχείου μπορεί με πολύ χαμηλή ενέργεια να γίνει ελεύθερο. Ουσιαστικά η εισαγωγή ενός πεντασθενούς στοιχείου έχει σαν αποτέλεσμα τη δημιουργία νέων σταθμών μέσα στην απαγορευμένη ζώνη (Σχήμα 25), κοντά στη ζώνη αγωγιμότητας και την εισαγωγή περίσσειας ηλεκτρονίων στο κρυσταλλικό πλέγμα. Ο ημιαγωγός που προκύπτει ονομάζεται **ημιαγωγός τύπου n**.



Εάν αντιθέτως η πρόσμιξη είναι ένα τρισθενές στοιχείο, έχουμε τη δημιουργία νέων σταθμών κοντά στη ζώνη σθένους, με αποτέλεσμα την έλλειψη ηλεκτρονίων δηλαδή περίσσεια οπών. Ο ημιαγωγός αυτός ονομάζεται *ημιαγωγός τύπου p*.

Στην περίπτωση που υπάρχουν ανεπιθύμητες προσμίξεις στο υλικό, νέες ενεργειακές στάθμες δημιουργούνται στην απαγορευμένη ζώνη που δρουν ως *κέντρα επανασύνδεσης ή παγίδευσης* (recombination-trapping). Αναλυτικότερα, στις στάθμες αυτές μπορεί να παγιδευτεί ένα ηλεκτρόνιο από τη ζώνη αγωγιμότητας και εν συνεχεία μετά από ένα χρονικό διάστημα να ελευθερωθεί. Εάν ο χρόνος παγίδευσης είναι μεγαλύτερος του χρόνου συλλογής φορτίου στον ανιχνευτή τότε το φορτίο αυτό θα χαθεί και η συλλογή φορτίου θα είναι ελλιπής. Από την άλλη μεριά εάν κατά το χρόνο παγίδευσης του ηλεκτρονίου, συλληφθεί και μία οπή από τη ζώνη σθένους, ηλεκτρόνιο και οπή θα επανασυνδεθούν.

Το κατά πόσο είναι ελεύθεροι οι φορείς να κινηθούν μέσα στον κρύσταλλο, εξαρτάται από το μέσο χρόνο ζωής τους t προτού επανασυνδεθούν ή παγιδευτούν και από την κινητικότητα, μ , η οποία συνδέεται με την ταχύτητα v και το πεδίο E , ως $v = \mu E$. Η μέση διαδρομή που μπορεί να διανύσει ένας φορέας δίνεται από το γινόμενο της κινητικότητας και του μέσου χρόνου ζωής.

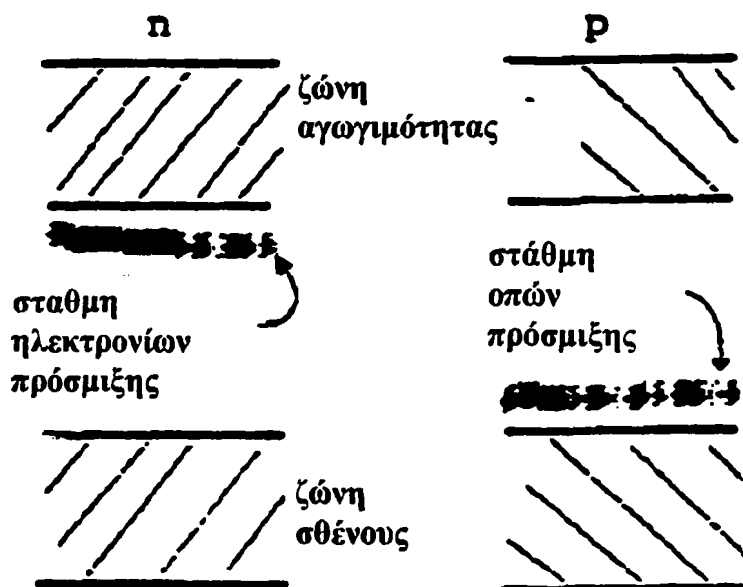
Ανακεφαλαιώνοντας, η επιλογή ενός ημιαγωγού κρυστάλλου για την κατασκευή ενός ανιχνευτή, γίνεται με βάση τα παρακάτω κριτήρια



- α) καθαρότητα του υλικού για την αποφυγή κέντρων παγίδευσης και επανασύνδεσης
- β) το ενεργειακό πλάτος της απαγορευμένης ζώνης πρέπει να είναι μικρό. Το πόσο μικρό όμως καθορίζεται από το ότι
- γ) το κρυσταλλικό υλικό δεν πρέπει να περιέχει μεγάλο αριθμό φορέων στη θερμοκρασία λειτουργίας του ανιχνευτή γιατί οι επιπλέον οπές και τα ηλεκτρόνια που δημιουργούνται κατά τη διέλευση της ακτινοβολίας θα αποτελέσουν ένα μικρό κλάσμα του συνολικού αριθμού των φορέων οπότε ο λόγος σήμα/θόρυβος θα είναι πολύ χαμηλός.

Τα υλικά τα οποία έχουν αυτές τις επιθυμητές ιδιότητες είναι το πυρίτιο και γερμάνιο. Βέβαια ακόμα και σ' αυτά τα υλικά η παρουσία

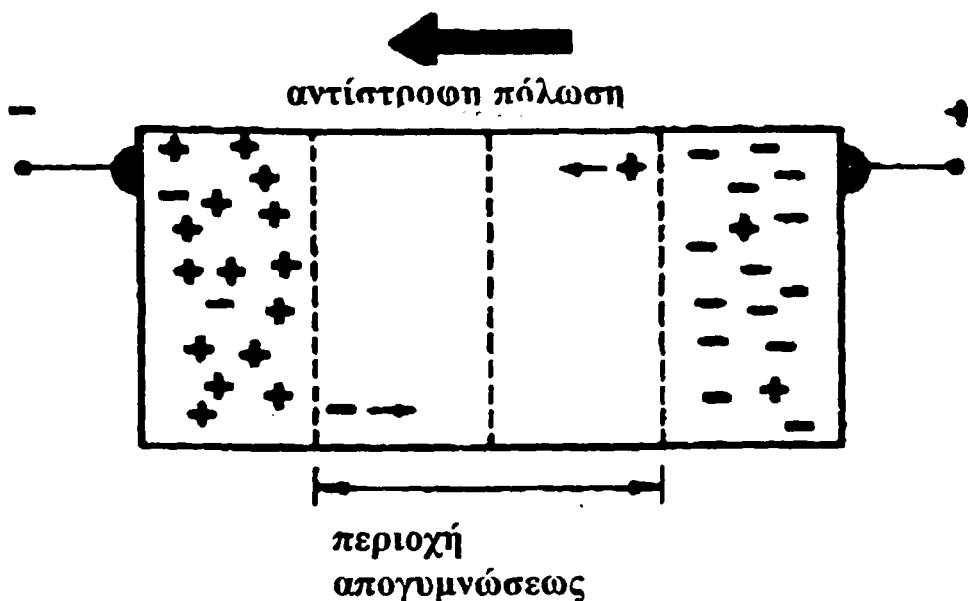
Σχήμα 25. Ενεργειακές στάθμες σε ημιαγωγούς τύπου *n* και τύπου *p*.



προσμίξεων ή ατελειών στο κρυσταλλικό πλέγμα καθιστά προβληματική τη χρησιμοποίησή τους για κατασκευή ανιχνευτών όπως έχουν. Κατάλληλος συνδυασμός όμως δύο κρυστάλλων με διαφορετικές προσμίξεις (κρύσταλλοι τύπου n και p) είναι δυνατόν να οδηγήσει σε μία επιτυχή διάταξη ανιχνευτή. Και αυτό για τον ακόλουθο λόγο.

Όταν δύο κρύσταλλοι τύπου n και τύπου p έρθουν σε επαφή μεταξύ τους κατ' αρχάς πραγματοποιείται μία διάχυση οπών προς την περιοχή n και διάχυση ηλεκτρονίων προς την περιοχή p (Σχήμα 26). Ως αποτέλεσμα αυτού, ηλεκτρόνια συνδέονται με οπές στην περιοχή p και οι οπές με ηλεκτρόνια στην περιοχή n ενώ συγχρόνως δημιουργείται μία φόρτιση των άκρων της επαφής. Η μεν περιοχή p γίνεται αρνητική η δε n θετική. Το ηλεκτρικό πεδίο που

Σχήμα 26 Σχηματική αναπαράσταση επαφής p - n με αντίστροφη πόλωση



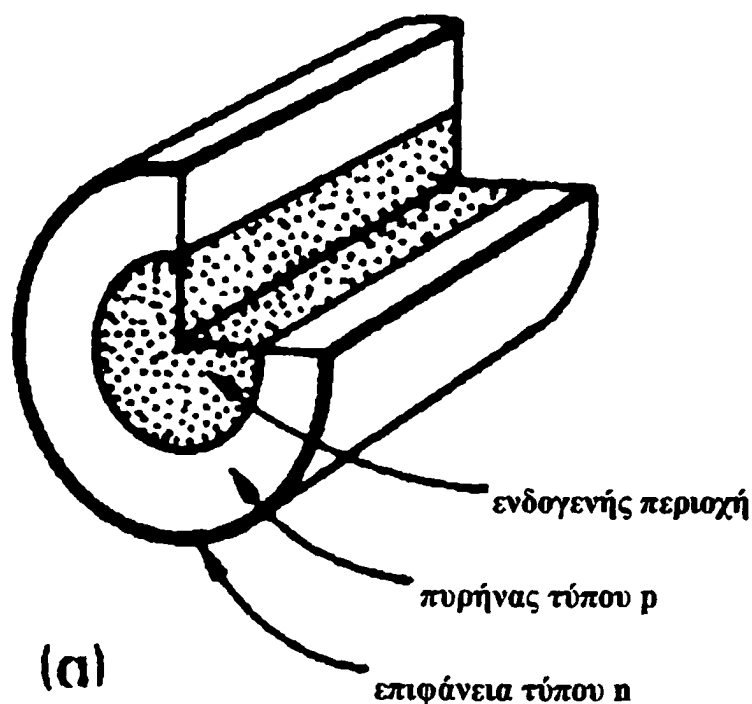
δημιουργείται με αυτό τον τρόπο αποτρέπει μία περαιτέρω διαδικασία διάχυσης αφήνοντας στο μέσον μία περιοχή καθαρή από κινούμενα φορτία. Η περιοχή αυτή είναι γνωστή ως *κενή ζώνη (depletion layer)*. Στη ζώνη αυτή εκπληρώνονται όλες οι προϋποθέσεις που απαιτεί ένας αποδοτικός ανιχνευτής. Ένα σωματίο ιονίζουσας ακτινοβολίας που διατρέχει την κενή ζώνη προκαλεί τη δημιουργία ζευγών ηλεκτρονίων και οπών, που αποτελούν τα μόνα ελεύθερα φορτία στην περιοχή. Υπό την επίδραση ενός εξωτερικού δυναμικού τα φορτία συλλέγονται στα ηλεκτρόδια της διάταξης και ο παλμός φορτίου διοχετεύεται στο εξωτερικό κύκλωμα.

Ανιχνευτές πυριτίου κατασκευασμένοι με επαφή p-n, όπως περιγράφεται παραπάνω, είναι γνωστοί ως ανιχνευτές επιφανειακού φράγματος και χρησιμοποιούνται για την ανίχνευση σωματίων. Εξάλλου οι πρώτοι ανιχνευτές Ge που χρησιμοποιήθηκαν, είναι γνωστοί ως ανιχνευτές Ge(Li) και εμφανίστηκαν πριν από τους ενδογενείς λόγω έλλειψης γερμανίου ικανοποιητικής καθαρότητας. Κατά την κατασκευή του ανιχνευτή (σχήμα 27) το λίθιο (μονοσθενές) εμφυτεύεται στην επιφάνεια του κρυστάλλου - κυλίνδρου, τύπου p, ώστε να δημιουργεί μία λεπτή ζώνη τύπου n. Με την εφαρμογή ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου μεταξύ της εξωτερικής επιφάνειας και του άξονα του κυλίνδρου, το λίθιο διαχέεται προς το εσωτερικό του κρυστάλλου εξουδετερώνοντας τις προσμίξεις τύπου p. Η διεργασία της διάχυσης έχει σαν αποτέλεσμα τη δημιουργία μίας εκτεταμένης ενδογενούς περιοχής η οποία αποτελεί τον ενεργό όγκο του ανιχνευτή.



Το κυριότερο μειονέκτημα αυτών των ανιχνευτών είναι ότι συνεχώς πρέπει να διατηρούνται σε θερμοκρασία υγρού αζώτου και κατά την αποθήκευσή τους και κατά τη λειτουργία τους. Σε περίπτωση ανόδου της θερμοκρασίας, λόγω της μεγάλης κινητικότητας του Li καταστρέφεται η ενδογενής περιοχή του. Σήμερα οι ανιχνευτές Ge(Li) έχουν αντικατασταθεί πλήρως από ενδογενείς ανιχνευτές Ge υψηλής καθαρότητας. Για ιστορικούς λόγους η απόδοση των ανιχνευτών γερμανίου αναφέρεται ως η σχετική απόδοση του ανιχνευτή συγκριτικά με την απόδοση ενός σπινθηριστή NaI(Tl) διαστάσεων 3" x 3" εφόσον και οι δύο είναι τοποθετημένοι σε απόσταση 25cm από πηγή ^{60}Co

Σχήμα 27. Σχηματική αναπαράσταση κρυστάλλου Ge(Li)



(ανίχνευση ακτίνας γ ενέργειας 1.33MeV).

Ανιχνευτές ημιαγωγών χρησιμοποιούνται σήμερα σε ευρεία κλίμακα στην Πυρηνική Φυσική. Οι ανιχνευτές γερμανίου, λόγω υψηλού ατομικού αριθμού, χρησιμοποιούνται για την ανίχνευση ακτινοβολίας γ , ενώ οι πυριτίου για την ανίχνευση φορτισμένων σωμάτων. Τα κυριότερα πλεονεκτήματα των ανιχνευτών στερεάς κατάστασης έναντι άλλων κατηγοριών ανιχνευτών είναι η ενεργειακή διακριτική ικανότητα και η ταχύτητα συλλογής φορτίου. Προκειμένου για τους ανιχνευτές πυριτίου μεγάλο πλεονέκτημα είναι οι μικρές φυσικές τους διαστάσεις που τους κάνουν εύχρηστους και ευέλικτους. Οι ανιχνευτές γερμανίου παρουσιάζουν μεγάλο όγκο λόγω του ότι η λειτουργία τους σε θερμοκρασία δωματίου είναι αδύνατη (μικρό ενεργειακό πλάτος της απαγορευμένης ζώνης) και έτσι παρέχονται ως συγκροτήματα με κρυοστάτη όπου αποθηκεύεται υγρό άζωτο ($T = 77\text{K}$). Παρόλο το μεγάλο κόστος του γερμανίου υψηλής καθαρότητας οι ανιχνευτές αυτοί τείνουν σήμερα να εκτοπίσουν κάθε άλλο είδος ανιχνευτή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας στο χώρο της Πυρηνικής Φυσικής.

5.4 Πολυσυστήματα Ανιχνευτών ακτίνων γ - Detector assemblies

Τα μοντέρνα πολυσυστήματα ανιχνευτών τείνουν σήμερα να συνδυάσουν πολλά πλεονεκτήματα ανίχνευσης, όπως υψηλή απόδοση, καλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα και ελάττωση υποβάθρου



Compton ή υποβάθρου λόγω νετρονίων ή ακτίνων γ. Η χρήση ενός αριθμού N ανιχνευτών σε ένα πολυσύστημα, αυξάνει την ολική απόδοση κατά ένα παράγοντα N σε απλές μετρήσεις και κατά ένα παράγοντα $N(N-1)$ σε μετρήσεις σύμπτωσης δύο παραμέτρων. Η χρήση ανιχνευτών γερμανίου εξασφαλίζει καλή διακριτική ικανότητα ενώ ο συνδυασμός ανιχνευτών Ge με μάσκες BGO εξασφαλίζει την ελάττωση του υποβάθρου Compton (κεφ. 7.1.2). Τέλος τα μοντέρνα πολυσυστήματα περιλαμβάνουν διατάξεις οι οποίες δρουν ως προσθετικά φασματομέτρα (κεφ 5.4.2) και ως φίλτρα πολλαπλότητας (κεφ. 5.4.3). Η χρήση παρόμοιων διατάξεων αναλύεται στο κεφάλαιο 7.

5.4.1 Κρυσταλλικές σφαίρες - Crystal ball

Οι κρυσταλλικές σφαίρες είναι ανιχνευτικά συστήματα που αποτελούνται από ένα μεγάλο αριθμό ανιχνευτών, τοποθετημένων κατά τέτοιο τρόπο ώστε εν γένει να καλύπτουν μία πλήρη στερεά γωνία 4π , γύρω από το στόχο. Το πλεονέκτημα αυτών των ανιχνευτικών συστημάτων, εκτός της αυξημένης απόδοσης που παρουσιάζουν, είναι ότι σε ένα πείραμα καταμέτρησης γεγονότων ένα προς ένα (event by event) μπορούν να προσδιορίσουν συγχρόνως διαφορετικά μεγέθη για κάθε μία ακτίνα γ, ενός καταρράκτη ακτινοβολιών (cascade γ-ray). Τα μεγέθη αυτά είναι ενέργειες των ακτίνων γ, πολυπολικότητες, γωνιακές κατανομές, χρόνοι εκπομπής στην περιοχή των νανοδευτερολέπτων και

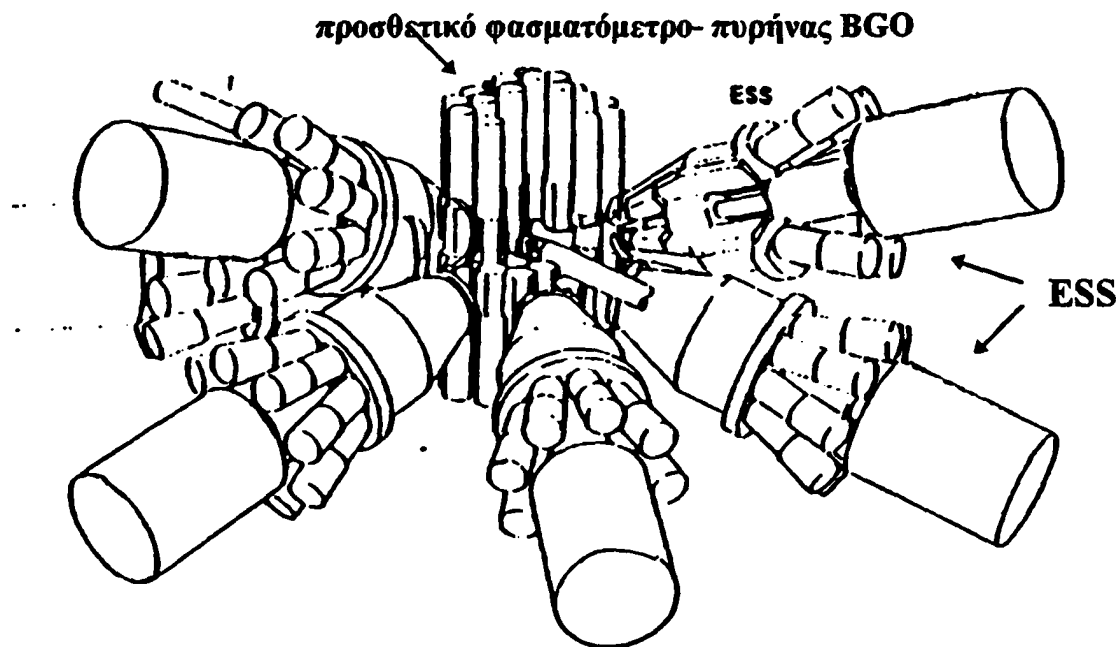


ολικές ενέργειες και πολλαπλότητες ακτίνων γ σε ένα καταρράκτη ακτινοβολιών. Εξάλλου η δυνατότητα τοποθέτησης παραθύρων και στην πολλαπλότητα και στην ολική ενέργεια (ανάλυση εκτός γραμμής - off line analysis) καθιστά δυνατό τον προσδιορισμό των σημείων εισόδου, από άποψη στροφορμής-ενέργειας, στην τροφοδότηση πυρηνικών καταστάσεων μέσω αντιδράσεων τήξεως.

Πίνακας 7. Ιδιότητες 3 κρυσταλλικών σφαιρών. Από *Gamma-ray and Electron spectroscopy in Nuclear Physics, Jiri and deVoight*

ιδιότητα	Oak-Ridge Spin Spectrometer	Heidelberg Darmstadt Crystal ball	France Chateau de Cristal
Υλικό	NaI(Tl)	NaI(Tl)	BaF ₂
Σχήμα	πεντάγωνα- εξάγωνα	πεντάγωνα- εξάγωνα	εξάγωνα
Αριθμός	72	162	74
Ακτίνα (εσ-εξ)	17.8-35.6cm	22.8-38.1cm	21.6-31.6cm
$\Omega/4\pi$	1.38%	0.62%	1.35%
Διακριτική ικανότητα, E	8%	7%	10%
Διακριτική ικανότητα, τ	2.8 ns	3.2 ns	<1 ns

Σχήμα 28 Σχηματική αναπαράσταση της διάταξης TESSA3 του εργαστηρίου Daresbury. U.K. Διακρίνονται 6 ανιχνευτές Ge με μάσκα αντί-Compton (ESS) και ένα προσθετικό φασματόμετρο από σπινθηριστή BGO [από Ssharpey-Schafer, Prog. Nucl. Phys. 21(88)293]



Στα πρώτα συστήματα που κατασκευάστηκαν, χρησιμοποιήθηκαν απλοί ανιχνευτές NaI για μέτρηση μεγάλων πολλαπλοτήτων, θυσιάζοντας την καλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα που προσφέρουν οι ανιχνευτές γερμανίου. Στον Πίνακα 7, παρουσιάζονται ιδιότητες 3 μεγάλων κρυσταλλικών σφαιρών που λειτούργησαν στην Αμερική - Oak-Ridge spin spectrometer, στη Γερμανία - Heidelberg-Darmstadt Crystal ball και στην Γαλλία - Chateau de Cristal. Όπως παρατηρείται η διαφορά στην χρήση του φωσφόρου-ανιχνευτή BaF_2 , στην σφαίρα του Chateau de Cristal, επιφέρει σημαντική διαφορά ως προς την χρονική διακριτική ικανότητα του συστήματος. Σε ορισμένα πειράματα η καλή χρονική διακριτική

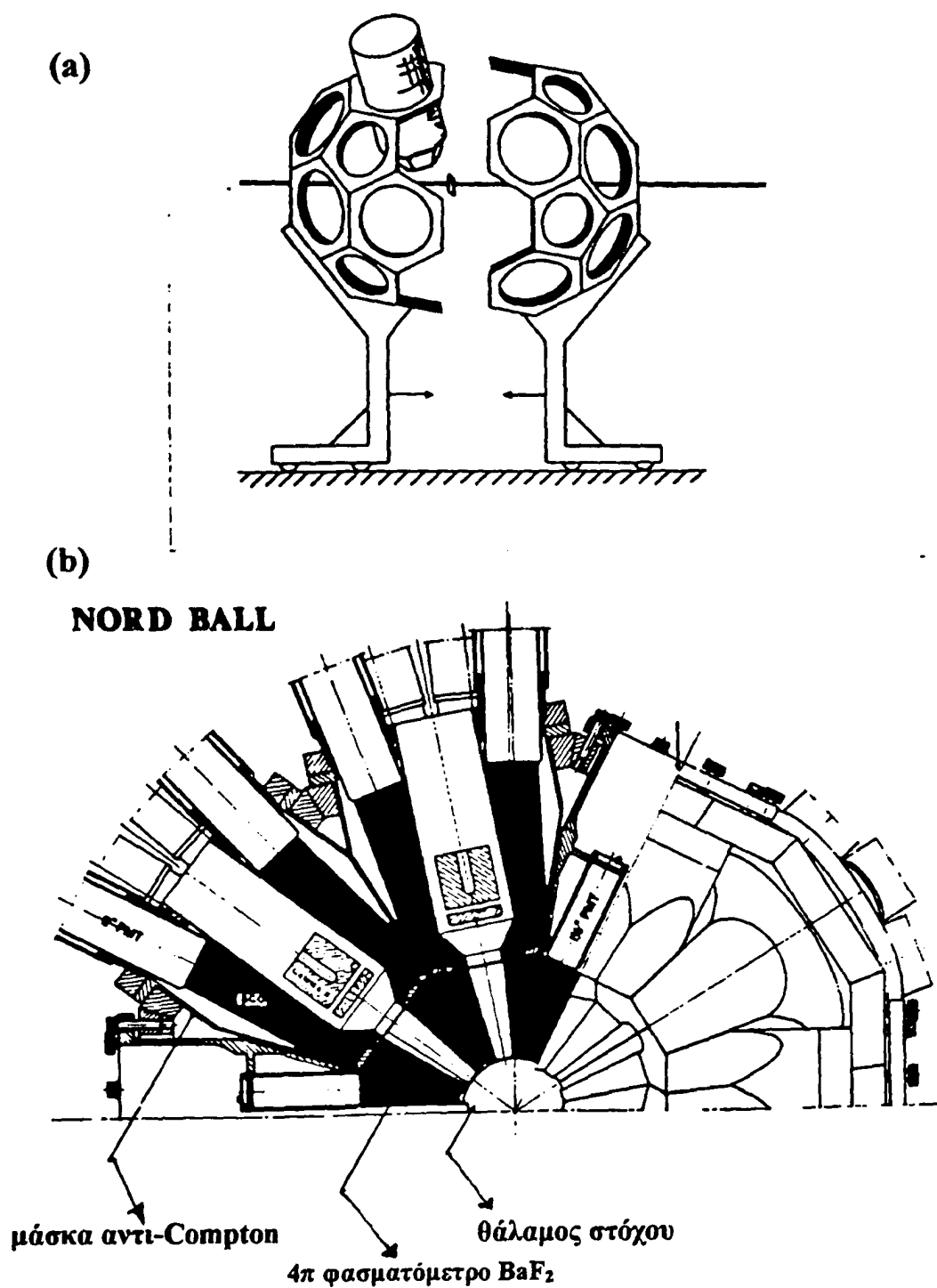


ικανότητα αποτελεί στοιχείο εκ των ουκ άνευ για την απόρριψη υποβάθρου λόγω νετρονίων ή κοσμικής ακτινοβολίας. Παρόμοιες κρυσταλλικές σφαίρες, με χρήση απλών ανιχνευτών σε γεωμετρία 4π, χρησιμοποιήθηκαν ευρέως για την μελέτη μηχανισμών αντιδράσεων και όχι για φασματοσκοπικές μελέτες, λόγω της κακής διακριτικής ικανότητας και του υψηλού υποβάθρου Compton που παρουσίαζαν, πράγμα που αποτέλεσε τροχοπέδη για τον προσδιορισμό πυρηνικών ιδιοτήτων.

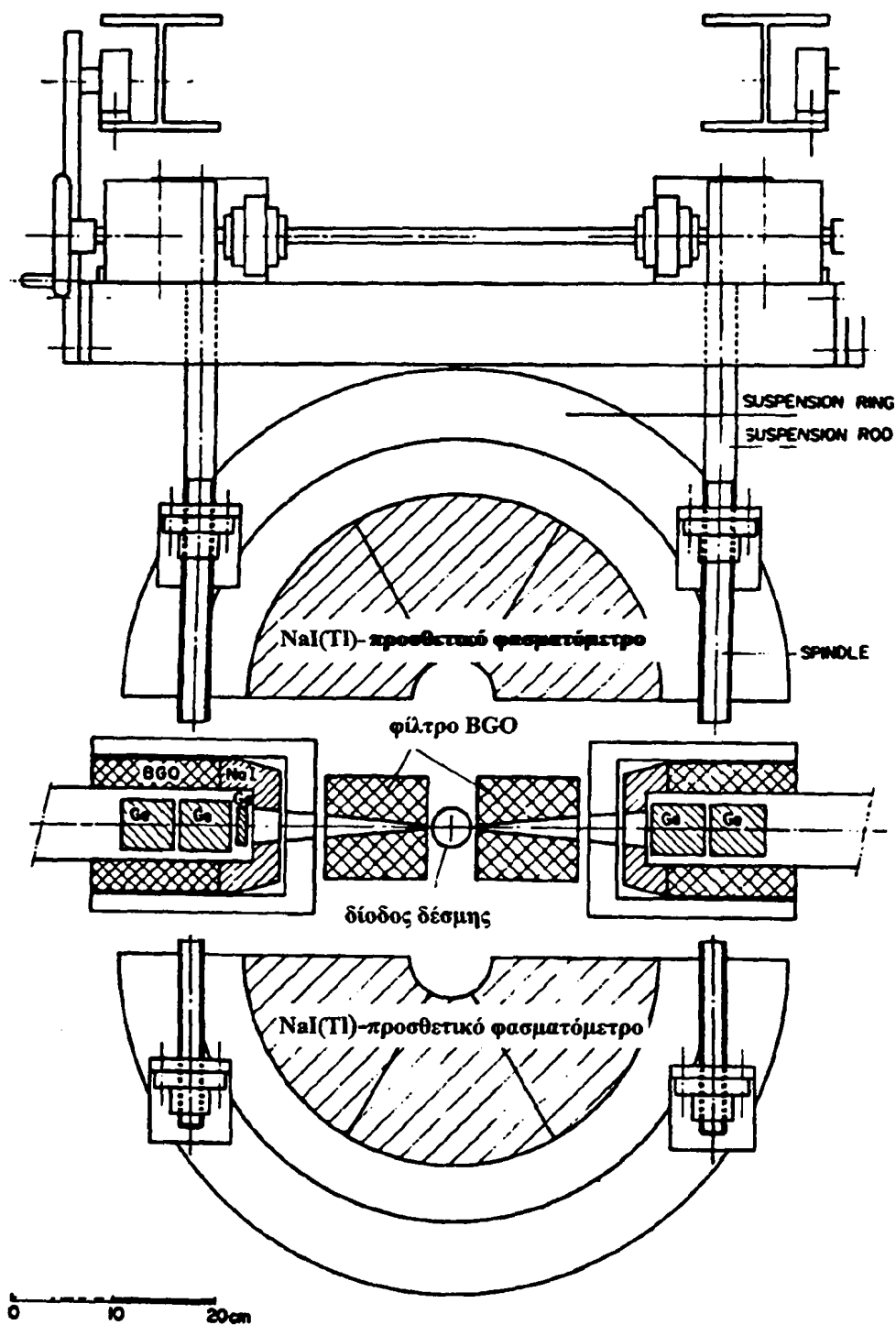
Το προβάδισμα προς την κατεύθυνση του προσδιορισμού πυρηνικών ιδιοτήτων μέσω φασματοσκοπίας γ, δόθηκε με την κατασκευή συνδυασμών ανιχνευτών για απόρριψη του υποβάθρου Compton (κεφ. 7). Ο πλέον επιτυχής συνδυασμός Ge - BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$), χρησιμοποιεί γερμάνιο για τον κυρίως ανιχνευτή και BGO ως μάσκα (κύτταξε π.χ στο άρθρο Nolan et al, NIM A236 (85)95). Η χημική σύνθεση BGO εξασφαλίζει στο υλικό υψηλό ατομικό αριθμό ώστε μαζί και με την κατάλληλη γεωμετρία να καθιστούν τις μάσκες BGO μία αρπάγη σκεδαζόμενων ακτίνων γ από το κρύσταλλο γερμανίου. Το σύστημα TESSA3 του εργαστηρίου Daresbury της Αγγλίας (Sharpey-Schafer and Simpson, Prog. Part. Nucl. Phys. 21 (88)293), το οποίο σχηματικά εικονίζεται στο Σχήμα 28, αποτελεί ένα καλό πρότυπο τέτοιων συστημάτων. Επειδή οι ανιχνευτές στην συγκεκριμένη περίπτωση καλύπτουν μόνο ένα μικρό μέρος της ολικής στερεάς γωνίας, απαιτείται επιπλέον μία υψηλής απόδοσης εσωτερική



Σχήμα 29. Σχηματική αναπαράσταση πολυσυστήματος Κοπεγχάγης. (a) Εξωτερική όψη (b) Κάθετη διατομή



Σχήμα 30. Σχηματική αναπαράσταση του προσθετικού φασματομέτρου που χρησιμοποιείται από την ομάδα Amsterdam-Groningen



κρυσταλλική σφαίρα για τον προσδιορισμό της ολικής ενέργειας και πολλαπλότητας (προσθετικό φασματόμετρο). Η σφαίρα αυτή πρέπει να είναι πολύ συμπαγής ώστε οι ανιχνευτές Ge να φθάνουν όσο το δυνατό πλησιέστερα στον στόχο. Στο σύστημα TESSA3, μία τέτοια κρυσταλλική σφαίρα περιβάλλει το στόχο και είναι φτιαγμένη από ανιχνευτές BGO με υλικό δηλαδή το οποίο είναι αρκετά συμπαγές, ώστε ένας μεγάλος αριθμός ανιχνευτών να καλύπτει ένα πολύ μικρό χώρο.

Στην κατηγορία αυτών των ανιχνευτών θα πρέπει να μνημονευθεί το πολυσύστημα HERA (High Energy Resolution Assembly) του Berkeley των Η.Π.Α με 21 ανιχνευτές γερμανίου και βελτίωση BGO και μία κεντρική κυλινδρική "σφαίρα" αποτελούμενη από 44 κρυστάλλους BGO. Προς την ίδια κατεύθυνση των μεγάλων φασματομέτρων συναντά κανείς στο Daresbury το σύστημα POLYTESSA με 25 ανιχνευτές Ge και το εφάμιλλο σύστημα NORDBALL στην Κοπεγχάγη (Herskind et al, Proc. Int. Conf. on nucleon-nucleon collisions, Sweden, 1985). Το πλεονέκτημα στο τελευταίο σύστημα είναι η σχεδίαση του, η οποία επιτρέπει την χρήση διαφορετικών τύπων ανιχνευτών. Διαθέτει 20 εξαγωνικές βάσεις για 20 μεγάλους ανιχνευτές Ge-BGO με εξωτερική διάμετρο 20 cm και 15 βάσεις πενταγώνου για μικρότερους ανιχνευτές με εξωτερική διάμετρο 17cm. Μία διατομή του συστήματος παρουσιάζεται στο Σχήμα 29. Ο κεντρικός πυρήνας του συστήματος αποτελείται από ανιχνευτές BaF_2 και ενεργεί ως ένα προσθετικό φασματόμετρο για τον προσδιορισμό



της ολικής ενέργειας και πολλαπλότητας. Οι ανιχνευτές BaF_2 εξασφαλίζουν στο σύστημα καλή χρονική διακριτική ικανότητα με αποτέλεσμα τη δυνατότητα απόρριψης υποβάθρου νετρονίων μέσω της τεχνικής του χρόνου πτήσεως. Τέλος θα πρέπει να αναφέρουμε τα πλέον σύγχρονα πολυσυστήματα που κατά κύριο λόγο χρησιμοποιούνται σήμερα, το Euroball στην Ευρώπη και το Superball στις Η.Π.Α, για την ανίχνευση της δομής υπερπαραμορφωμένων πυρήνων.

5.4.2. Προσθετικά φασματόμετρα - Sum spectrometers

Τα προσθετικά φασματόμετρα έχουν χρησιμοποιηθεί κυρίως σε πειράματα αντιδράσεων τήξεως. Στις αντιδράσεις αυτές ο βαρύς πυρήνας που δημιουργείται, αφήνεται σε μία κατάσταση του συνεχούς φάσματος ή εν γένει σε μία κατάσταση υψηλής ενέργειας. Από το σημείο αυτό εισόδου συνήθως αποδιεγείρεται μέσω ενός πολύπλοκου δρόμου, που περιλαμβάνει ένα καταρράκτη (cascade) πολλαπλών συνεχών αποδιεγέρσεων.

Ένα καλό προσθετικό φασματόμετρο πρέπει να ανιχνεύει τις περισσότερες από τις ακτίνες γ που εκπέμπονται, και πρέπει να ανιχνεύει τις ακτίνες αυτές με όσο το δυνατόν μεγαλύτερη απόδοση. Για το λόγο αυτό τα προσθετικά φασματόμετρα κατασκευάζονται από κρύσταλλο μεγάλου ατομικού αριθμού και παρουσιάζουν γεωμετρία 4π. Μερικές φορές χρησιμοποιούνται δύο ξεχωριστοί μεγάλοι κρύσταλλοι κάτω και επάνω από το στόχο, οι οποίοι αφήνουν αρκετό



χώρο για τον σωλήνα διάδοσης της δέσμης και για κάποιους επιπρόσθετους ανιχνευτές. Στο Σχήμα 30, παρουσιάζεται σχηματικά το φασματόμετρο συνεργαζομένων εργαστηρίων Amsterdam-Groningen, κατασκευασμένο με αυτή τη φιλοσοφία.

Η μέση ενέργεια, $\langle E \rangle$, η οποία εναποτίθεται στον κρύσταλλο και η οποία είναι τμήμα της ολικής ενέργειας των ακτίνων γ , εξαρτάται από την πολλαπλότητα M των ακτίνων γ του καταρράκτη ακτινοβολίας, από την μέση ενέργεια $\langle E_\gamma \rangle$ των μεμονωμένων ακτίνων γ και την απόδοση ανίχνευσης τους Ω , ως

$$\langle E \rangle = \Omega M \langle E_\gamma \rangle \quad (79)$$

όπου

$$\Omega = \varepsilon \omega / 4\pi \quad (80)$$

με ω , την στερεά γωνία και ε , το ποσοστό της ενέργειας γ που ελευθερώνεται στον ανιχνευτή. Το ποσοστό αυτό εξαρτάται από την ενέργεια κάθε μίας των ακτίνων γ , ως

$$\varepsilon = (\sum E_{\gamma i} \varepsilon_i) / \sum E_{\gamma i} \quad (81)$$

Παραδείγματα προσθετικών φασμάτων παρουσιάζονται στο Σχήμα 31a, για τις αντιδράσεις τήξεως $^{40}\text{Ar} + ^{112}\text{Cd}$ και $^{12}\text{C} + ^{144}\text{Nd}$ που οδηγούν στον σύνθετο πυρήνα ^{152}Dy . Κατά την εκτός γραμμή (off-line) ανάλυση, λόγω της εξάρτησης της προσθετικής ενέργειας από την πολλαπλότητα μπορούμε να επιλέξουμε την περιοχή υψηλού σπιν, δεχόμενοι τις υψηλότερες προσθετικές ενέργειες (παράθυρο II στο σχήμα 31a). Εξάλλου μπορούμε να απορρίψουμε χαμηλής πολλαπλότητας κανάλια



όπως αυτά της φυσικής ραδιενέργειας, διέγερσης Coulomb και αντιδράσεων μεταφοράς, δεχόμενοι χαμηλές προσθετικές ενέργειες (παράθυρο I). Στο Σχήμα 29b, δίνεται ένα παράδειγμα δυνατότητας επιλογής καναλιού στην αντίδραση $^{12}\text{C} + ^{150}\text{Nd} \rightarrow \chi n + ^{162-x}\text{Dy}$, μέσω του προσθετικού φάσματος. Για παράδειγμα, παράθυρο υψηλής προσθετικής ενέργειας, οδηγεί στον πυρήνα ^{156}Dy , με χαμηλότερη πολλαπλότητα νετρονίων, εν αντιθέσει με παράθυρο σε χαμηλότερες χαμηλότερες προσθετικές ενέργειες το οποίο οδηγεί στον πυρήνα ^{155}Dy με υψηλότερη πολλαπλότητα νετρονίων.

5.4.3 Φίλτρα πολλαπλότητας

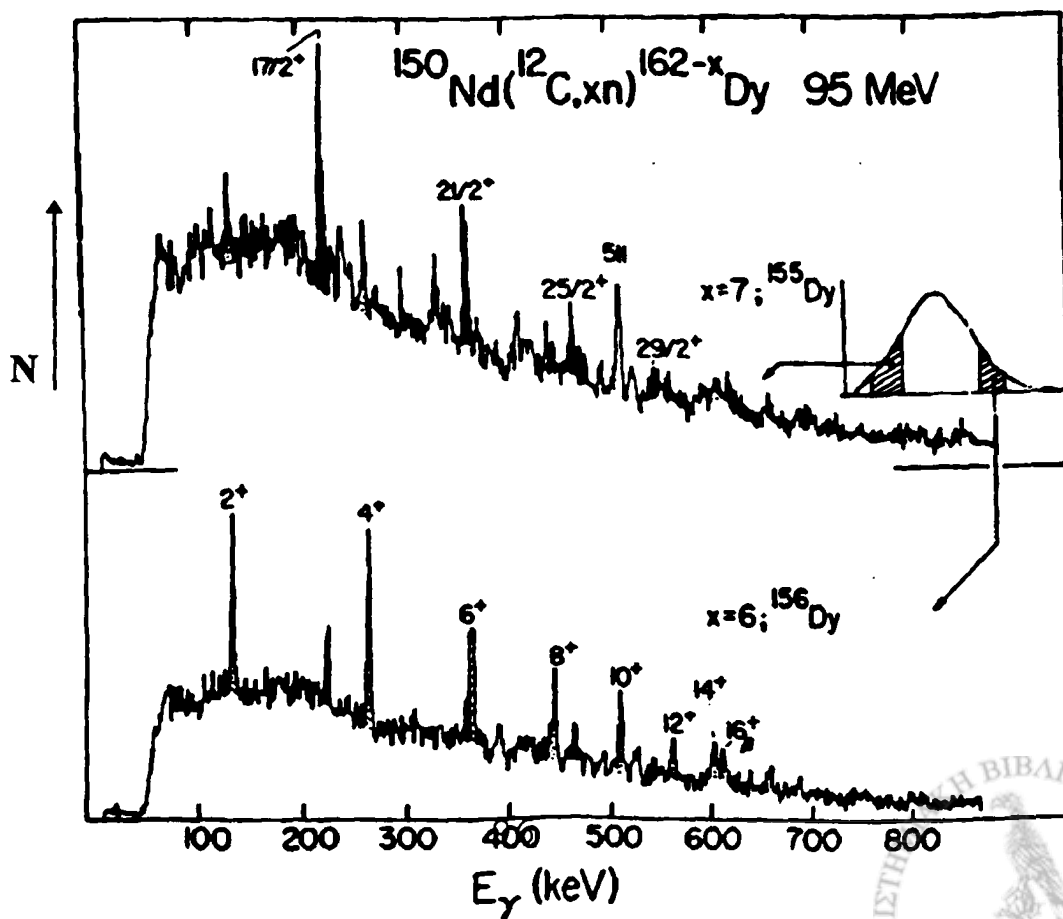
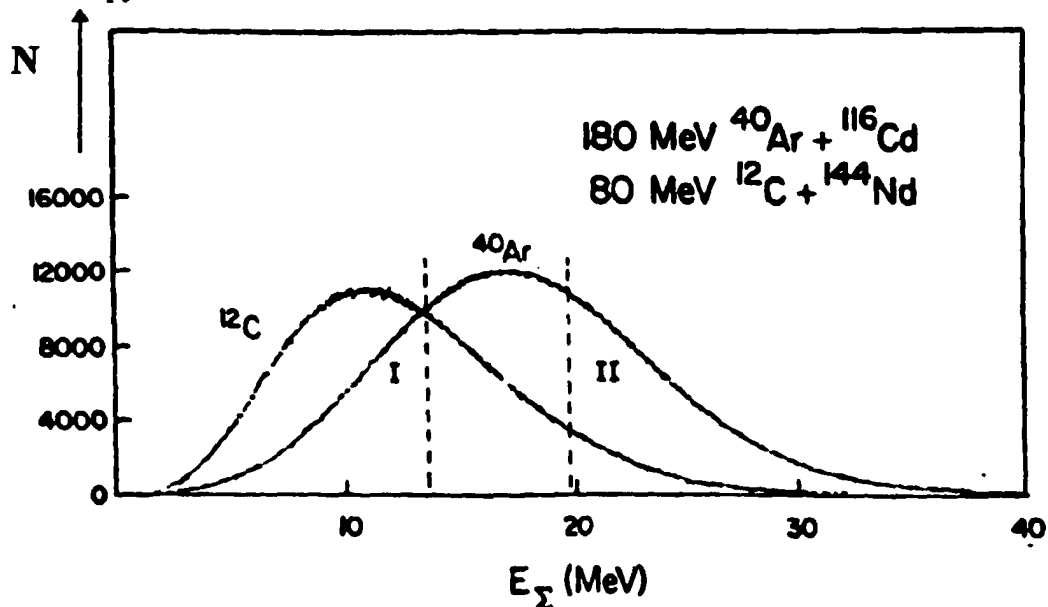
Τα φίλτρα πολλαπλότητας είναι συστήματα N ομοίων ανιχνευτών. Κάθε ανιχνευτής έχει πιθανότητα $P = \Omega$ ($\Omega = \epsilon\omega/4\pi$, ϵ : μέση ικανότητα ανίχνευσης σε δεδομένο ενεργειακό εύρος, ω : στερεά γωνία σε steradians), για ανίχνευση μίας ακτίνας γ και πιθανότητα $P^* = 1 - P = 1 - \Omega$, για μη ανίχνευση μίας ακτίνας γ . Εξάλλου η πιθανότητα ώστε ακτίνες γ με πολλαπλότητα M να μην ανιχνεύονται, θα είναι $P^* = (1 - \Omega)^M$. Συμπερασματικά η πιθανότητα για παραγωγή ενός σήματος στον ανιχνευτή από τουλάχιστον μία ακτίνα ενός συνόλου M ακτίνων θα είναι

$$P_1^M = 1 - (1 - \Omega)^M \quad (82)$$

Στη συνέχεια, ας θεωρήσουμε την περίπτωση δύο ανιχνευτών, ενός ανιχνευτή Ge και ενός ανιχνευτή NaI. Εστω ότι ο ανιχνευτής Ge,



Σχήμα 31. (α) Προσθετικό φάσμα το οποίο έχει συλλεχθεί με το προσθετικό φασματόμετρο το οποίο εικονίζεται σχηματικά στο Σχήμα 30. (β) Παράδειγμα ανάλυσης εκτός γραμμής (off line), φάσματος ακτίνων γ με υψηλότερο και χαμηλότερο παράθυρο στο προσθετικό φάσμα. Επιλογή διαφορετικών καναλιών εξόδου. Από Jiri and deVoight "Gamma-ray and electron spectroscopy"



ανιχνεύει μία ακτίνα γ και ο ανιχνευτής NaI ανιχνεύει, τουλάχιστον μία από τις εναπομένουσες $(M-1)\gamma$ ακτίνες, με πιθανότητα P^{M-1}_1 όπως δίνεται από την εξίσωση (82). Τότε οι συμπτώσεις N^c , που θα καταμετρηθούν μεταξύ των δύο ανιχνευτών, μπορούν να εκφραστούν μέσω της ανωτέρω πιθανότητας, P^{M-1}_1 , και των καταμετρηθέντων, N^s , γεγονότων στον ανιχνευτή Ge, ως

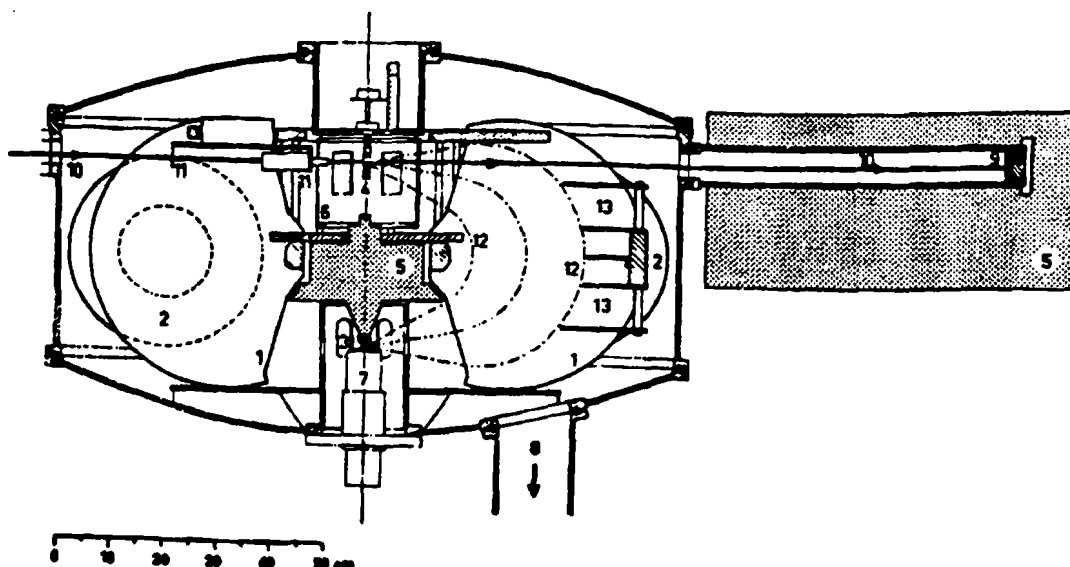
$$N^c = N^s P_1^{M-1} \quad (83)$$

η οποία μέσω της εξίσωσης (82) και για $\Omega \ll 1$ γίνεται

$$N^c = N^s (M-1)\Omega \quad (84)$$

Γιά να εξάγει κανείς μια απλή και εύχρηστη σχέση όπως η ανωτέρω, η οποία να συνδέει την πολλαπλότητα με τον αριθμό συμπτώσεων κ-βαθμού έχει να αντιμετωπίσει πολλά και πολύπλευρα προβλήματα, συνιστάται δε στον ενδιαφερόμενο αναγνώστη να καταφύγει σε άρθρα

Σχήμα 32. Πολυζωνικό φασματομέτρο ηλεκτρονίων (1) Πόλοι μαγνήτη, (2) Πηνία, (3) ανιχνευτής άνθρακος, (4) στόχος, (5) μάσκα μολύβδου, (7) φωτοπολλαπλασιαστής, (8) αντλίες κενού, (9) Faraday cup, (10) δέσμη, (11) σχισμές (slits), (12) δίοδος ηλεκτρονίων, (13) διάφραγμα (baffle) [Hansen et al, N.P 47(63)529]



όπως τα: Hageman et al, N.P. A245(1975)166, W.J. Ockels, Z.Phys. A286(1978)181, Van der Wert, N.I.M. 153 (1978) 221.

5.5 Φασματόμετρα ηλεκτρονίων μετατροπής

Τα φασματόμετρα για μετρήσεις (in beam measurements) ηλεκτρονίων, ταξινομούνται σε δύο κατηγορίες. Στην πρώτη κατηγορία ανιχνευτικών συστημάτων, χρησιμοποιείται ένα μαγνητικό φασματόμετρο, με το οποίο επιτυγχάνεται μεταφορά των ηλεκτρονίων στον ανιχνευτή και συγχρόνως ανάλυση της ορμής τους. Στη δεύτερη κατηγορία τα ηλεκτρόνια μεταφέρονται μέσω ενός μαγνητικού πεδίου μακριά από το σημείο αντίδρασης σε ένα ανιχνευτή-ημιαγωγού για ανάλυση ενέργειας.

5.5.1. Μαγνητικοί φασματογράφοι για ανάλυση ορμής

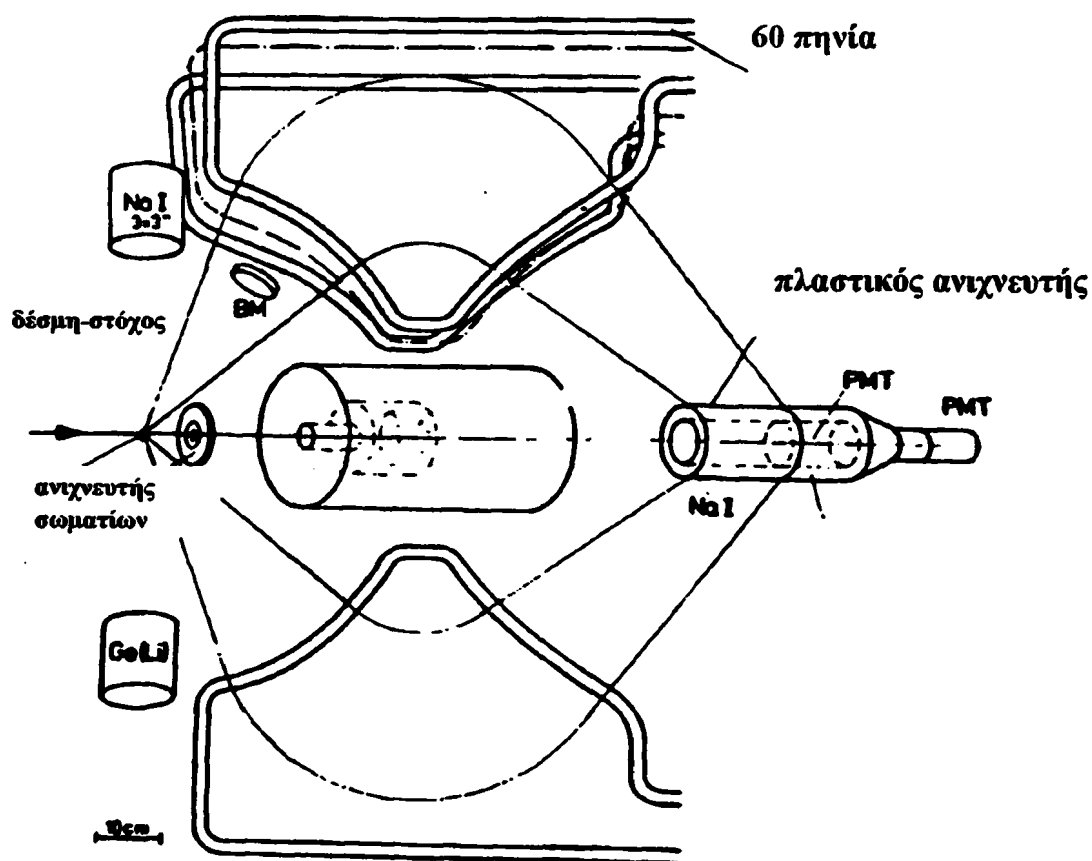
Στα Σχήματα 32-33, φαίνονται σχηματικά δύο *πολυζωνικά (multi-gap) φασματόμετρα ηλεκτρονίων τύπου πορτοκαλιού (orange type)*. Το πρώτο αποτελείται από 6 ζώνες-διαστήματα, επικαλύπτει στερεά γωνία 88 msr και παρουσιάζει συντελεστή διέλευσης $T \approx 7\%$. Τα ηλεκτρόνια ανιχνεύονται σε ανιχνευτή ανθρακικού κρυστάλλου 35 cm μακριά από το στόχο. Το φασματόμετρο αυτό έχει χρησιμοποιηθεί από τους Hansen et al (Hansen et al, N.P. 47 (1963) 529). Παρόμοια φασματόμετρα Graham Can. J. phys. 45 (1967) 2281) και από ομάδα της Πρετόρια



(Spoelstra and Rantenbach, N.I.M. 66(1968) 336).

Το δεύτερο φασματόμετρο που φαίνεται στο Σχήμα 33, έχει χρησιμοποιηθεί από ερευνητικές ομάδες στο κέντρο GSI (Clemente et al, P.L. 137B (1984) 41, Kozhuharov et al, Phys. Rev. Lett. 42(1979) 376) για ανίχνευση ποζιτρονίων παραγομένων σε αντιδράσεις βαρέων ιόντων. Ένα τοροειδές μαγνητικό πεδίο παράγεται μέσω ενός πηνίου με 60 σπείρες και οδηγεί τα εκπεμπόμενα ποζιτρόνια σε ένα ανιχνευτή-σύστημα ενός κυλινδρικού πλαστικού ανιχνευτή που περιβάλλει ένα κρύσταλλο NaI.

Σχήμα 33. Σχηματική αναπαράσταση μαγνητικού φασματόμετρου ηλεκτρονίων, τύπου πορτοκαλιού, του εργαστηρίου GSI [Kozhuharov et al, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 376]



5.5.2. Συστήματα μεταφοράς ηλεκτρονίων

Στο Σχήμα 34, δίνεται σχηματικά ένα **μαγνητικό σύστημα μεταφοράς** ηλεκτρονίων μίας Σουηδικής ομάδας (Lindblad and Linden N.I.M. (1975) 397. Το σύστημα αυτό χρησιμοποιεί ένα ομογενές πεδίο το οποίο παράγεται από ένα σωληνοειδές. Παρόμοια φασματόμετρα έχουν χρησιμοποιηθεί από πολλές πειραματικές ομάδες (Kotajima and Beringer Rev. Sci. Instr. 41 (1970) 632, Konijn et al, N.I.M 129(1975) 167, Backe et al, Z. Phys. A285 (1978) 159, Burginyon and Greenberg, N.I.M 41 (1966) 109). Τα εκπεμπόμενα ηλεκτρόνια παρουσιάζουν ελικοειδή κίνηση κατά μήκος του άξονα του σωληνοειδούς. Η απόσταση της τροχιάς του ηλεκτρονίου από τον άξονα περιγράφεται από την σχέση

$$r = \frac{2Pc}{eH} \sin\left(\frac{ezH}{2P\cos\theta}\right) \sin\theta \quad (85)$$

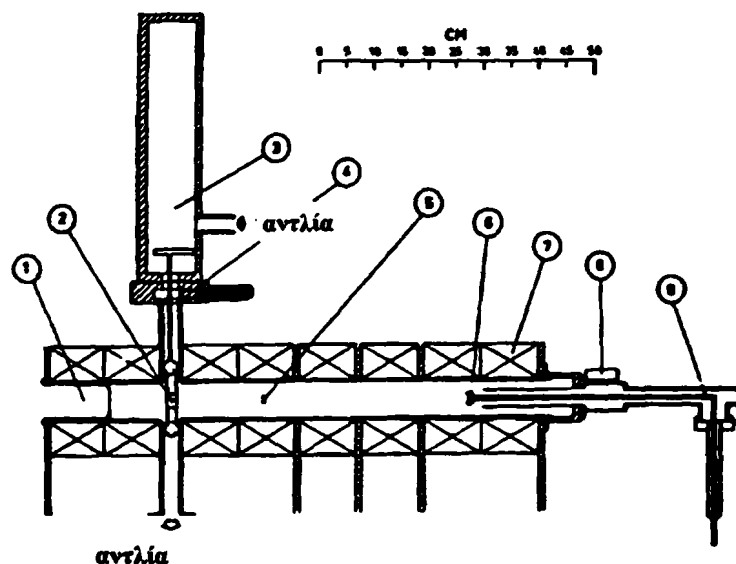
με P : την ορμή του ηλεκτρονίου, θ : την γωνία αναφορικά με τον άξονα του σωληνοειδούς, z : την απόσταση κατά μήκος του άξονα από το στίγμα της δέσμης επί του στόχου (beam spot), και H : την ένταση του πεδίου.

Εν γένει στα φασματόμετρα μεταφοράς το μαγνητικό πεδίο, το οποίο παρουσιάζει αξονική συμμετρία, χρησιμοποιείται για να μεταφέρει τα ηλεκτρόνια μακριά από το στόχο ώστε να ελαττώνεται το υπόβαθρο λόγω των ακτίνων γ και των σκεδαζομένων σωματίων.



Συγχρόνως το μαγνητικό πεδίο χρησιμοποιείται για να οδηγήσει τα

Σχήμα 34. Σχηματική αναπαράσταση φασματομέτρου μεταφοράς (1) Θέση ανιχνευτή φωτονίων (2) στόχος (3) πόρτα κενού (4) είσοδος (5) πεταλούδα (6) ανιχνευτής Si(Li) (7) πηνία (8) προενισχυτής (9) ακίδα ψύξης [Lindblad and Linden N.I.M (1975) 397]



ηλεκτρόνια σε ανιχνευτές Si, διατηρούμενους σε χαμηλή θερμοκρασία, όπου και θα ανιχνευθούν (ανάλυση ενέργειας).

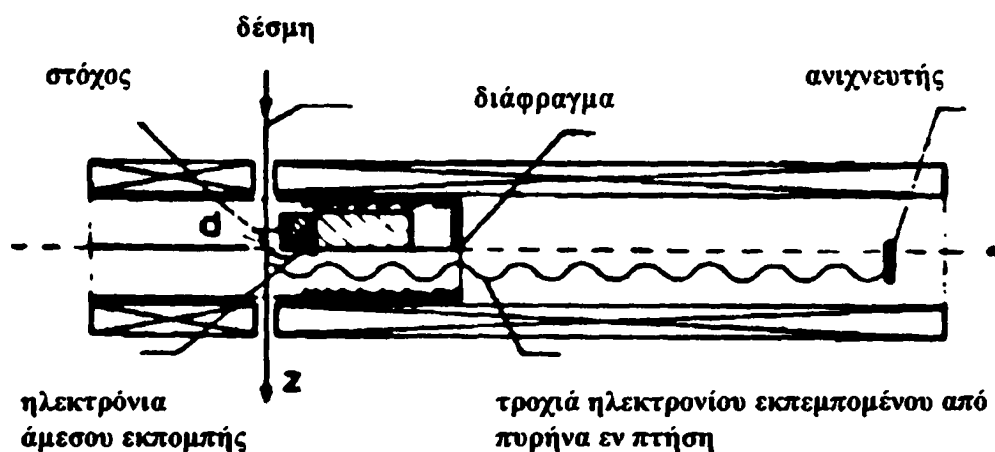
Η ομάδα του Darmstadt, εκτός από την παραπάνω συνήθη μορφή φασματοσκοπίου έχει αναπτύξει **φασματομέτρο τύπου φακού (lens type spectrometer)**, για επιλογή ηλεκτρονίων συγκεκριμένης ορμής και το **φασματομέτρο σκιάς (recoil shadow type)**, Σχήμα 35, το οποίο χρησιμοποιείται για ελάττωση κυρίως των ακτίνων δ (ένα διάφραγμα απορροφά τα αμέσως εκπεμπόμενα σωματία δ, ενώ τα "καθυστερημένα" ηλεκτρόνια τα οποία εκπέμπονται κατά την διάρκεια κίνησης του θυγατρικού πυρήνα πίσω από το στόχο, παραμένουν αμετάβλητα). Στην τελευταία περίπτωση η απόσταση πτήσης του

πυρήνα είναι μία γραμμική συνάρτηση του χρόνου ζωής, ο οποίος μπορεί να προσδιοριστεί παρατηρώντας την ένταση των ηλεκτρονίων ως συνάρτηση της απόστασης από το στόχο (Backe et al, ZP A285 (1978) 159).

5.6 Φασματόμετρα μάζας

Η μέτρηση πυρηνικών μαζών, μέσω των φασματομέτρων

Σχήμα 35. Φασματόμετρο σκάς. Οριζόντια τομή κατά μήκος της δέσμης και του άξονα συμμετρίας του σωληνοειδούς [Backe et al ZPA285 (78) 159].



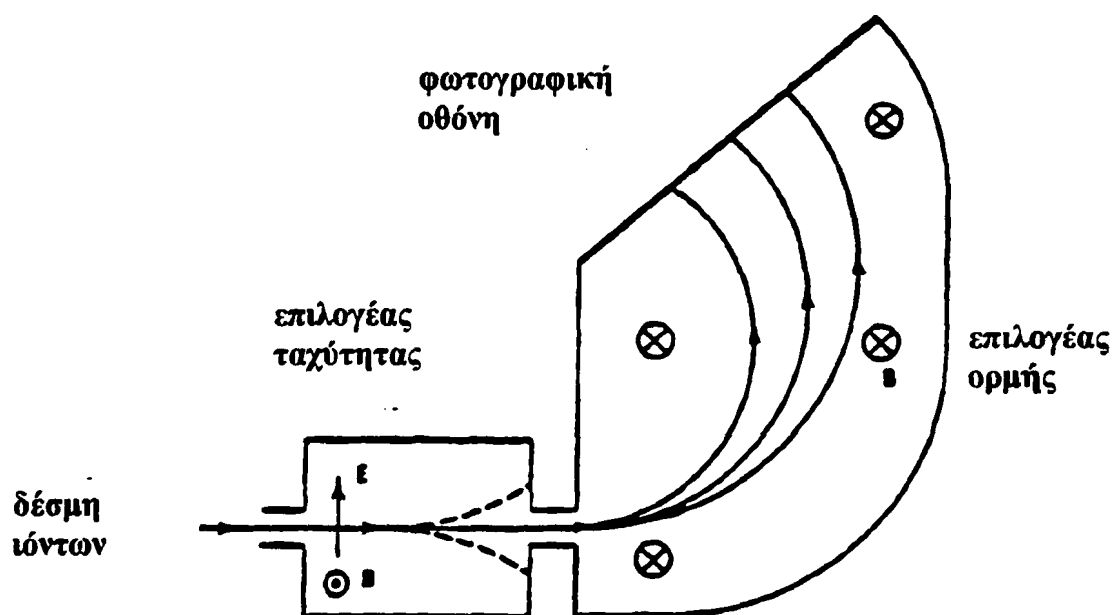
μαζών, έπαιξε σπουδαίο ρόλο στην ανάπτυξη της Πυρηνικής Φυσικής. Σήμερα τα φασματόμετρα, χρησιμοποιούνται κυρίως για την συγκεκριμένη επιλογή καναλιών μίας αντίδρασης. Παρακάτω περιγράφεται εν συντομία η λειτουργία ενός φασματόμετρου.

Όπως φαίνεται στο Σχήμα 36, δύο είναι τα χαρακτηριστικά μέρη ενός φασματόμετρου-φασματογράφου (οι μάζες μετά τον διαχωρισμό εστιάζονται σε μία φωτογραφική πλάκα - φασματογράφος, ή



περνώντας μέσα από μία σχισμή καταγράφονται ηλεκτρονικά - φασματόμετρο) : Στο πρώτο γίνεται επιλογή ταχύτητας και στο δεύτερο επιλογή ορμής. Ο επιλογέας ταχύτητας αποτελείται από ένα ηλεκτρικό πεδίο κάθετο προς ένα μαγνητικό πεδίο. Το ηλεκτρικό πεδίο εξασκεί μία δύναμη, qE , η οποία τείνει να αποκλίνει τα σωματίια προς τα επάνω. Ενώ το μαγνητικό πεδίο αποκλίνει τα σωματίια προς τα κάτω με μία δύναμη qvB . Σωματίια για τα οποία οι δύο δυνάμεις απαλείφονται, περνούν ανεπηρέαστα μέσα από τα δύο πεδία με ταχύτητα ίση προς

Σχήμα 36. Σχηματική αναπαράσταση φασματόμετρου μάζας



$$v = \frac{E}{B}, \quad qE = qvB \quad (86)$$

Εν συνεχεία σωματίια συγκεκριμένης ταχύτητας μπαίνουν στο δεύτερο τμήμα του φασματόμετρου, τον επιλογέα ορμής. Ο επιλογέας ορμής

αποτελείται ουσιαστικά από ένα ομογενές μαγνητικό πεδίο, το οποίο αναγκάζει τα ιόντα να διαγράψουν κυκλική τροχιά ακτίνας r ανάλογα με την ορμή τους.

$$m v = q B r \rightarrow r = \frac{m v}{q B} \quad (87)$$

Από τη Σχέση (87) γίνεται φανερό ότι, για κάθε ακτίνα r αντιστοιχεί μία διαφορετική μάζα εφόσον τα μεγέθη q , B και v είναι μοναδικά ορισμένα. Εξάλλου συχνά οι επιλογείς ταχύτητας και ορμής χρησιμοποιούν το ίδιο μαγνητικό πεδίο οπότε η μάζα ορίζεται ως

$$m = \frac{q r B^2}{E} \quad (88)$$

Η ακρίβεια μέτρησης μάζας με τον ανωτέρω τρόπο εξαρτάται από την ακρίβεια με την οποία είναι γνωστά όλα τα μεγέθη τα οποία υπεισέρχονται στη Σχέση (88). Για την αποφυγή αυτού του προβλήματος, συνήθως βαθμονομείται το φασματόμετρο για μία μάζα και εν συνεχεία όλες οι μάζες προσδιορίζονται σχετικά με την αρχική μάζα.



6. ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗ ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΣΗΜΑΤΩΝ

Η ηλεκτρονική επεξεργασία σημάτων στην Πυρηνική Φυσική ακολουθεί μία ή περισσότερες από τις αλυσίδες ηλεκτρονικών μονάδων που φαίνονται στο Σχήμα 37.

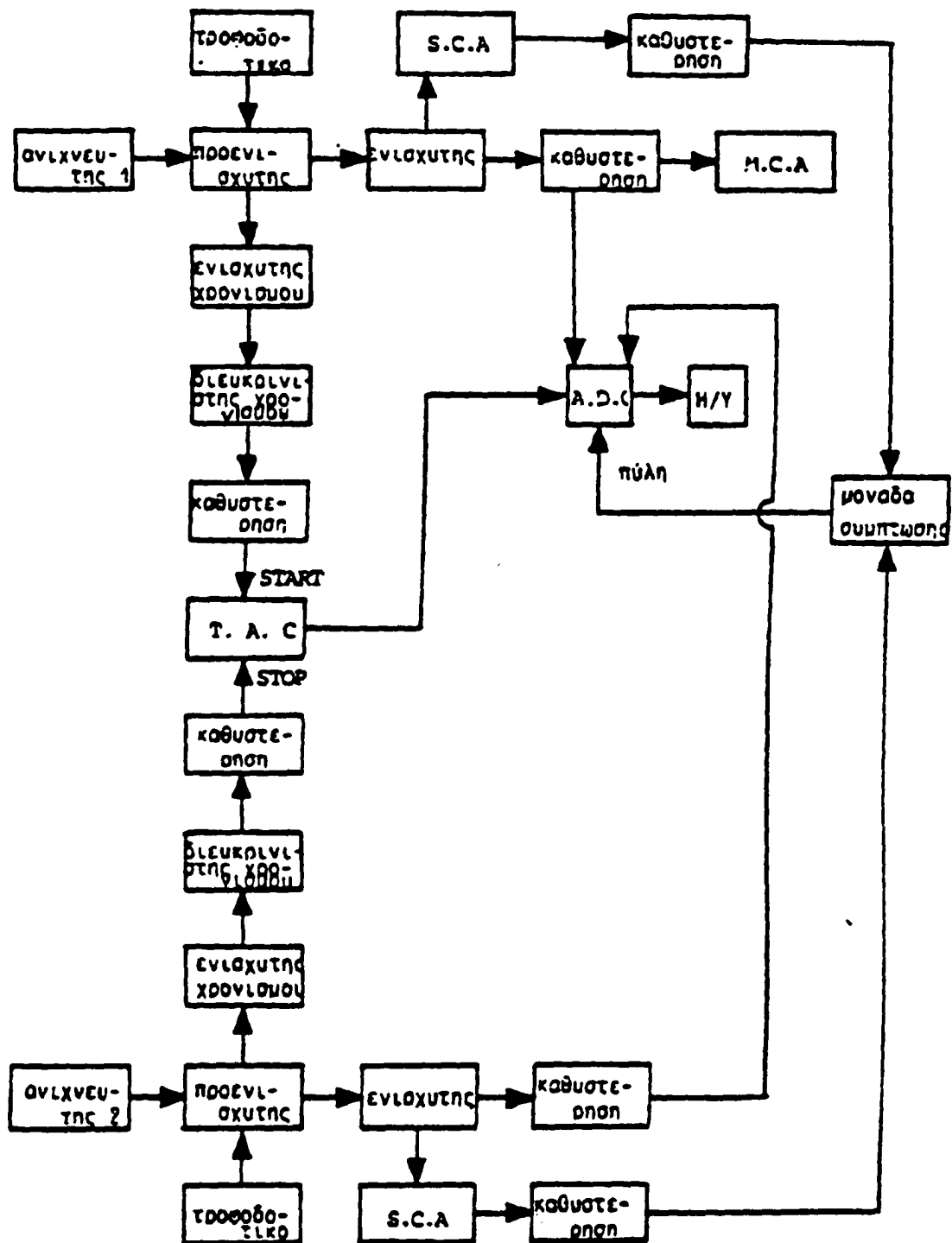
Διακρίνουμε τους παλμούς (ηλεκτρικά σήματα) που προέρχονται από τις μονάδες αυτές, σε *λογικούς ή αναλογικούς παλμούς* (logic or analog pulses) και σε *γρήγορους ή αργούς* (fast or slow pulses). Ο *αναλογικός παλμός* περιέχει πληροφορίες για κάποια ιδιότητα του σωματίου που ανιχνεύτηκε όπως π.χ. τη κινητική του ενέργεια. Μπορεί δε να έχει οποιοδήποτε πλάτος ανάλογα με την πληροφορία που μεταφέρει. Σε αντιδιαστολή, *οι λογικοί παλμοί* έχουν συγκεκριμένο σχήμα και πλάτος και η μόνη ενδιαφέρουσα πληροφορία που μεταφέρουν είναι η απουσία ή παρουσία τους.

Οι *γρήγοροι παλμοί* έχουν χρόνο ανόδου (rise time) μερικά nsec ενώ οι αργοί έχουν χρόνους ζωής εκατοντάδες nsec και πάνω. Οι γρήγοροι παλμοί χρησιμοποιούνται σε πειράματα χρονισμού ενώ οι αργοί σε πειράματα όπου ιδιότητες του σήματος όπως η ενέργεια ενδιαφέρουν. Αναλογικοί παλμοί μετά από κάποια λογική επεξεργασία και συσχέτιση μετατρέπονται σε ψηφιακή πληροφορία. Η διεργασία αυτή πραγματοποιείται στην ηλεκτρονική μονάδα γνωστή ως ADC (Analog to Digital Converter) δηλαδή στον μετατροπέα αναλογικής πληροφορίας σε *ψηφιακή* (digital pulses).

Στη συνέχεια θα αναφερθούμε περιληπτικά στις μονάδες ηλεκτρονικής επεξεργασίας σημάτων, όπως αναφέρονται στο Σχήμα 37.



Σχήμα 37 Σχηματική διάταξη πυρηνικών ηλεκτρονικών



6.1 Προενισχυτής (preamplifier)

Το σήμα που λαμβάνεται από τον ανιχνευτή είναι ασθενές, λόγω δε της σημαντικής αντίστασης εξόδου που παρεμβάλλει ο ανιχνευτής, σε μία μακριά γραμμή μεταφοράς, υφίσταται σημαντική απόσβεση και παραμόρφωση. Η βασική λειτουργία λοιπόν του προενισχυτή, είναι να ενισχύσει το σήμα και να το προσαρμόσει προς την αντίσταση της γραμμής μεταφοράς.

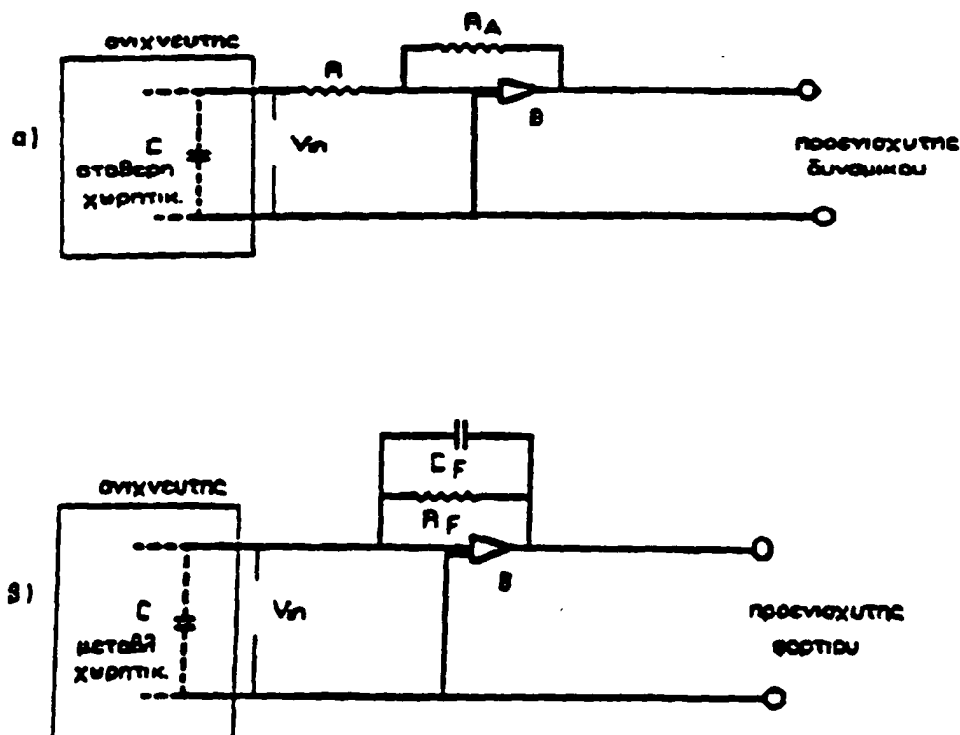
Τρεις βασικοί τύποι προενισχυτών υπάρχουν

- a. προενισχυτές ρεύματος (*current sensitive preamplifiers*)
- b. προενισχυτές δυναμικού (*voltage sensitive preamplifiers*)
- c. προενισχυτές φορτίου (*charge sensitive preamplifiers*)

Οι προενισχυτές ρεύματος χρησιμοποιούνται με ανιχνευτές χαμηλής αντίστασης και επομένως δεν είναι χρήσιμοι σε πειράματα Πυρηνικής Φυσικής, όπου οι ανιχνευτές παρουσιάζουν μεγάλες αντιστάσεις. Με το πνεύμα αυτό περιγράφονται παρακάτω, εν συντομία μόνο οι προενισχυτές δυναμικού και οι προενισχυτές φορτίου. Τον παλμό δυναμικού με μέγιστο ύψος $V = Q/C$ (Q : φορτίο που δημιουργείται στον ανιχνευτή, C : εσωτερική χωρητικότητα ανιχνευτή) που παρέχεται από ανιχνευτή πυρηνικής ακτινοβολίας, έρχεται να ενισχύσει ο προενισχυτής δυναμικού. Βασική προϋπόθεση για την χρήση του προενισχυτή αυτού, είναι η σταθερή χωρητικότητα C , που πρέπει να παρουσιάζει ο ανιχνευτής. Εντούτοις αυτό δεν συμβαίνει πάντοτε όπως π.χ. στους ανιχνευτές στερεάς κατάστασης όπου με τη συνεχή χρήση τους παρατηρούνται αλλοιώσεις στην κρυσταλλική τους δομή (radiation damage effects). Οι αλλοιώσεις αυτές συντελούν στην αύξηση των προσμίξεων στον ημιαγωγό και άρα στη σμίκρυνση της κενής ζώνης του ανιχνευτή (depletion layer). Στην περίπτωση αυτή γίνεται



Σχήμα 38 Σχηματική αναπαράσταση προενισχυτών α)δυναμικού β)φορτίου



απαραίτητη η χρήση ενός **προενισχυτή φορτίου** ο οποίος ενισχύει απευθείας το φορτίο που συνέλεξε ο ανιχνευτής ανεξάρτητα από τη στιγμιαία του χωρητικότητα.

Η βαθμίδα ενίσχυσης πραγματοποιείται στους σημερινούς προενισχυτές με τη χρησιμοποίηση κρυσταλλοτρίδων πεδίου, γνωστών ως FET (Field Effect Transistor). Τα FET είναι ευαίσθητα στη θερμοκρασία, για το λόγο αυτό στους ανιχνευτές ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας Ge(Li) ή Ge, οι οποίοι διατηρούνται σε χαμηλή θερμοκρασία, ο προενισχυτής βρίσκεται ενσωματωμένος στον κρυοστάτη και σε θερμική επαφή με τον κρύσταλλο.

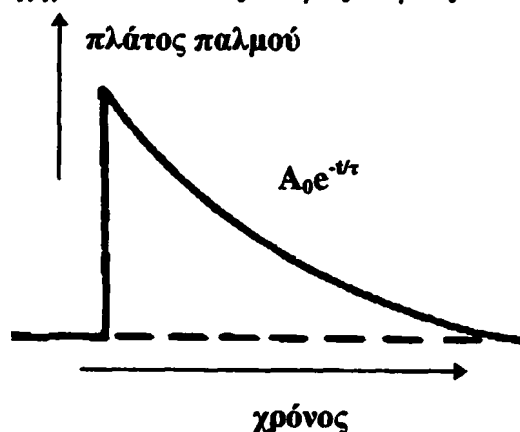
Τυπικά κυκλώματα προενισχυτών δυναμικού και φορτίου

φαίνονται στα Σχήματα 33α) και 33β) αντίστοιχα. Η αντίσταση R_F χρησιμεύει για την εκφόρτιση του πυκνωτή C_F . Από το Σχήμα 33α) φαίνεται ότι το δυναμικό εξόδου V_0 στον ενισχυτή δυναμικού, είναι ανάλογο του δυναμικού εισόδου $V=Q/C$, ενώ στον ενισχυτή φορτίου, σχήμα 30β), το δυναμικό εξόδου V_0 είναι ανάλογο ενός δυναμικού $V=Q/C_F$.

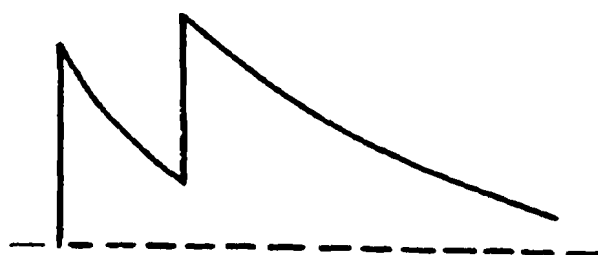
6.2 Φασματοσκοπικοί ενισχυτές (spectroscopy amplifiers)

Το σήμα μετά τον προενισχυτή διοχετεύεται στον ενισχυτή, όπου ενισχύεται περαιτέρω και μορφοποιείται. Ο παλμός που έρχεται από τον προενισχυτή η μορφή του οποίου φαίνεται στο Σχήμα 39, έχει πλάτος ανάλογο της ενέργειας του σήματος και χαρακτηρίζεται από μία αργή εκθετική πτώση που διαρκεί από μερικά μsec έως 100 μsec . Λόγω της αργής αυτής πτώσης είναι πολύ πιθανόν ένας νέος παλμός να φθάσει στη διάρκεια T του προηγούμενου και να επικαθίσει στην άκρη του,

Σχήμα 39 Τυπικός παλμός στην έξοδο ανιχνευτή



Σχήμα 40 Επικάλυψη παλμών



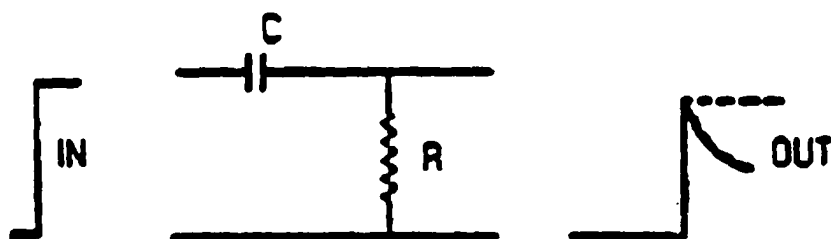
οπότε το πλάτος του νέου παλμού θα φαίνεται αυξημένο.

Το φαινόμενο αυτό λέγεται *επικάλυψη* (overlap), και περιγράφεται σχηματικά στο Σχήμα 40. Στη μορφοποίηση λουπών του παλμού μέσω του ενισχυτή, επιχειρείται πρώτα η σμίκρυνση της περιόδου T . Επίσης βελτιώνεται ο λόγος σήμα/θόρυβος (signal to noise ratio) και δίδεται το κατάλληλο σχήμα ώστε ο παλμός να ανταποκρίνεται στις απαιτήσεις ενός συστήματος επεξεργασίας δεδομένων. Δύο είναι κυρίως οι τρόποι μορφοποίησης παλμών. Η διαφόριση που επιτυγχάνεται με ένα κύκλωμα CR και επηρεάζει την πτώση του παλμού (Σχήμα 41α), και η ολοκλήρωση με κύκλωμα RC που επηρεάζει το τμήμα ανόδου του παλμού (Σχήμα 41β).

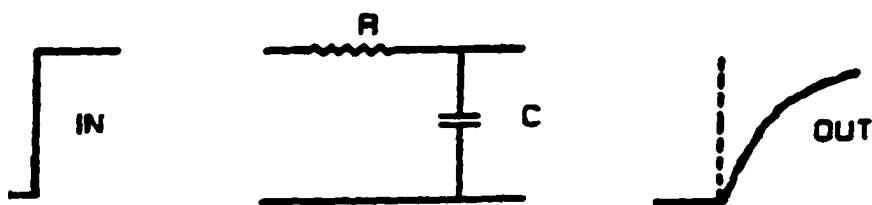
Με τα κυκλώματα διαφόρισης προσπαθούμε να περιορίσουμε τις

Σχήμα 41 Μορφοποίηση παλμών α) διαφόριση CR β) ολοκλήρωση RC

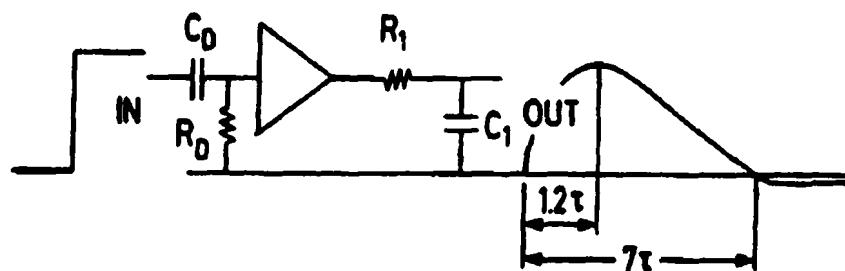
(α)



(β)



Σχήμα 42. Μορφοποίηση CR+RC



συνιστώσες χαμηλών συχνοτήτων της κυματομορφής του παλμού ενώ με τα κυκλώματα ολοκλήρωσης τις υψηλές συχνότητες, ώστε να διατηρήσουμε γραμμική απόκριση στον ενισχυτή (linear amplifier). Συνήθως στην πράξη χρησιμοποιείται συνδυασμός των CR και RC κυκλωμάτων (Σχήμα 42). Εξάλλου μία ακολουθία κυκλωμάτων ολοκλήρωσης και διαφορίσης επιτυγχάνει τη μορφοποίηση του παλμού σε καμπύλη Gauss, η οποία θεωρητικά παρουσιάζει βελτίωση του λόγου σήμα/θόρυβος, κατά 18%. Οι παλμοί με μορφή Gauss γίνονται καλύτερα δεκτοί από τις διάφορες ηλεκτρονικές μονάδες, παρουσιάζουν όμως το μειονέκτημα της μεγαλύτερης σταθεράς χρόνου ως προς τους RC μορφοποιημένους παλμούς.

Βασικό εμπόδιο για τον περιορισμό της απόδοσης του ενισχυτή ως προς την ενεργειακή διακριτική ικανότητα του συστήματος, είναι η μετατόπιση της βάσης μεταξύ παλμών (undershoot, overshoot) και η μετατόπιση της βάσης του μηδενός (zero level ή DC level), Σχήμα 35. Η μετατόπιση της βάσης μεταξύ παλμών σε μία μορφοποίηση CR-RC διορθώνεται με την πρόσθεση μιας μεταβλητής αντίστασης εν παραλλήλω με τον πυκνωτή στο τμήμα μορφοποίησης CR. Η διεργασία αυτή είναι γνωστή ως "pole-zero" αποκατάσταση. Η αποκατάσταση της μετατόπισης του μηδενός (baseline restoring) πραγματοποιείται με κύκλωμα που βασικά μικραίνει τον μακρύ χρόνο

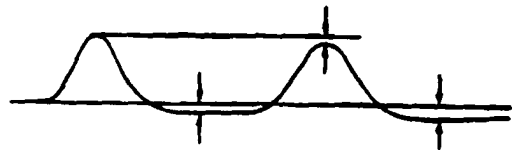
πτώσης της άκρης του παλμού με γείωση του πυκνωτή μετά τη διέλευση του παλμού. Στους ενισχυτές χρονισμού (timing filter amplifier) αυτό που ενδιαφέρει, είναι η γρήγορη απόκριση της μονάδας. Έτσι η σταθερά χρόνου των RC, CR κυκλωμάτων κανονίζονται εξωτερικά.

6.3 Διευκρινιστές (discriminators)

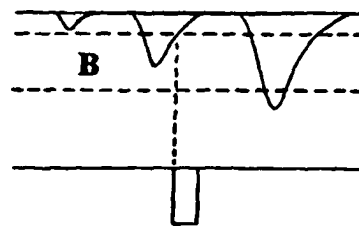
Ο διευκρινιστής λειτουργεί, δηλαδή παρουσιάζει στην έξοδο του λογικό παλμό, όταν στην είσοδό του έρθει σήμα του οποίου το ύψος περνά μια προκαθορισμένη στάθμη (διευκρινιστής επιπέδου ή αναλογικός διευκρινιστής).

Το ύψος της στάθμης μπορεί να καθοριστεί εξωτερικά. Επίσης πολλές φορές το πλάτος του παλμού μπορεί να καθοριστεί εξωτερικά. Στην περίπτωση του διαφορικού διευκρινιστή -ή αναλυτή ενός διαύλου (S.C.A.: *Single Channel Analyzer*) ο λογικός παλμός δημιουργείται όταν στην είσοδο της μονάδας έρθει σήμα του οποίου το ύψος ευρίσκεται μέσα σε μια

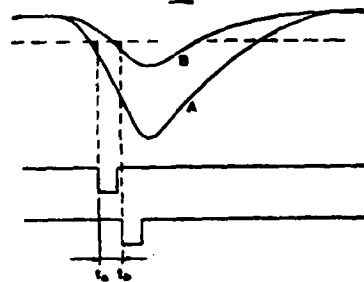
Σχήμα 43 Μετατόπιση βάσης μεταξύ παλμών



Σχήμα 44 Σχηματική λειτουργία διαφορικού διευκρινιστή S.C.A.



Σχήμα 45 Χρονική περιπλάνηση



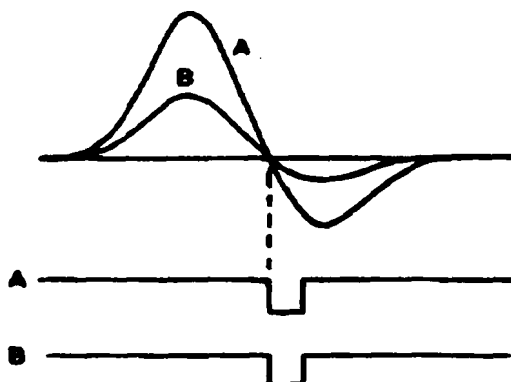
προκαθορισμένη περιοχή - παράθυρο. Όπως φαίνεται στο Σχήμα 44, μόνο ο παλμός B θα θέσει σε λειτουργία τον S.C.A.

Η δημιουργία του λογικού παλμού και στο διαφορικό και στον αναλογικό διευκρινιστή μπορεί να γίνει με δύο τρόπους. Στη μία περίπτωση ο λογικός παλμός δημιουργείται

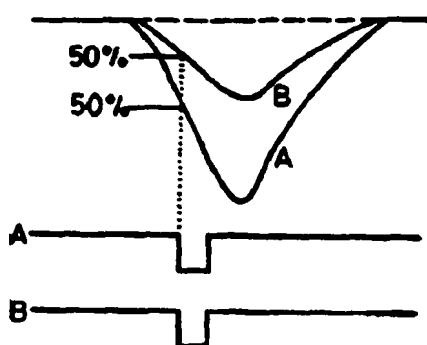
τη στιγμή που το τμήμα ανόδου του αναλογικού παλμού τέμνει την προκαθορισμένη στάθμη του διευκρινιστή, *μέθοδος leading edge*, και στην άλλη τη στιγμή που ο παλμός τέμνει κατά την καθοδό του τη στάθμη, *μέθοδος falling edge*. Στην περίπτωση του διευκρινιστή S.C.A., αναγκαστικά ακολουθείται η μέθοδος falling edge γιατί διαφορετικά μπορεί να υπάρξει θετικό σήμα όταν ο παλμός διασχίζει την πρώτη στάθμη και απαγορευτικό όταν διασχίζει τη δεύτερη.

Στη μέθοδο, leading ή falling edge υπάρχει το πρόβλημα της *χρονικής περιπλάνησης ή απροσδιοριστίας*, των σημάτων (walk) όπως περιγράφεται στο Σχήμα 45. Λόγω της διαφοράς ύψους των παλμών A και B και παρόλο που οι παλμοί A και B είναι σύγχρονοι, ο λογικός παλμός που παράγεται από τον παλμό B έπεται του A.

Σχήμα 46 Μέθοδος zero-crossing



Σχήμα 47 Τεχνική σκανδαλισμού σε σταθερό ύψος

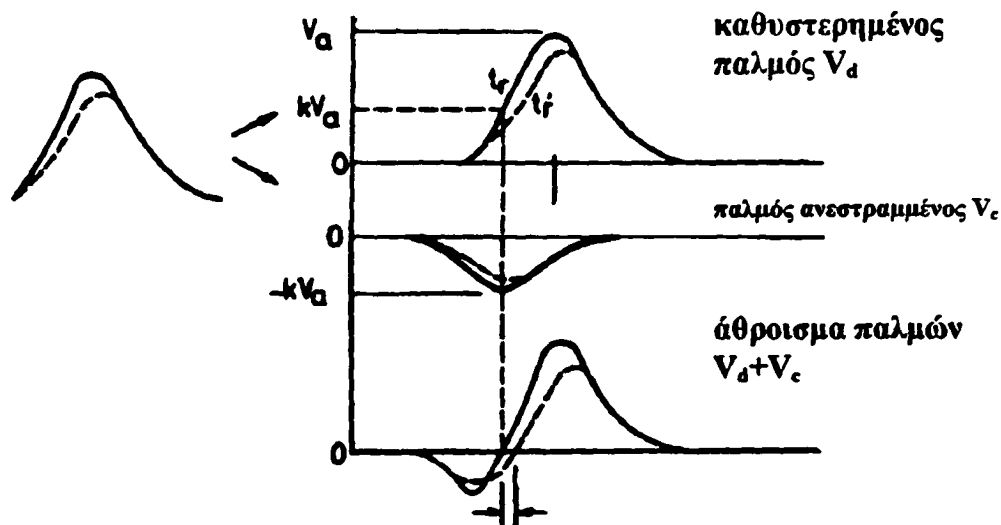


Η μέθοδος *zero-crossing* ή *crossover*, Σχήμα 46, αναπτύχθηκε

ως απάντηση στο πρόβλημα της χρονικής απροσδιοριστίας (walk) της μεθόδου leading edge-falling edge. Εδώ πρώτα ο λογικός παλμός μετατρέπεται σε διπολικό παλμό και ο σκανδαλισμός συμβαίνει όταν ο διπολικός παλμός τέμνει τη στάθμη του μηδενός.

Η πιο χρήσιμη μέθοδος σε πειράματα χρονισμού είναι η *τεχνική σκανδαλισμού σε σταθερό ύψος* του παλμού (constant fraction technique), Σχήμα 47, που αποσκοπεί στον περιορισμό της ασάφειας στο χρόνο δημιουργίας του παλμού. Όπως φαίνεται στο Σχήμα 48, ο διευκρινιστής στέλνει ταυτόχρονα σήμα για τους παλμούς A και B όταν φθάσουν στο 50% του ύψους τους. Στην πραγματικότητα ακολουθείται η εξής διαδικασία: Πρώτα ο παλμός εισόδου V χωρίζεται σε δύο μέρη, ένα μέρος V_d καθυστερείται κατά χρόνο ίσο προς το χρόνο που απαιτείται ώστε ο παλμός να φθάσει μετά το σταθερό επίπεδο σε μέγιστο ύψος, και το άλλο μέρος αντιστρέφεται και σμικρύνεται κατά ένα παράγοντα K, $V_c = -KV$. Οι παλμοί V_d και V_c εν συνεχεία αθροίζονται και παράγουν ένα διπολικό παλμό

Σχήμα 48 Τεχνική σκανδαλισμού σε σταθερό ύψος



εξόδου. Το σημείο στο οποίο τα δύο σήματα αναιρούνται, σημείο μηδενικού επιπέδου (zero crossing), βρίσκεται σ' ένα σταθερό ύψος K από το αρχικό ύψος του παλμού, Σχήμα 48.

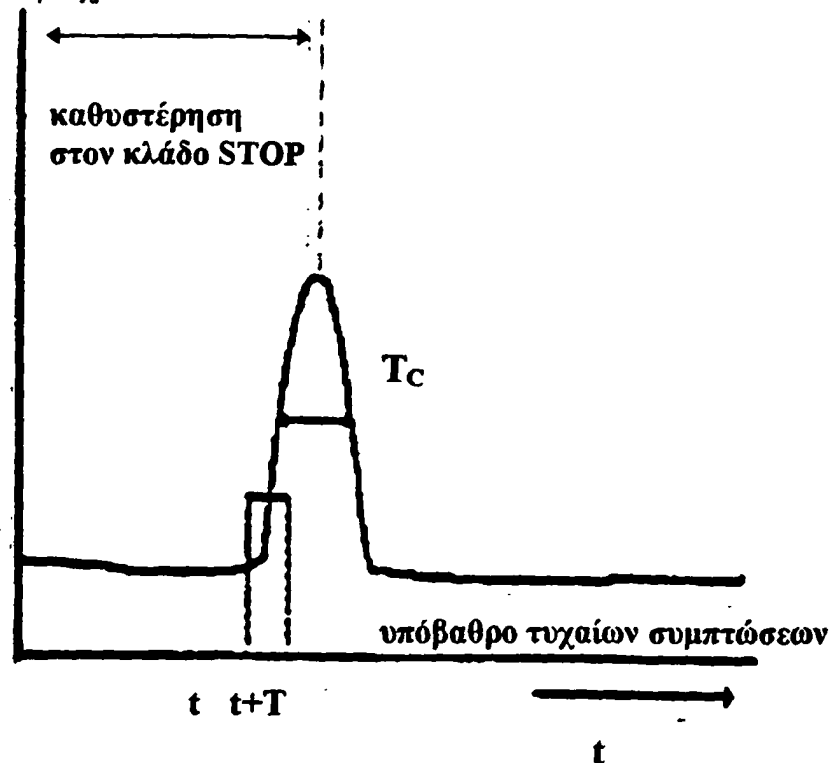
6.4 Χρονισμός - Χρονική σύμπτωση γεγονότων - Μονάδα T.A.C.

Με τη λέξη *χρονισμός* (*timing*) εννοούμε τη συσχέτιση ενός γεγονότος με το χρόνο. Έτσι η διακριτική ικανότητα ως προς το χρόνο ενός συστήματος (ανιχνευτής-ηλεκτρονικά) εκφράζει την ικανότητα του συστήματος να μετρά με ακρίβεια το χρονικό διάστημα που μεσολαβεί μεταξύ της αφίξεως δύο ακτινοβολιών στον ανιχνευτή ή της αφίξεως δύο ακτινοβολιών σε σύστημα δύο ανιχνευτών. Τα συστήματα χρονισμού που χρησιμοποιούνται στην πυρηνική φασματοσκοπία, διακρίνονται σε συστήματα γρήγορου χρονισμού (*fast timing*) και συστήματα αργού χρονισμού (*slow timing*). Γρήγορο χρονισμό χρησιμοποιούμε όταν θέλουμε να αλληλοσυσχετίσουμε χρονικά δύο γεγονότα με όσο το δυνατόν μικρότερο χρονικό σφάλμα (Σχήμα 37, αλυσίδα : ενισχυτής χρονισμού --> διευκρινιστής χρονισμού --> καθυστέρηση --> T.A.C.). Αργό χρονισμό χρησιμοποιούμε όταν δεν μας ενδιαφέρει η ακριβής χρονική συσχέτιση αλλά αν υπάρχει χρονική συσχέτιση (Σχήμα 37, αλυσίδα : ενισχυτής --> S.C.A. --> καθυστέρηση --> μονάδα σύμπτωσης).

Η απλούστερη χρονική συσχέτιση που μπορεί να εμφανίζουν δύο γεγονότα είναι *η σύμπτωση*. Δύο ή περισσότερα γεγονότα βρίσκονται σε σύμπτωση (σύμπτωση 2-βαθμού, σύμπτωση κ-βαθμού) αν οι λογικοί παλμοί που τα αντιπροσωπεύουν δημιουργούνται μέσα σ' ένα καθορισμένο χρονικό διάστημα T_c . Η μονάδα σύμπτωσης



Σχήμα 49 Φάσμα χρόνου T.A.C



(coincidence unit) παράγει ένα λογικό παλμό αν μέσα στο χρονικό διάστημα T_c (χρονική διακριτική ικανότητα, resolving time) εμφανιστεί ένας λογικός παλμός και στις δύο εισόδους της ηλεκτρονικής μονάδας.

Ακριβής χρονική συσχέτιση γεγονότων μπορεί να γίνει με το *μετατροπέα χρόνου σε αναλογικό παλμό - μονάδα TAC* (Time-to-Amplitude Converter). Το όργανο αυτό μετατρέπει το χρονικό διάστημα, t , που μεσολάβησε μεταξύ της άφιξης δύο παλμών, ενός αρχικού παλμού (είσοδος start) που στέλνει ο ένας ανιχνευτής, και ενός τελικού παλμού (είσοδος stop) που στέλνει ο άλλος, σε αναλογικό παλμό το πλάτος του οποίου είναι ανάλογο του διαστήματος t . Ο αναλογικός αυτός παλμός μπορεί να μετατραπεί σε ψηφιακή πληροφορία και να καταγραφεί στη μνήμη

ηλεκτρονικού υπολογιστή ως ένα ιστόγραμμα με σταθερό πλάτος ιστού τ , Σχήμα 49. Ο οριζόντιος άξονας του φάσματος, αντιπροσωπεύει χρόνο, ενώ το ύψος ενός ιστού στη θέση t είναι ανάλογο προς το πλήθος των ζευγών λογικών παλμών που παρουσιάστηκαν με διαφορά χρόνου αφίξεων στο διάστημα μεταξύ t και $t + \tau$. Η έκταση $t=T$ της οριζόντιας κλίμακας (50 nsec -100 μ sec) αντιπροσωπεύει το μέγιστο χρονικό διάστημα που η μονάδα καθυστερεί την έξοδο σήματος μεταξύ ενός σήματος εισόδου START και ενός εισόδου STOP, μπορεί δε να επιλεγεί εξωτερικά.

Από τα παραπάνω είναι φανερό ότι εάν δύο γεγονότα λόγω της φύσης ή της επεξεργασίας τους φθάσουν στην μονάδα T.A.C την ίδια χρονική στιγμή, το πλάτος του αναλογικού παλμού που θα παραχθεί θα είναι μηδέν. Το πρόβλημα αυτό αντιμετωπίζεται, με την παρεμβολή μιας σταθερής καθυστέρησης στον κλάδο π.χ. του σήματος STOP με αποτέλεσμα την δημιουργία αναλογικού παλμού με πεπερασμένο αλλά σταθερό πλάτος. Αν επιπλέον οι μονάδες χρονισμού που δημιουργούν τους δύο λογικούς παλμούς είναι απαλλαγμένες από κάθε χρονική περιπλάνηση (walk) ή χρονικό τρόμο (jitter) το φάσμα χρόνου θα έχει τη μορφή ενός ιστού. Σε ένα ρεαλιστικό πείραμα σύμπτωσης, όπου και η χρονική ασάφεια υπάρχει και ένα πλήθος τυχαίων συμπτώσεων υπάρχουν, το φάσμα χρόνου παρουσιάζει ένα εύρος T_c (FWHM) που αποτελεί και το μέτρο διακριτικής ικανότητας της διάταξης.

6.5 Καταγραφή πυρηνικών γεγονότων

Μετά την ηλεκτρονική επεξεργασία το σήμα οδηγείται σε ειδική μονάδα μετατροπής του σε ψηφιακή μορφή για την τελική διοχέτευσή



του σε ψηφιακή μονάδα όπως π.χ. ο ηλεκτρονικός υπολογιστής (HY). Μία τέτοια μονάδα είναι *ο μετατροπέας αναλογικού παλμού σε ψηφιακό ή μονάδα ADC (Analog to Digital Converter)*. Για αναλογικούς παλμούς με μέγιστο πλάτος σε μία περιοχή δυναμικού (0 - V) η μονάδα ADC παράγει ένα ακέραιο αριθμό μεταξύ 0 και N ανάλογο προς το μέγιστο πλάτος κάθε παλμού. Ο αριθμός αυτός χρησιμοποιείται τότε ως διεύθυνση για τον προσδιορισμό μιας θέσης στη μνήμη του HY. Π.χ εάν η μονάδα ADC λειτουργεί στην περιοχή, 0 έως 10 V, με ευχέρεια να παράγει ψηφία από, 0 έως 1000, τότε ένας παλμός 2.5 V που θα αφιχθεί στην μονάδα θα μετατραπεί στον αριθμό 250 (το παράδειγμα δεν αναφαίρεται στην πραγματικότητα διότι οι μονάδες ADC είναι βαθμονομημένες στο δυαδικό σύστημα). Ο αριθμός αυτός διοχετευόμενος στον HY, θα αυξήσει κατά μία μονάδα τον αριθμό που βρίσκεται αποθηκευμένος στη διεύθυνση (κανάλι) 250. Η διεργασία αυτή οδηγεί σε φάσμα ύψους παλμών με μορφή ιστογράμματος όπως αναλύεται στο κεφάλαιο 7.

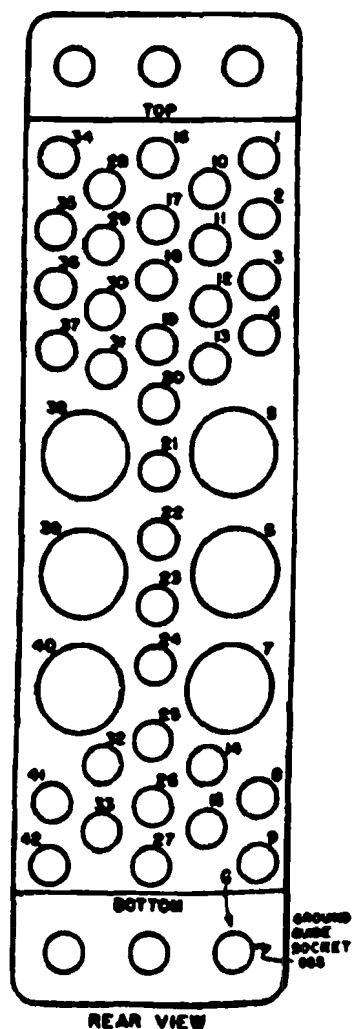
Η μονάδα ADC όπως και οι άλλες ηλεκτρονικές μονάδες μπορεί να παραμείνει αδρανής για ένα χρονικό διάστημα Δt , που απαιτείται για τη μετατροπή του αντίστοιχου αναλογικού παλμού σε ψηφιακό. Ο χρόνος αυτός που είναι γνωστός ως ανενεργός χρόνος (dead time) σε περίπτωση υψηλού ρυθμού γεγονότων μπορεί να μην είναι αμελητέος. Έτσι η επιλογή ADC σ'ένα συγκεκριμένο πείραμα πρέπει να βασίζεται και στον ανενεργό χρόνο που παρουσιάζει.

Ένας *αναλυτής πολλών καναλιών ή μονάδα MCA (Multi Channel Analyzer)* προκύπτει θα έλεγε κανείς με την συνένωση ενός ADC και μίας ηλεκτρονικής μνήμης. Το πλήθος των καναλιών που μπορεί να περιέχει μια παρόμοια διάταξη εξαρτάται από το μέγιστο ακέραιο αριθμό που έχει τη δυνατότητα να σχηματίσει η μονάδα ADC.



Σχήμα 50 Συνδετικά πλαίσια τάσης α) τροφοδοτικού (bin connector) και β) ηλεκτρονικών μονάδων (module connector) [Από το βιβλίο *W.R.Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*]

bin connector

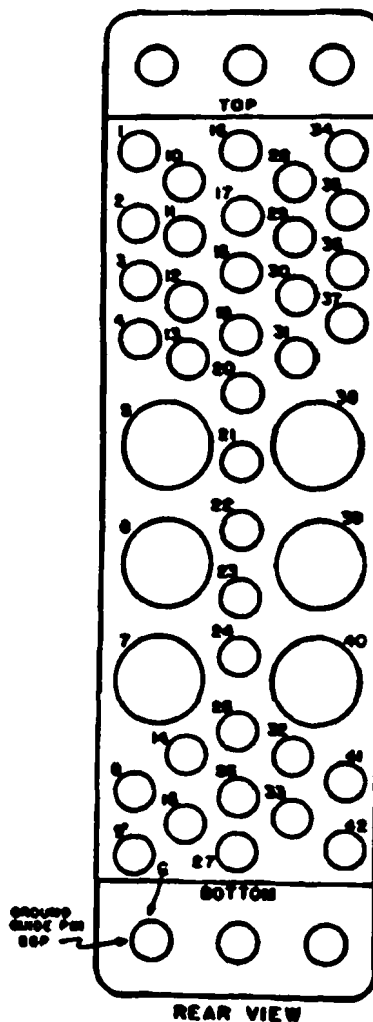


PIN	FUNCTION
1	+ 3 VOLTS
2	- 3 VOLTS
3	SPARE
4	RESERVED
5	COAXIAL
6	COAXIAL
7	COAXIAL
8	+200 VOLTS D.C.
9	SPARE
10	+ 6 VOLTS
11	- 6 VOLTS
12	RESERVED
13	CARRY NO. 1
14	SPARE
15	RESERVED
16	+12 VOLTS
17	-12 VOLTS
18	SPARE
19	RESERVED
20	SPARE
21	SPARE
22	RESERVED
23	RESERVED
24	RESERVED
25	RESERVED
26	SPARE
27	SPARE
28	+ 24 VOLTS
29	- 24 VOLTS
30	SPARE
31	CARRY NO. 2.
32	SPARE
33	117 VOLTS A.C. (HOT)
34	POWER RETURN GND
35	RESET
36	GATE
37	SPARE
38	COAXIAL
39	COAXIAL
40	COAXIAL
41	117 VOLTS A.C. (NEUTRAL)
42	HIGH QUALITY GND
43	GROUND GUIDE PIN

◆ MUST BE SOLDERED TO ALL BIN CONNECTORS PINS THROUGH PAGES



module connector



Για ADC με N θέσεις (λέξη με N ψηφία στο δυαδικό σύστημα) το πλήθος των διαύλων που μπορεί να εξυπηρετηθεί είναι 2^N . Έτσι μονάδες MCA είναι δυνατόν να διαθέτουν 1024, 2048, 4096, 8192 κανάλια. Όλες οι μονάδες MCA διαθέτουν οθόνη καθοδικού παλμογράφου, όπου σε κάθε στιγμή εμφανίζεται το περιεχόμενο της μνήμης υπό μορφή ιστογράμματος με οριζόντιο άξονα αριθμό καναλιών και κατακόρυφο το πλήθος των γεγονότων ανά κανάλι.

Η χρήση των MCA σήμερα με την εξέλιξη των ΗΥ έχει περιοριστεί σε κινητές μονάδες πειραμάτων εφαρμοσμένης Πυρηνικής Φυσικής, όπου απαιτείται ευελιξία φορητών οργάνων.

6.6 Πρότυπο NIM

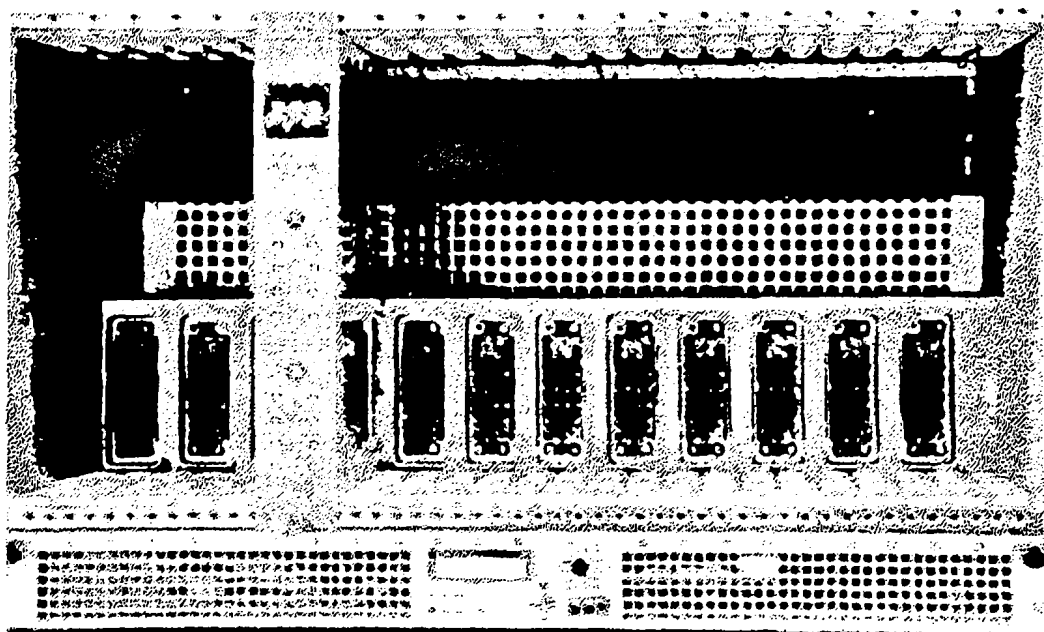
Οι ηλεκτρονικές μονάδες που απαντώνται στην Πυρηνική Φυσική, π.χ. όλες οι μονάδες που αναφέρθηκαν στις προηγούμενες παραγράφους πλην των ADC, ακολουθούν ένα ορισμένο σύστημα τεχνολογίας, γνωστό ως πρότυπο NIM (The NIM Standard, NIM = Nuclear Instrument Module). Στο σύστημα αυτό η κατασκευή των μονάδων, αναφορικά και με τις διαστάσεις τους και την ηλεκτρική δομή τους, γίνεται σύμφωνα με τυπικούς κανονισμούς. Οι κανονισμοί αυτοί προβλέπουν για τις διαστάσεις των μονάδων, ύψος 22.222 cm (8.75 ") και πλάτος 3.43 cm (1.35 ") ή πολλαπλάσιο του μεγέθους αυτού. Το πίσω μέρος της μονάδας περιλαμβάνει ένα τυπικό πλαίσιο σύνδεσης με βύσματα για την τροφοδοσία - τάση. Στο Σχήμα 50, φαίνεται σχηματικά ένα τυπικό πλαίσιο με τις θέσεις των βυσμάτων σε κάθε ηλεκτρονική μονάδα (module connector). Επίσης στο ίδιο σχήμα παρουσιάζεται το αντίστοιχο πλαίσιο υποδοχής στο τροφοδοτικό (bin connector). Ένα τροφοδοτικό NIM, Σχήμα 51, είναι κατασκευασμένο σε ανάλογες



διαστάσεις των μονάδων NIM και μπορεί να περιλάβει 12 απλές μονάδες NIM (πλάτους 3.43 cm). Διαθέτει τουλάχιστον τέσσερις τυπικές τάσεις $\pm 12\text{ V}$ και $\pm 24\text{ V}$, ενώ μερικά τροφοδοτικά διαθέτουν επιπλέον και τις τάσεις $\pm 6\text{ V}$.

Το πρότυπο NIM, περιλαμβάνει και αναλογικές και λογικές ή ψηφιακές μονάδες. Το εύρος των σημάτων στις αναλογικές μονάδες μπορεί να κυμαίνεται μεταξύ 0 - 1 V, 0 - 10 V και 0 - 100 V. Εν τούτοις οι NIM μονάδες σήμερα περιλαμβάνουν μόνο σήματα των 0 - 10 V. Οι λογικές και οι ψηφιακές μονάδες δίδουν σήματα συγκεκριμένου ύψους που αντιστοιχούν στη λογική ναι ή όχι, ή όπως συνηθίζεται να λέγεται

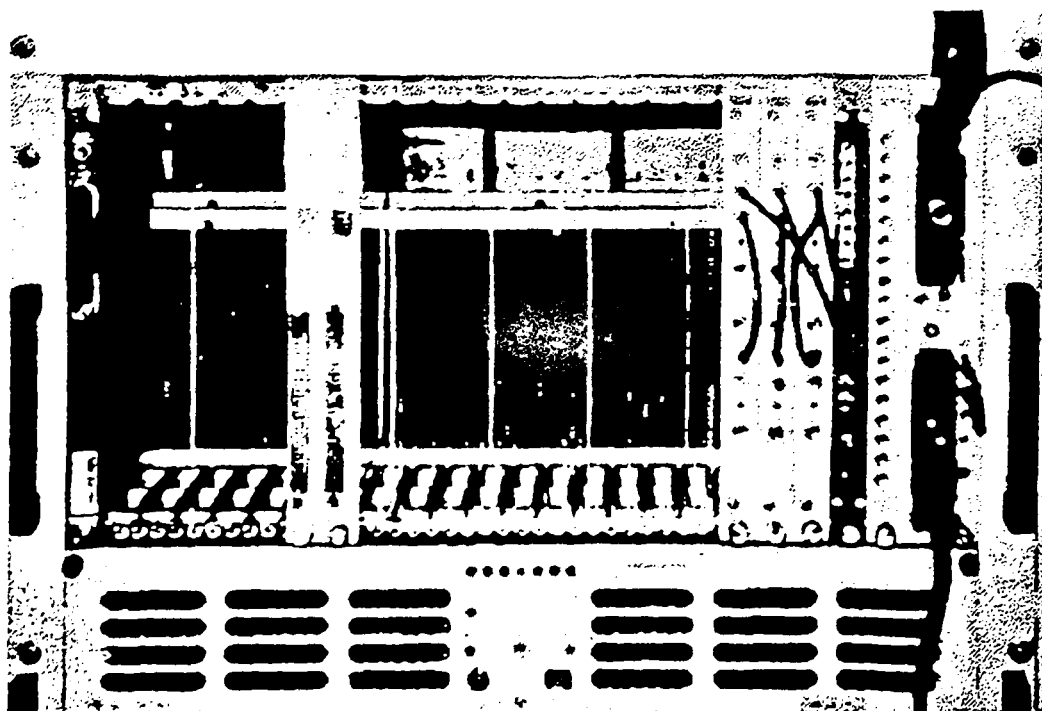
Σχήμα 51 Τροφοδοτικό NIM [Από το βιβλίο, W.R. Leo « Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments »]



αντιστοιχούν στη λογική 1 ή 0 αντίστοιχα. Η πρακτική που ακολουθείται στις περιπτώσεις αυτές για αντιστοιχία τάσεων είναι

αργά σήματα (χρόνος ανόδου $>100\text{ns}$) : λογική 1 $\rightarrow$ έξοδος $+4\text{V}$ μέχρι $+12\text{V}$, είσοδος $+3\text{V}$ μέχρι $+12\text{V}$; λογική 0 $\rightarrow$

Σχήμα 52. Βάση και ψηφιακές μονάδες στο σύστημα CAMAC



έξοδος +1V μέχρι -2V είσοδος +1.5V μέχρι -2V. Η πτώση τάσης θεωρείται κατά μήκος αντίστασης 1000 Ω

γρήγορα σήματα (χρόνος ανόδου : ~ 1 ns): λογική 1 $\rightarrow$

έξοδος -14mA μέχρι -18 mA, είσοδος -12 mA μέχρι -36 mA ;

λογική 0 $\rightarrow$ έξοδος -1 mA μέχρι + 1 mA είσοδος -4 mA μέχρι +20 mA.

Η αντίσταση εισόδου-εξόδου για γρήγορες λογικές NIM μονάδες είναι 50 Ω και αντιστοιχεί σε μέγιστες τάσεις 0 και -0.8 V για λογική 0 και 1 αντίστοιχα.

6.7 Σύστημα CAMAC

Το σύστημα CAMAC, ήρθε να συμπληρώσει το πρότυπο NIM

ηλεκτρονικών μονάδων, αναφορικά με την μεταφορά ψηφιακών δεδομένων και την καταγραφή τους σε ηλεκτρονικό υπολογιστή. Περιλαμβάνει μία βάση (crate) χωρισμένη σε σταθμούς (slots or stations), Σχήμα 52, παρόμοια με το τροφοδοτικό NIM, και ψηφιακές μονάδες οι οποίες εισάγονται με μηχανικούς οδηγούς στους σταθμούς της βάσης για ηλεκτρική και κυρίως "ψηφιακή" σύνδεση. Το πίσω μέρος των μονάδων όπως και κάθε σταθμός της βάσης περιλαμβάνουν ειδικές κάρτες με βύσματα (μονάδα) και 43 υποδοχές (σταθμός) που ταιριάζουν μεταξύ τους για ψηφιακή σύνδεση. Οι σταθμοί συνδέονται μεταξύ τους μέσω των καρτών με παράλληλη καλωδίαση η οποία ονομάζεται *λεωφόρος δεδομένων (dataway)* και αποτελεί το ουσιαστικό χαρακτηριστικό του συστήματος CAMAC. Η λεωφόρος δεδομένων της βάσης μπορεί να συνδεθεί με λεωφόρο δεδομένων ηλεκτρονικού υπολογιστή μέσω ειδικής κάρτας (interface). Εντολές από τον Η.Υ προς το CAMAC πραγματοποιούνται μέσω του *ελεγκτή βάσης (crate controller)*, μονάδα που αποτελεί θα λέγαμε τον τροχονόμο (master) στην κίνηση πληροφοριών από μονάδα σε μονάδα (μονάδες σκλάβοι - slaves).



7. ΦΑΣΜΑΤΟΣΚΟΠΙΑ

7.1 Φασματοσκοπία γ - Φασματική ανάλυση

Η φασματοσκοπία γ - συλλογή και μελέτη φασμάτων γ (φάσμα γ : απεικόνιση γεγονότων γ ως προς την ενέργεια) - είναι το κύριο εργαλείο για την μελέτη της δομής διεγερμένων καταστάσεων. Οι τεχνικές ανίχνευσης ακτίνων γ και ο τρόπος συλλογής και ανάλυσης των αντίστοιχων φασμάτων, βρίσκεται σήμερα στην κορυφή εξέλιξης του και καθιστά την φασματοσκοπία αυτή μία σχετικά εύκολη μεθοδολογία.

Στις επόμενες παραγράφους δίνονται στοιχεία για την αναγνώριση ενός φάσματος ακτίνων γ και ο άμεσος τρόπος μελέτης τους

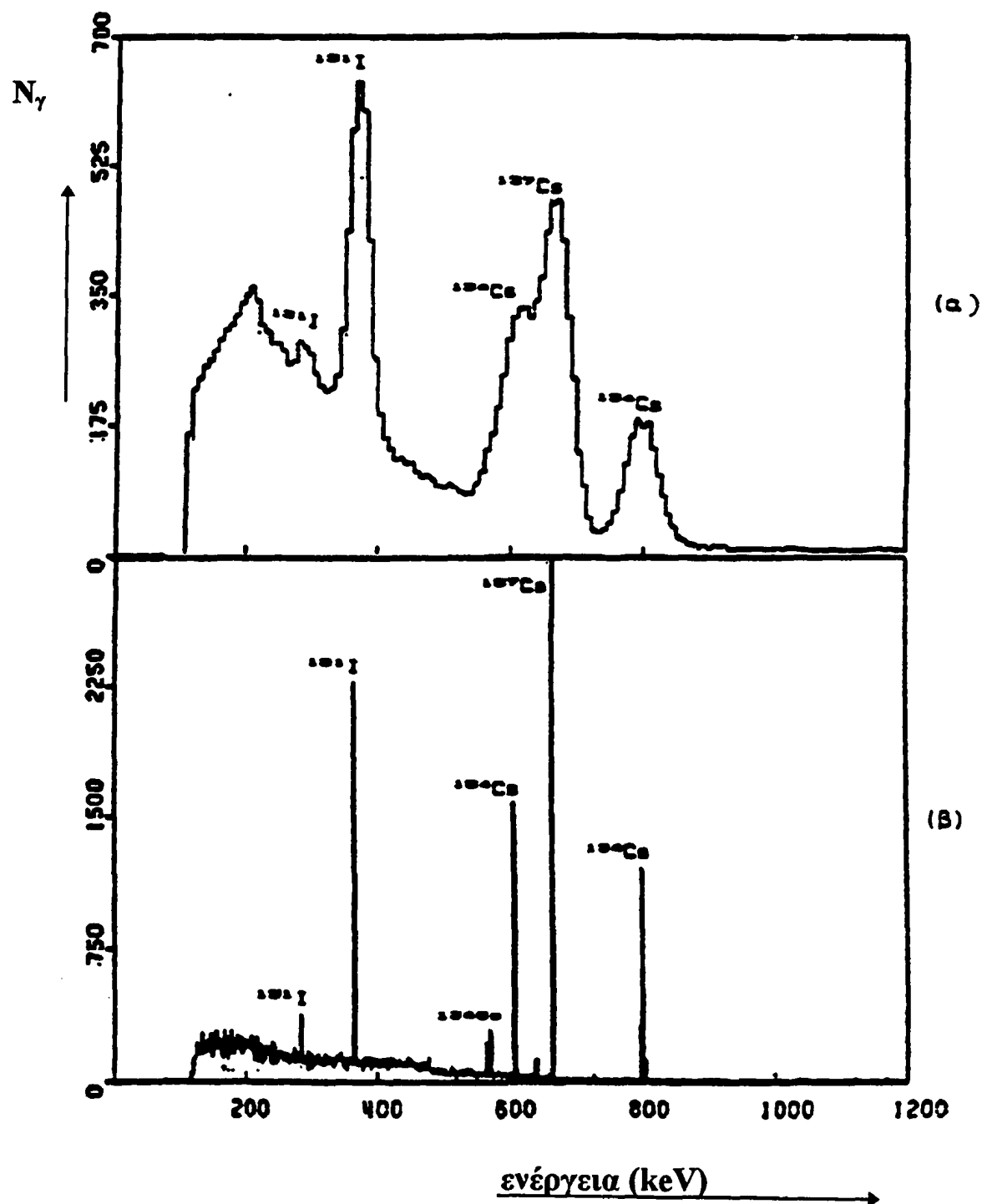
7.1.1 Μορφή φασμάτων - γ

Για την κατανόηση της πολύπλοκης μορφής που παρουσιάζει ένα πραγματικό φάσμα ακτίνων γ (Σχήμα 53), είναι απαραίτητη η γνώση των διεργασιών που ακολουθούνται για τη μετατροπή της εισερχόμενης στον ανιχνευτή ακτινοβολίας, σε σπινθηρισμούς ή σε ζεύγη οπών-ηλεκτρονίων (κεφάλαιο 4). Στη συζήτηση που ακολουθεί αναφερόμαστε σε ανάλυση φασμάτων με σπινθηριστές NaI. Η ίδια ερμηνεία μπορεί να δοθεί και για φάσματα που παίρνουμε με ανιχνευτές ημιαγωγού.

Εν γένει τα φάσματα ακτίνων γ , προκύπτουν από την αλληλεπίδραση της ακτινοβολίας με τον κρύσταλλο του ανιχνευτή και με τους τρεις (ή τουλάχιστον δύο) γνωστούς τρόπους απορρόφησης,



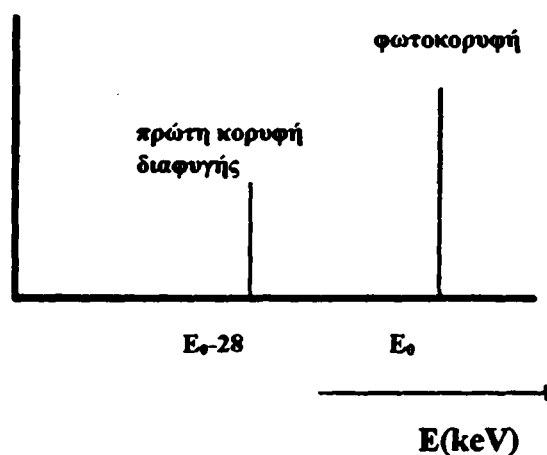
Σχήμα 53 Φάσματα ακτίνων γ (α) με ανιχνευτή NaI (β) με ανιχνευτή Ge



δηλαδή το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, το φαινόμενο Compton και το φαινόμενο της δίδυμης γένεσης. Για να απλοποιήσουμε την περιγραφή, κατ'αρχάς διαχωρίζουμε τα φάσματα σε φάσματα με φωτοηλεκτρική απορρόφηση, φάσματα Compton και φάσματα δίδυμης γένεσης ως εάν η απορρόφηση των σωματίων γ να γίνεται μόνο με μία εκ των τριών διαδικασιών.

Φάσματα με φωτοηλεκτρική απορρόφηση

Ας υποθέσουμε ότι *Σχήμα 54* θεωρητικό φάσμα ακτίνων γ με διαθέτουμε μία απορρόφηση μέσω φωτοηλεκτρικού φαινομένου μονοενεργειακή πηγή ακτίνων γ , ενέργειας $E_0 = h\nu$. Η εισερχόμενη ακτινοβολία στον ανιχνευτή προκαλεί μέσα στον κρύσταλλο φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, με αποτέλεσμα την εκδίωξη



ηλεκτρονίων των εσωτερικών ατομικών στοιβάδων. Τα ηλεκτρόνια αυτά αποκτούν κινητική ενέργεια, $T = (E_0 - E_K)$, όπου $E_K = 28 \text{ keV}$, είναι η ενέργεια σύνδεσης για το ιώδιο. Τα κενά που αφήνουν πίσω τους συμπληρώνονται με ηλεκτρόνια εξωτερικών στοιβάδων ενώ συγχρόνως παρατηρείται εκπομπή ακτίνων x . Η ενέργεια που μεταφέρουν οι ακτίνες x είναι $E_x = E_K$ εάν υποθέσουμε ότι η ενέργεια σύνδεσης της εξωτερικής στοιβάδας είναι ίση με μηδέν. Οι ακτίνες x προκαλούν *ιονισμό* των ατόμων του ιωδίου. Έτσι δημιουργείται μία



θύελλα ηλεκτρονίων, τα οποία μαζί με τα αρχικά ηλεκτρόνια κινητικής ενέργειας (E_0-28) keV,

προκαλούν με αλληπάλληλες κρούσεις *διέγερση* των ατόμων στο εσωτερικό του κρυστάλλου. Η αποδιέγερση των ατόμων αυτών προκαλεί την δημιουργία σπινθηρισμών (αποδιέγερση μέσω ορατών φωτονίων) οι οποίοι προσπίπτουν στη φωτοκάθοδο

Με τον τρόπο αυτό έχουμε μια καθολική μετατροπή της εισερχόμενης στον ανιχνευτή ακτίνας γ σε σπινθηρισμούς και το ενεργειακό φάσμα που προκύπτει περιέχει μία φωτοκορυφή σε ενέργεια E_0 (Σχήμα 54). Υπάρχει όμως το ενδεχόμενο ακτίνες x να διαφύγουν από τον κρύσταλλο χωρίς να απορροφηθούν. Στην περίπτωση αυτή το ποσό ενέργειας που θα μετατραπεί σε σπινθηρισμούς (E_0-28) keV και το ενεργειακό φάσμα αποτελείται από μία γραμμή (Σχήμα 54), η οποία τώρα εμφανίζεται σε ενέργεια (E_0-28) keV. Συμπερασματικά, η *φωτοκορυφή* (photopeak) με ενέργεια E_0 αντιστοιχεί στην πλήρη απορρόφηση της ακτινοβολίας σε σπινθηρισμούς και η *κορυφή διαφυγής* (escape peak) με ενέργεια E_0-28 σε κλάσμα της αρχικής ενέργειας (escape peak).

Φάσματα με απορρόφηση Compton

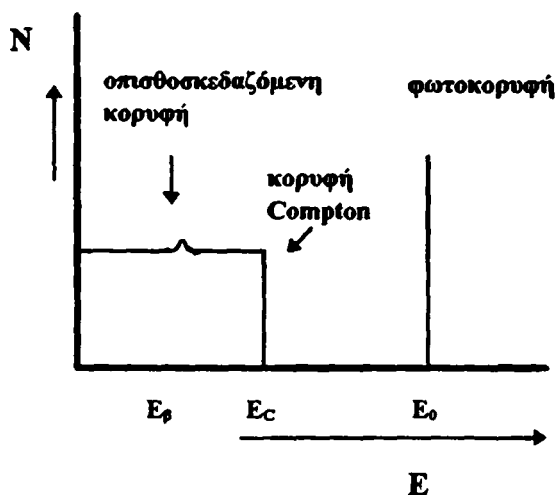
Όταν η προσπίπτουσα ακτινοβολία γ ενέργειας $E_0 = h\nu$ υποστεί σκέδαση Compton, δίνει μέρος της ενέργειάς της σε ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο με αποτέλεσμα την δημιουργία α) φωτονίων με ενέργεια $E_\gamma(\theta) = h\nu'$, χαμηλότερης της αρχικής ενέργειας E_0 και β) ηλεκτρονίων με κινητική ενέργεια ίση με $E_e = E_0 - E_\gamma(\theta)$. Η ενέργεια των ηλεκτρονίων κυμαίνεται από την ελάχιστη τιμή $E_{e,min} = 0$ ($\theta=0$ στην εξίσωση 45), έως τη μέγιστη τιμή $E_{e,max} = 2ae / (1+2a)$ ($\theta = \pi$ στην



εξίσωση 45). Δηλαδή η ενεργειακή κατανομή ηλεκτρονίων παρουσιάζει ένα συνεχές φάσμα τιμών.

Τα σκεδαζόμενα ηλεκτρόνια Σχήμα 55 Θεωρητικό φάσμα ακτίνων γ με απορρόφηση μέσω του φαινομένου Compton

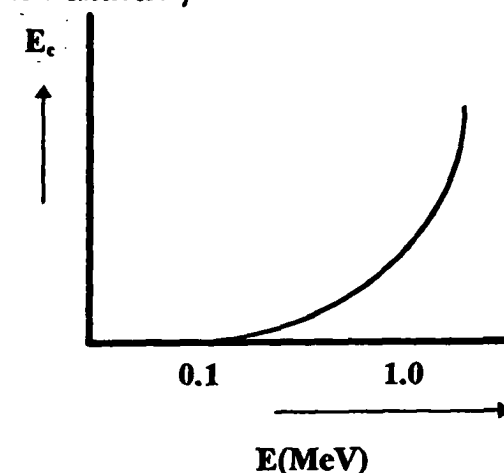
να σταματήσουν μέσα στον κρύσταλλο. Παράλληλα η σκεδαζόμενη ακτινοβολία γ ενέργειας $h\nu'$, μπορεί να απορροφηθεί πλήρως από τον σπινθηριστή μέσω φωτοηλεκτρικού φαινομένου ή μέσω διαδοχικών φαινομένων Compton. Μπορεί



όμως να διαφύγει από τον φωσφόρο χωρίς να ανιχνευθεί. Στην περίπτωση που και οι σκεδαζόμενες ακτίνες γ και τα ηλεκτρόνια απορροφηθούν πλήρως, το φάσμα θα παρουσιάζει μόνο μία

κορυφή στο σημείο E_0 . Στην Σχήμα 56 Εξάρτηση κορυφής Compton (περίπτωση όμως που οι Compton edge) συναρτήσει της ενέργειας των ακτίνων γ

σταματήσουν στον κρύσταλλο, το ποσό ενεργείας που θα απορροφηθεί πλήρως, είναι η ενέργεια των ηλεκτρονίων. Έτσι θα σχηματισθεί ένα φάσμα μίας συνεχούς κατανομής που θα κυμαίνεται από $E_{c,min}$ έως $E_{c,max}$.



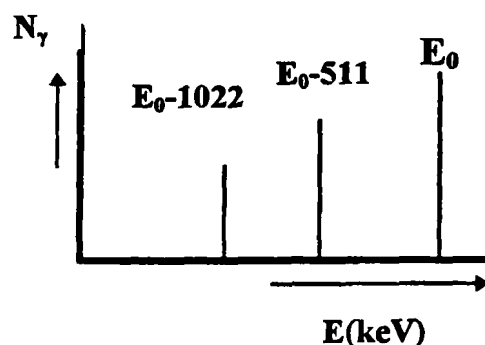
Το τμήμα αυτό του φάσματος, (Σχήμα 55), ονομάζεται *υπόβαθρο*

Compton (Compton background). Το

υπόβαθρο παρουσιάζει μια μικρή κορυφή στο σημείο $E_{c,max}$ η οποία ονομάζεται κορυφή Compton (Compton edge). Επίσης μια μικρή κορυφή εμφανίζεται σε χαμηλότερες ενέργειες και

οφείλεται σε ορισμένες ακτίνες γ που οπισθοσκεδάζονται (σκέδαση με γωνία $\theta = \pi$) σε αντικείμενα που βρίσκονται κοντά στον ανιχνευτή. Αυτές οι οπισθοσκεδαζόμενες ακτίνες (back-scattered) επιστρέφουν στον σπινθηριστή όπου μπορούν να υποστούν απορρόφηση δημιουργώντας μια κορυφή ενέργειας E_β . Η τιμή E_β υπολογίζεται, για $\theta = \pi$, από την εξίσωση (45). Έτσι βρίσκουμε ότι $E_\beta = E_0/(1+2\alpha)$. Η κορυφή αυτή βρίσκεται στην περιοχή από 150 keV έως 200 keV για $E_0 < 1$ MeV. Στο Σχήμα 56 φαίνεται η ενέργεια, στην οποία εμφανίζεται η κορυφή Compton, ως συνάρτηση της ενέργειας E της προσπίπτουσας ακτινοβολίας.

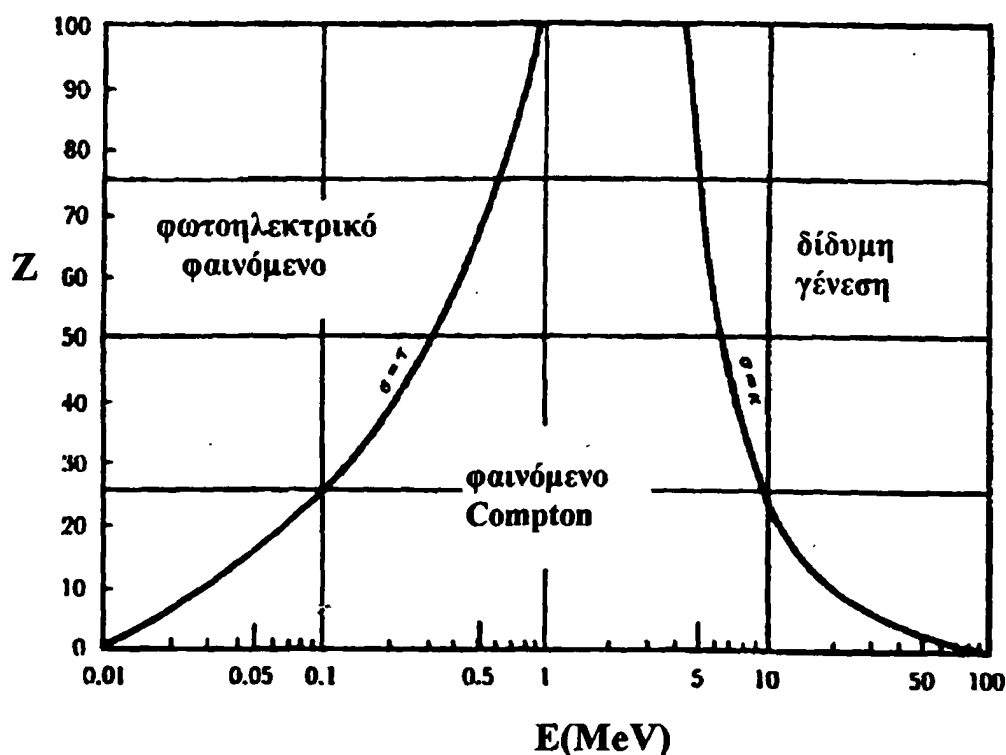
Σχήμα 57 Θεωρητικό φάσμα ακτίνων γ με απορρόφηση μέσω δίδυμης γένεσης



Απορρόφηση με δίδυμη γένεση

Όπως έχει ήδη διευκρινιστεί, η διεργασία αυτή μπορεί να συμβεί μόνο αν η ενέργεια της ακτίνας γ είναι μεγαλύτερη από 1.022 MeV. Τότε η εισερχόμενη ακτινοβολία καταναλώνεται στη δημιουργία ενός ζεύγους ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου, η ενέργεια του οποίου είναι $(E_0-1.022)$ MeV. Όταν το ηλεκτρόνιο και το ποζιτρόνιο σταματήσουν, το ποζιτρόνιο εξαυλώνεται με ένα παρακείμενο ηλεκτρόνιο και δημιουργούνται δύο φωτόνια. Όπως απαιτεί η

Σχήμα 58 Σύγκριση τύπων απορρόφησης ακτίνων γ



διατήρηση της ορμής τα φωτόνια αυτά θα κινηθούν σε αντίθετες κατευθύνσεις με ενέργεια $m_0c^2 = 511 \text{ keV}$. Εάν και τα δύο φωτόνια απορροφηθούν, το φάσμα θα παρουσιάσει κορυφή στην τιμή E_0 όπως φαίνεται στο Σχήμα 57. Αν η μία ή και οι δύο ακτίνες γ διαφύγουν, θα εμφανιστεί κορυφή στο σημείο $E_0 - m_0c^2$ ή στα σημεία $E_0 - m_0c^2$ και $E_0 - 2m_0c^2$ αντίστοιχα. Συγκρίνοντας τους τρεις τρόπους με τους οποίους η ακτινοβολία γ απορροφάται από τον κρύσταλλο (Σχήμα 58), παρατηρούμε ότι αυξανόμενου του ατομικού αριθμού των ατόμων του φωσφόρου, κυριαρχεί το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο και η δίδυμη γένεση. Επομένως ένας φωσφόρος ο οποίος περιέχει στοιχεία μεγάλου ατομικού αριθμού ευνοεί την πληρέστερη απορρόφηση των ακτίνων γ (BGO, BaF₂). Αυτό διότι και το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο και η δίδυμη γένεση δημιουργούν φωτόνια χαμηλής σχετικά ενέργειας. Αντίθετα το φαινόμενο



Compton δημιουργεί πολλές φορές ακτίνες γ , που εύκολα μπορούν να διαφύγουν από τον ανιχνευτή. Όπως φαίνεται στο Σχήμα 58, το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο κυριαρχεί στην ενεργειακή περιοχή από 100 keV έως 500 keV, ενώ το φαινόμενο Compton παίζει σπουδαίο ρόλο στην ενεργειακή περιοχή από 100 keV έως 1 MeV, χωρίς όμως να υπάρχουν σαφή όρια μεταξύ των δύο περιοχών. Η δίδυμη γένεση είναι δυνατή, μόνο όταν η ενέργεια της προσπίπτουσας ακτινοβολίας είναι μεγαλύτερη από 1.022 MeV. Πρακτικά όμως, παίζει σπουδαίο ρόλο για αρκετά μεγαλύτερες τιμές ενέργειας.

Τα φάσματα τα οποία παρουσιάζονται στα σχήματα 54, 55, 57, είναι θεωρητικά φάσματα. Ένα ρεαλιστικό φάσμα ακτίνων γ , όπως αυτό που παρουσιάζεται στο Σχήμα 44, παρουσιάζει διαπλάτυνση των γραμμών-φωτοκορυφών, κυρίως λόγω της πεπερασμένης διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή ή και λόγω διακριτικής ικανότητας των ηλεκτρονικών. Η διαπλάτυνση αυτή οφείλεται στη στατιστική διακύμανση των διεργασιών που μετατρέπουν την ακτίνα γ σε παλμό εξόδου. Οι φωτοκορυφές (photopeaks), οι κορυφές δηλαδή που προέρχονται από απορρόφηση των ακτίνων γ με το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, εν μέρει με τη σκέδαση Compton και τη δίδυμη γένεση ή ακόμη και οι κορυφές διαφυγής (escape peaks), επικάθηνται σ' ένα συνεχές υπόβαθρο (background).

7.1.2 Φάσματα γ με βελτίωση Compton (Compton suppressed spectra)

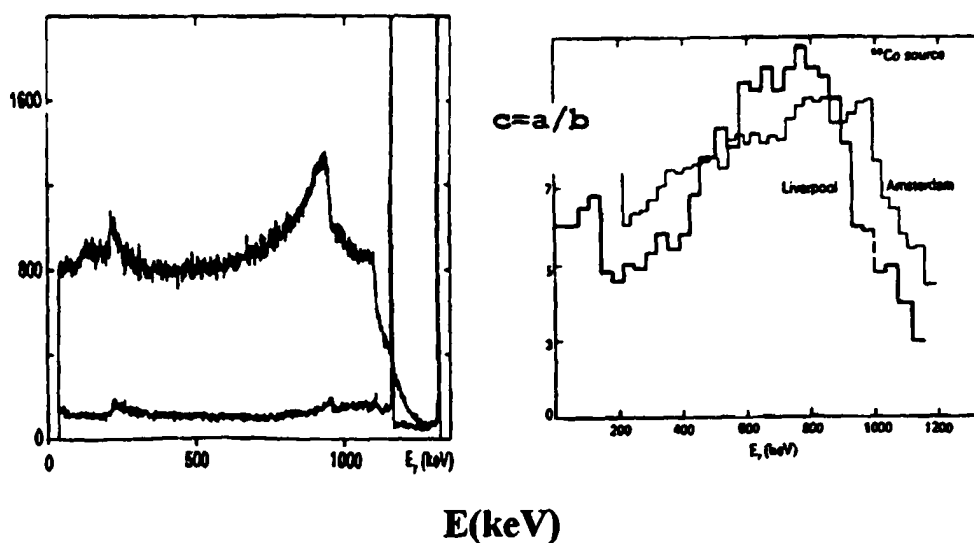
Με ένα απλό ανιχνευτή Ge μπορεί να καταγράψει κανείς ένα φάσμα μονοενεργειακών ακτίνων γ ενέργειας π.χ 1 MeV, με 20% από τα γεγονότα κατανεμημένα στην κορυφή και 80 % σ' ένα συνεχές



υπόβαθρο χαμηλότερων ενεργειών. Το υπόβαθρο αυτό οφείλεται κυρίως σε σκέδαση των ακτίνων γ κατά Compton έξω από τον όγκο του ανιχνευτή.

Εάν όμως ο ανιχνευτής περιβληθεί με μία μάσκα αντι-Compton η οποία θα ανιχνεύει τα διαφεύγοντα φωτόνια (σήμα βέτο-veto signal) τα γεγονότα που συνθέτουν το συνεχές υπόβαθρο μπορούν να εξαλειφθούν ηλεκτρονικά (μέθοδος αντι-σύμπτωσης με βέτο). Στο Σχήμα 59α, συγκρίνονται δύο φάσματα, ένα απλό φάσμα - φάσμα a- (unsuppressed spectrum) και ένα βελτιωμένο φάσμα - φάσμα b- με μάσκα αντι-Compton (suppressed spectrum). Το φάσμα b, έχει καταγραφεί με τον ανιχνευτή που φαίνεται στο Σχήμα 61. Στο Σχήμα 50b δίνεται ο συντελεστής βελτίωσης του φάσματος a, έναντι του φάσματος b, για διάφορες ενέργειες. Αξίζει να σημειωθεί ότι, πολύ πριν ανακαλυφθούν οι ανιχνευτές Ge η παραπάνω μέθοδος αντί- Compton,

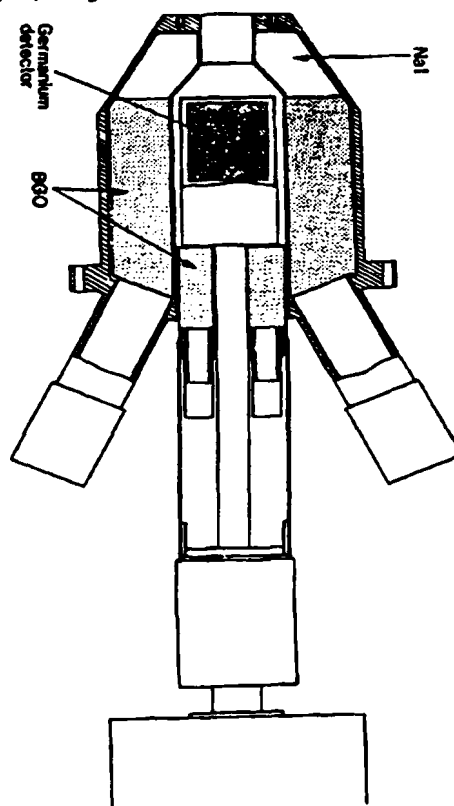
Σχήμα 59 (α) Φάσματα με πηγή ^{60}Co για α) τυπικό ανιχνευτή Ge και β) ανιχνευτή Ge με μάσκα BGO β) Λόγος βελτίωσης φασμάτων $c=a/b$ [Από Nolan et al, NIM A236(85) 95]



είχε προταθεί το 1963 για ανιχνευτές NaI από τους Ewan and Tavendale (Can. J. Phys. 42 (1964) 2286, Nucl. Inst. and Meth. 26 (1964) 183). Η ιδέα τους εφαρμόσθηκε στο Chalk River (Alexander et al., Nucl Inst. and Meth. 65 (1968) 169) όπου το 1968 χτίσθηκε το πρώτο φασματόμετρο ακτίνων γ με μάσκα αντι-Compton. Έκτοτε κατά τη δεκαετία του 70, παρόμοια ανιχνευτικά συστήματα χρησιμοποιήθηκαν ευρέως στο Ηνωμένο Βασίλειο, στο εργαστήριο Daresbury (Liverpool University) και στο St Luis- U.S.A για μελέτη s-d, f-p πυρήνων με χρήση γ-γ ή n-γ συμπτώσεων. Επίσης

χρησιμοποιήθηκαν στην Ουτρέχτη για μελέτη αντιδράσεων με παράγωγα σχάσης. Όλες οι ανωτέρω περιπτώσεις αφορούσαν τη μελέτη ελαφρών πυρήνων. Εντούτοις εκεί που δόθηκε πραγματική ώθηση χάρη στη χρήση ανιχνευτικών συστημάτων που διέθεταν ανιχνευτές με μάσκα αντι- Compton, είναι στη φασματοσκοπία υψηλών διεγερμένων καταστάσεων βαρέων πυρήνων ($100 < A < 200$) με τεχνικές σύμπτωσης γ-γ. Οι καταστάσεις αυτές τροφοδοτούνται με αντιδράσεις τήξεως βαρέων πυρήνων όπου οι σύνθετοι πυρήνες που δημιουργούνται, είναι ιδιαίτερα "θερμοί" και αποδιηγείρονται μέσω πολύπλοκων διεργασιών. Αποτέλεσμα αυτού είναι η δημιουργία ενός υψηλού υποβάθρου -

Σχήμα 60 Ανιχνευτής με μάσκα αντι-Compton [Από Nolan et al , NIM A236 (85) 95]



φάσματος "συνεχούς ακτινοβολίας". Όσες ακτίνες γ είναι διακεκριμένες (ορατές ακτίνες) στέκονται στην κορυφή αυτού του υποβάθρου, με αποτέλεσμα ασθενείς γραμμές να μη διακρίνονται καθόλου. Εάν προσθέσουμε τώρα στο συνεχές αυτό υπόβαθρο, το υπόβαθρο Compton, η ανίχνευση διακριτών γραμμών γίνεται από δύσκολη μέχρι ακατόρθωτη.

Για να εκτιμήσουμε την διαφοροποίηση που φέρνει σε ένα φάσμα η βελτίωση Compton, ας ορίσουμε το συντελεστή p , για ένα μονοενεργειακό φάσμα ακτίνων γ , ως

$$p = \frac{\text{αριθμός ακτίνων στην κορυφή}}{\text{ολικός αριθμός ακτίνων στο φάσμα}} \quad (89)$$

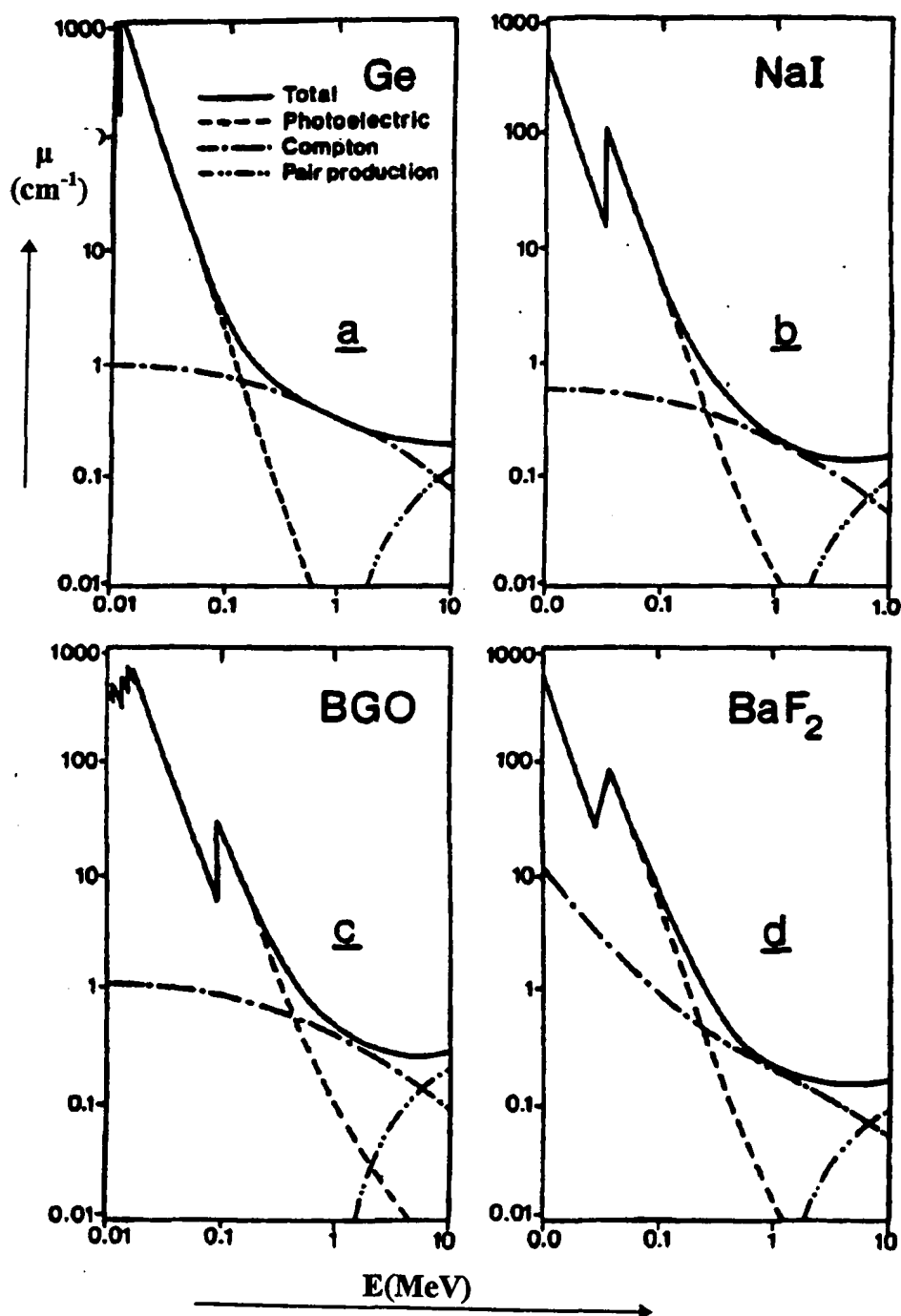
Σε πειράματα συμπτώσεως γ - γ ο αντίστοιχος συντελεστής που εκφράζει το λόγο του σήματος ως προς το υπόβαθρο είναι p^2 . Για απλά φάσματα και ενέργεια φωτονίων, $E_\gamma = 1 \text{ MeV}$, $p_u = 0.20$ για ένα μη βελτιωμένο φάσμα (unsuppressed spectrum) και $p_s = 0.65$ για ένα βελτιωμένο φάσμα (suppressed spectrum), ενώ οι αντίστοιχοι λόγοι για πειράματα συμπτώσεων είναι $p_u^2 = 0.04$ και $p_s^2 = 0.40$. Αυτό σημαίνει ότι σε ένα βελτιωμένο φάσμα 40 % των συμπτώσεων παρέχουν χρήσιμες πληροφορίες έναντι 4 % σε ένα μη βελτιωμένο φάσμα. Τα νούμερα αυτά αποδεικνύουν τη συντριπτική συνεισφορά στη φασματοσκοπία γ , ανιχνευτικών συστημάτων με μάσκες αντι-Compton.

Γενικότερα, η σύνδεση του συντελεστή p_u για ένα απλό φάσμα με τον συντελεστή p_s για ένα βελτιωμένο φάσμα, δίνεται από την παρακάτω σχέση

$$p_s = \frac{p_u}{p_u + (1 - p_u)/\tau} \quad (90)$$



Σχήμα 61 Συντελεστές απορρόφησης ακτίνων-γγ ως συνάρτηση της ενέργειας για ανιχνευτές a)Ge b)NaI c) BGO d) BaF₂ [Από Sharpey-Schafer and Simpson, *Progr Part. Phys.* 21 (1988) 293]



όπου ο συντελεστής r είναι ο συντελεστής βελτίωσης του υποβάθρου Compton και ορίζεται ως

$$r = \frac{p_{s'}}{p_{u'}} \quad (91)$$

Οι τονούμενοι συντελεστές δηλούν ότι ο λόγος των γεγονότων κορυφής λαμβάνεται ως προς τα γεγονότα στο υπόβαθρο Compton και όχι ως προς τα γεγονότα όλου του φάσματος. Εξάλλου μπορούμε να εισαγάγουμε τον συντελεστή βελτίωσης Q_n της κορυφής ως προς τον ολικό αριθμό γεγονότων του φάσματος, για συμπτώσεις n -βαθμού ($n=1$ αντιστοιχεί σε απλά φάσματα) ως

$$Q_n = \left(\frac{p_s}{p_u} \right)^n = \left(\frac{1}{p_u + (1 - p_u)/r} \right)^n \quad (92)$$

Από τη σχέση αυτή μπορεί να δει κανείς ότι φάσματα υψηλού βαθμού σύμπτωσης, είναι τα φάσματα που ευνοούνται περισσότερο με την εφαρμοζόμενη βελτίωση Compton.

7.1.3 Επιλογή μάσκας

Η παρακάτω σχέση των Klein-Nishina δίνει την ενεργό διατομή Compton ανά ηλεκτρόνιο σε μονάδες $m^2 sr^{-1}$

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \left(\frac{E'}{E} \right)^2 \left(\frac{E}{E'} + \frac{E'}{E} - \sin^2 \theta \right) \quad (93)$$

όπου $r_0 = e^2/4\pi\epsilon_0 m_0 c^2 = 2.82 \text{ fm}$ και E'/E είναι ο λόγος της ενέργειας του σκεδαζόμενου φωτονίου ως προς την αρχική ενέργεια, δίνεται δε ως

$$\frac{E'}{E} = 1 - E'(1 - \cos \theta)/m c^2 \quad (94)$$



Από την τελευταία σχέση φαίνεται ότι τα σκεδαζόμενα φωτόνια μεταφέρουν την μεγαλύτερη ενέργεια στις μπροστινές γωνίες ενώ μεταφέρουν την μικρότερη ενέργεια στις πίσω γωνίες. Εν συνεχεία από την σχέση (93) γίνεται φανερό, ότι η γωνιακή κατανομή φωτονίων γίνεται όλο και μεγαλύτερη στις μπροστινές γωνίες ($\theta=0$) καθώς η ενέργεια των γ αυξάνει.

Το πάχος της μάσκας που περιβάλλει τον ανιχνευτή Ge θα πρέπει να είναι τέτοιο ώστε τα σκεδαζόμενα φωτόνια να αλληλεπιδρούν με το υλικό της μάσκας τουλάχιστον με μία πιθανότητα 95 %. Χρησιμοποιώντας τις καμπύλες απορρόφησης του Σχήματος 52, μπορούμε να υπολογίσουμε τα απαιτούμενα πάχη μάσκας για σκέδαση Compton σε γωνίες 45° , 90° , 180° . Τα μεγέθη αυτά δίνονται στον Πίνακα 8. Όπως γίνεται σαφές εάν χρησιμοποιηθεί για τη μάσκα ανιχνευτής BGO απαιτείται πολύ μικρότερο πάχος υλικού, έναντι όλων των άλλων ανιχνευτών, για απορρόφηση σκεδαζομένων φωτονίων. Μικρό πάχος υλικού μάσκας έχει ως πλεονέκτημα, την τοποθέτηση των κυρίως ανιχνευτών κοντά στο στόχο και άρα την επίτευξη υψηλών αποδόσεων σε μία αντίδραση (μεγάλη στερεά γωνία).

Στην πραγματικότητα ο υπολογισμός του πάχους της μάσκας είναι περισσότερο πολύπλοκος και απαιτεί υπολογισμούς Monte-Carlo για να λάβει υπόψη την πολλαπλή σκέδαση και απορρόφηση σε ανενεργές περιοχές του κρυστάλλου και σε άλλα υλικά. Τέλος θα πρέπει να σημειωθεί ότι οι κρύσταλλοι BaF_2 πλεονεκτούν των BGO επειδή διαθέτουν σήμα κατάλληλο για γρήγορο χρονισμό γεγονός το οποίο επιτυχώς έχει χρησιμοποιηθεί για τον διαχωρισμό ακτίνων γ από νετρόνια. Οι κρύσταλλοι NaI παρουσιάζουν πλεονέκτημα ως προς την απόδοση μετατροπής του σήματος σε φως. Ενδεικτικά η αντίστοιχη απόδοση των BGO και BaF_2 σχετικά με αυτή του NaI είναι μόλις 8%



και 20% αντίστοιχα. Στο Σχήμα 51, όπου σχηματικά εικονίζεται ένας

Πίνακας 8 : Πάχος σπινθηριστή σε mm για πιθανότητα ανίχνευσης σκεδαζομένων φωτονίων κατά Compton, 95%. ($E = \text{MeV}$)

Γωνία σκέδασης		45°	90°	180°
Ενέργεια φωτονίου	$E'(\text{keV})$	1744	511	256
Σπινθηριστής	NaI	176	83	33
	BaF ₂	150	75	23
	BGO	83	35	9

ανιχνευτής Ge με βελτίωση Compton από το Εργαστήριο Daresbury της Αγγλίας, φαίνεται ότι η μάσκα αντι-Compton αποτελείται από ένα συνδυασμό κρυστάλλων BGO και NaI.

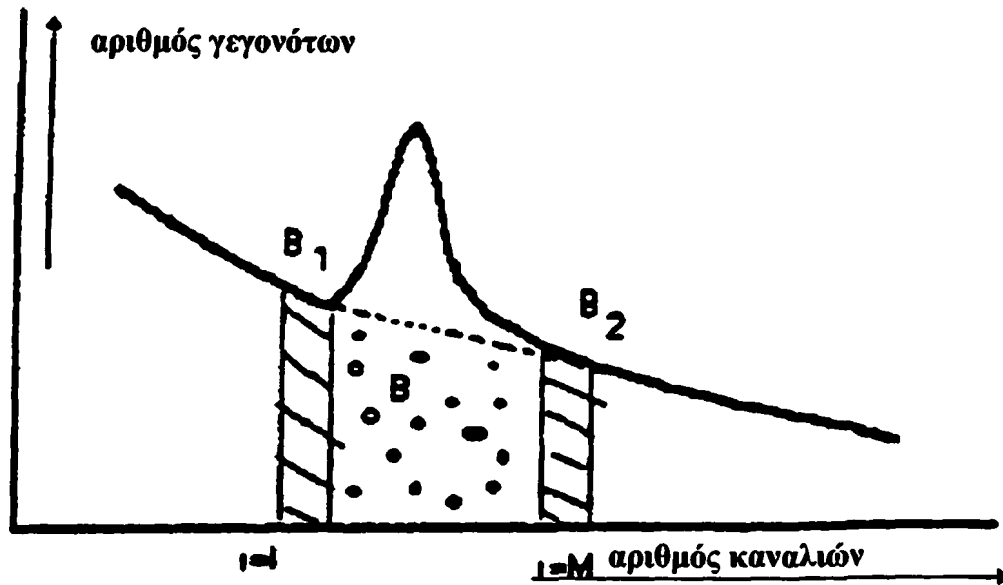
7.1.4 Φασματική ανάλυση

Η φασματική ανάλυση αποβλέπει στην απόκτηση χρήσιμων πληροφοριών οι οποίες θα συμβάλουν στην κατανόηση του πυρηνικού συστήματος.

Δύο είναι κυρίως οι άμεσες πληροφορίες που παίρνουμε από ένα φάσμα. Η ενέργεια των φωτοκορυφών και ο αριθμός των γεγονότων που συμβάλλουν στη δημιουργία κάθε κορυφής. Για τον προσδιορισμό των γεγονότων που αντιστοιχούν σε κάθε κορυφή είναι απαραίτητος ο προσδιορισμός του υποβάθρου B , που γίνεται με



Σχήμα 62 Προσδιορισμός υποβάθρου



προσαρμογή στη μορφή του υποβάθρου αριστερά και δεξιά της κορυφής B_1 , B_2 (Σχήμα 62). Το εμβαδόν της κορυφής που εκτείνεται από το κανάλι I στο κανάλι M δίνει τον αριθμό των πραγματικών γεγονότων.

$$A = \sum_{i=1}^M (N_i - B_i) \quad (95)$$

Εξάλλου ο προσδιορισμός του κεντροειδούς της κορυφής

$$C = 1/A \sum_{i=1}^M (N_i - B_i) i \quad (96)$$

κρίνεται απαραίτητος για τον ακριβή προσδιορισμό της ενέργειας της κορυφής.

Ο προσδιορισμός της ενέργειας απαιτεί την ενεργειακή βαθμονόμηση του φάσματος που γίνεται με τη βοήθεια ραδιοπηγών ακτίνων γ γνωστών ενεργειών. Η βαθμονόμηση στηρίζεται στο γεγονός

ότι σε κάθε θέση-κανάλι του φάσματος των ακτίνων γ , αντιστοιχεί μια ορισμένη ενέργεια σε γραμμική αντιστοιχία (γραμμική απόκριση προενισχυτή-ενισχυτή) που δίνεται από την σχέση

$$E = AC + B, \quad C = \text{κανάλι} \quad (97)$$

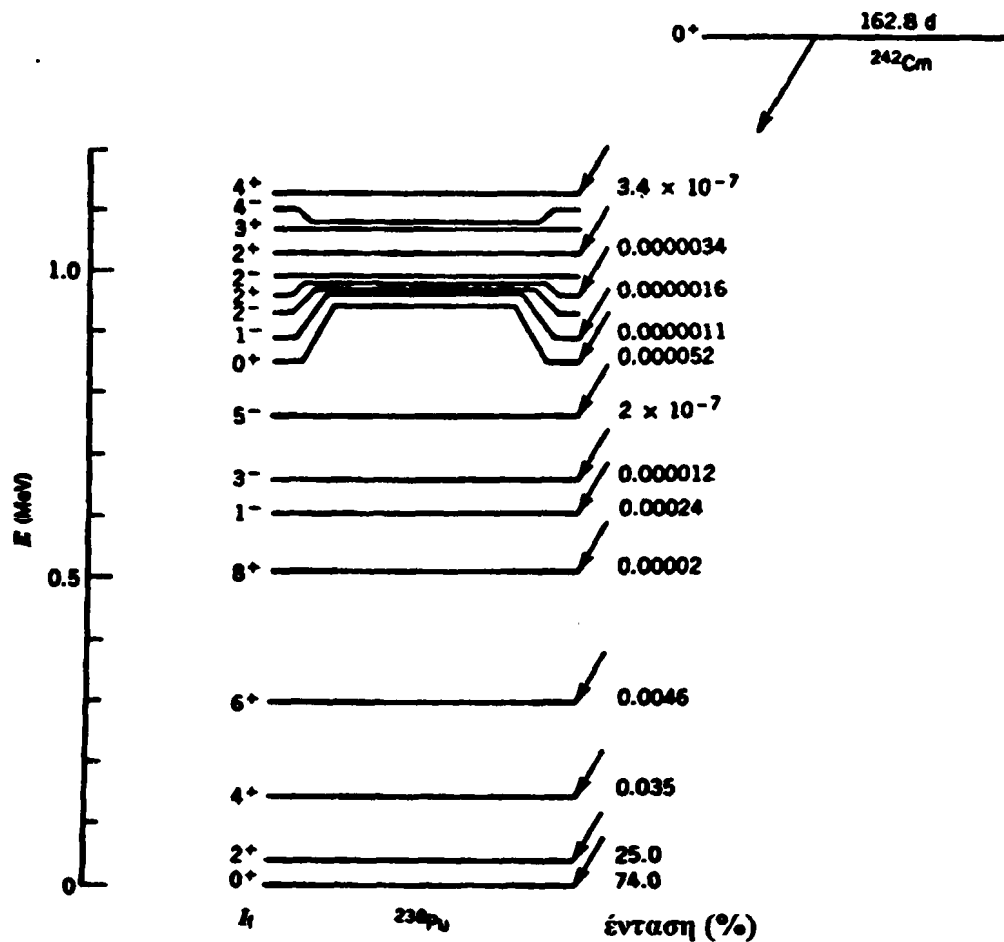
Οι σταθερές A και B μπορούν να προσδιοριστούν με την συλλογή φάσματος ακτίνων γ από πηγή που αποδιεγείρεται μέσω δύο (ή περισσότερων) ακτίνων γ με γνωστές ενέργειες E_1 και E_2 . Οι δύο κορυφές που αντιστοιχούν στις δύο ενέργειες παρουσιάζονται στο φάσμα σε δυο θέσεις C_1 και C_2 . Εφαρμογή της ανωτέρω εξίσωσης για τα ζεύγη τιμών (C_1, E_1) και (C_2, E_2) προσδιορίζει μονοσήμαντα τα A και B .

Το ενεργειακό διάγραμμα που παρουσιάζει ένας πυρήνας είναι χαρακτηριστικό για κάθε πυρήνα, με άλλα λόγια αποτελεί την ταυτότητα του. Ο ενεργειακός προσδιορισμός των κορυφών ενός φάσματος οδηγεί λοιπόν στην αναγνώριση των πυρήνων που έλαβαν μέρος στην υπό μελέτη πυρηνική αντίδραση ή στο υπό μελέτη ραδιενεργό υλικό. Για παράδειγμα στο Σχήμα 53, ο ενεργειακός προσδιορισμός των κορυφών που εμφανίζονται στα φάσματα, τα οποία έχουν ληφθεί από δείγμα ραδιενεργού γάλατος μετά το ατύχημα του Chernobyl, προσδιορίζει την ύπαρξη πυρήνων ^{131}I και $^{134,137}\text{Cs}$ στο γάλα που εξετάστηκε.

Εξάλλου ο προσδιορισμός του αριθμού των γεγονότων κάθε κορυφής οδηγεί στον προσδιορισμό της ενεργού διατομής της αντίδρασης (κεφ. 3). Η γνώση ενεργών διατομών συμβάλλει στην επαλήθευση πυρηνικών μοντέλων για την πυρηνική δομή και το πυρηνικό δυναμικό (κεφ. 9).



Σχήμα 63. Αποδιέγερση α του πυρήνα ^{242}Cm σε ^{238}Pu . Η ένταση κάθε κλάδου αποδιέγερσης σημειώνεται δεξιά [K.S. Krane, *Introductory Nuclear Physics*]

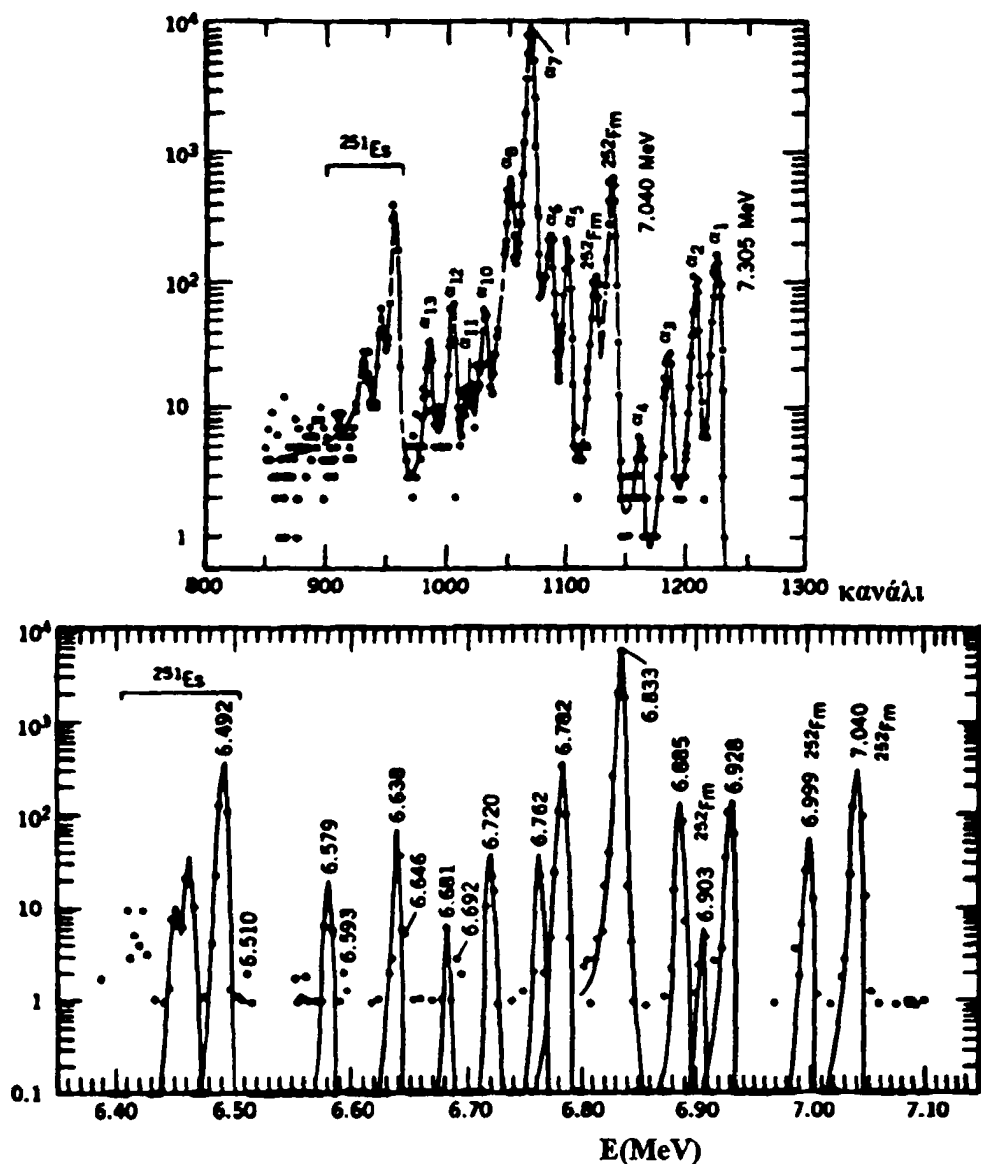


7.2 Φασματοσκοπία α

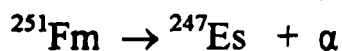
Ένα σημαντικό χαρακτηριστικό της ακτινοβολίας α είναι ότι μία αρχική κατάσταση του πατρικού πυρήνα μπορεί να τροφοδοτήσει πολλές διαφορετικές καταστάσεις στο θυγατρικό πυρήνα (Σχήμα 63). Εξάλλου το δεύτερο εξίσου σημαντικό χαρακτηριστικό είναι ότι στο κανάλι εξόδου παρουσιάζονται μόνο δύο σωματία εκ των οποίων το



Σχήμα 64. Φάσματα α από την αποδιέγερση του ^{251}Fm α. με ανιχνευτή Si(Li)
 b. με μαγνητικό φασματόμετρο [απο Ahmad et al. PRC 8 (73) 737]



ένα είναι βαρύ ενώ το άλλο είναι το κατά πολύ ελαφρύτερο σωματίο α. Επακόλουθο αυτού είναι ότι το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας μεταφέρεται από το σωματίο α, με αποτέλεσμα τη συλλογή διακριτών φασμάτων α σε αναλογία με τα φάσματα γ. Στο Σχήμα 64, φαίνεται ένα φάσμα α που προκύπτει από την αποδιέγερση



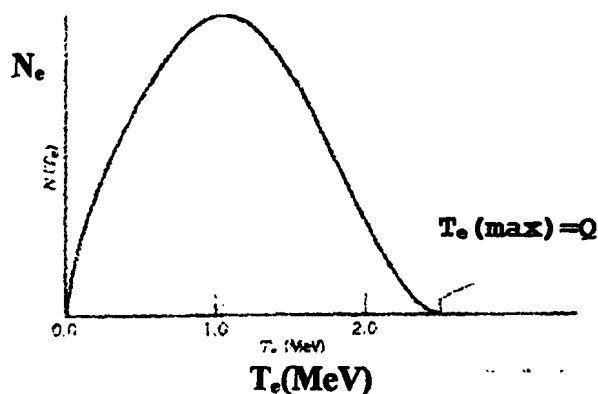
Μελέτη παρόμοιων φασμάτων μπορεί να οδηγήσει στον προσδιορισμό ιδιοτήτων πυρηνικών καταστάσεων. Οι μετρήσεις μέσω φασματοσκοπίας α μπορούν να υποβοηθηθούν από μετρήσεις συμπτώσεων α - γ , μία και οι διεγερμένες καταστάσεις που δημιουργούνται στον θυγατρικό πυρήνα αποδιεγείρονται μέσω ακτινοβολίας γ .

7.3 Φασματοσκοπία β

Η φασματοσκοπία β είναι λιγότερο ενδεδειγμένη για προσδιορισμό ιδιοτήτων πυρηνικών καταστάσεων. Η βασική δυσκολία που παρουσιάζεται, είναι τα συνεχή φάσματα των σωματίων β , Σχήμα 65, η οποία καθιστά αδύνατη την ταυτοποίηση β με συγκεκριμένα ενεργειακά επίπεδα στον θυγατρικό πυρήνα. Από άποψη

Σχήμα 65 Αναμενόμενη κατανομή ηλεκτρονίων

τροφορμής, υπάρχει επίσης ασάφεια στους κανόνες επιλογής σπίν. Για περισσότερες λεπτομέρειες ο ενδιαφερόμενος αναγνώστης μπορεί ανατρέξει στο βιβλίο



"Introductory Nuclear

Physics, K. S. Krane, ed. Wiley & Sons, όπου παρουσιάζονται συγκεκριμένα πειραματικά παραδείγματα.

7.4 Φασματοσκοπία φορτισμένων σωματίων

Εν γένει η φασματοσκοπία φορτισμένων σωματίων είναι το εργαλείο

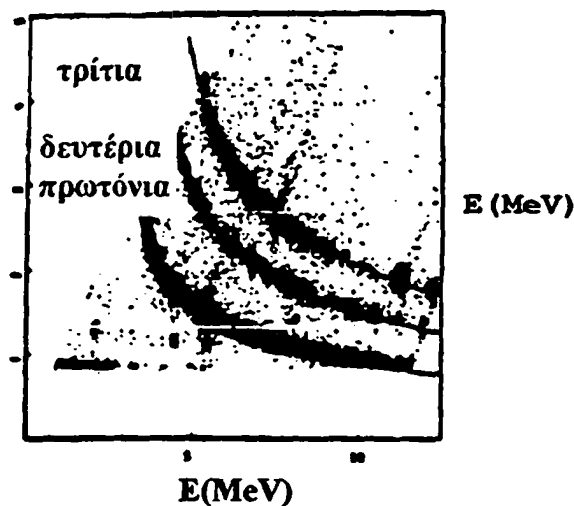


για την μελέτη μηχανισμού αντιδράσεων -πυρηνικού δυναμικού και όχι για τον προσδιορισμό πυρηνικών ιδιοτήτων. Στην τελευταία περίπτωση, μπορεί να χρησιμοποιηθεί βοηθητικά με την φασματοσκοπία γ σε μετρήσεις σύμπτωσης σωμάτια- γ . Φορτισμένα σωμάτια ανιχνεύονται κυρίως με ανιχνευτές πυριτίου επιφανειακού φράγματος (διάταξη p-n) ή σε ειδικότερες περιπτώσεις με αναλογικούς ανιχνευτές και με φασματογράφους μάζας.

Η μελέτη φασμάτων φορτισμένων σωματίων με ανιχνευτή επιφανειακού φράγματος ή αναλογικού ανιχνευτή είναι όμοια με αυτή των ακτίνων γ . Η

Σχήμα 66 Ταυτοποίηση σωματιδίων για διάφορα κανάλια εξόδου στην αντίδραση ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ [Ioannides et al, NIM B12 (85) 185]

αναγνώριση σωματίων όμως από την κινητική τους ενέργεια δεν είναι πάντα εύκολη. Συνήθως οι κορυφές που παρουσιάζονται σε ένα φάσμα είναι πεπλατυσμένες, κυρίως λόγω απορρόφησης της ενέργειας των σωματίων στον στόχο και στο υλικό του ανιχνευτή. Μία λύση στο πρόβλημα αυτό δίνεται με την χρήση των λεγόμενων τηλεσκοπίων.



Τηλεσκόπια είναι ανιχνευτικά συστήματα δύο ή περισσότερων ανιχνευτών ΔE και ενός ανιχνευτή E . ΔE είναι ένας πολύ λεπτός ανιχνευτής ο οποίος επιτρέπει στο σωματίο να περάσει αφήνοντας ένα μικρό μέρος της ενέργειάς του, και E είναι ένας παχύς ανιχνευτής ο οποίος σταματάει το σωματίο. Εν συνεχεία η εκμετάλλευση αλγορίθμων της ισχύος ανάσχεσης, επιτρέπει τον προσδιορισμό του φορτίου και της μάζας του σωματίου και άρα την πληρέστερη



αναγνώριση του. Αναλυτικότερα η ισχύ ανάσχεσης μπορεί να γραφεί ως :

$$dE/dx = KM Z_{\text{ιοντος}}^2 / E \quad (98)$$

οπότε η ενέργεια που θα εναποτεθεί στον πολύ λεπτό ανιχνευτή ΔE πάχους α , θα είναι :

$$\Delta E = \int_0^{\alpha} (dE/dx) dx = KM Z^2 \int_0^{\alpha} dx/E = KM \alpha Z^2 / E_0 \quad (99)$$

και η ολική ενέργεια που θα εναποτεθεί στο σύστημα ανιχνευτών E , ΔE θα είναι :

$$(E + \Delta E)\Delta E = KM \alpha Z^2 \quad (100)$$

Βάσει της Σχέσης 100 (προσέγγιση λεπτού ανιχνευτή), που αποτελεί τον αλγόριθμο της ισχύος ανάσχεσης, και έχοντας μετρήσει τα μεγέθη E , ΔE μπορεί να γίνει αναγνώριση σωματιών βάσει της μάζας και του φορτίου των. Στην πράξη η προσέγγιση της Σχέσης 100 σπάνια μπορεί να επιτευχθεί και για την απάλειψη παρατηρουμένων αποκλίσεων απαιτείται η τροποποίηση της σχέσης βάσει διορθωτικών όρων όπως φαίνεται στην παρακάτω σχέση

$$(E + K_0 + K_1 \Delta E)^{K_2} \Delta E = KM \alpha Z^2 \quad (101)$$

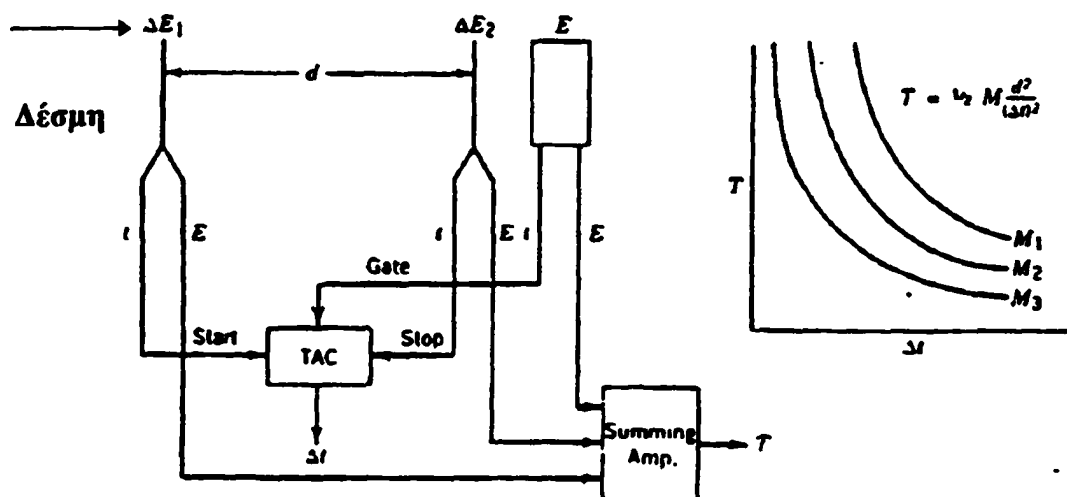
όπου K_0 , K_1 , K_2 είναι διορθωτικοί παράγοντες οι οποίοι μπορούν να προσδιοριστούν εμπειρικά. Ένας άλλος τρόπος αντιμετώπισης του προβλήματος των αποκλίσεων είναι να εκφραστεί αναλυτικά στην Σχέση 99, η ισχύς ανάσχεσης από ακριβείς υπολογισμούς. Εν συνεχεία συγκρίνεται η υπολογισμένη ενέργεια ΔE με την μετρηθείσα και ανάλογα γίνεται η ομαδοποίηση των εξερχόμενων σωματιδίων. Στο Σχήμα 66 (Ioannides et al, NIM B12(1985) 185), παρουσιάζεται μέσω



της γραφικής παράστασης (ΔE , $E_0 = E + \Delta E$), ταυτοποίηση σωματιδίων εξερχόμενων σε διάφορα κανάλια εξόδου της αντίδρασης ${}^7\text{Li} + {}^{12}\text{C}$.

Μία άλλη χρήση των τηλεσκοπίων για ταυτοποίηση σωματιδίων

Σχήμα 67 Τεχνική χρόνου πτήσης για την ταυτοποίηση σωματιδίων



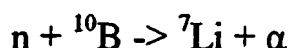
γίνεται μέσω της τεχνικής, *χρόνου πτήσεως*. Στην περίπτωση αυτή γίνεται χρήση (Σχήμα 67) δύο ανιχνευτών ΔE οι οποίοι δίνουν τα σήματα (START-STOP) για την λειτουργία μίας μονάδας TAC. Με τον τρόπο αυτό, η μονάδα TAC μετράει το χρόνο πτήσεως σωματιδίων Δt , από τον ένα ανιχνευτή ΔE στον δεύτερο ανιχνευτή ΔE και άρα γίνεται δυνατός ο προσδιορισμός της ταχύτητας των σωματιδίων (ομαλή κίνηση μέσα σε κενό). Εν συνεχεία από τον ανιχνευτή E προσδιορίζεται η ολική ενέργεια T του σωματιδίου και άρα η μάζα του. Το μειονέκτημα της δεύτερης αυτής μεθόδου είναι ότι δεν είναι δυνατός ο διαχωρισμός σωματιδίων με τον ίδιο μαζικό αριθμό αλλά διαφορετικό ατομικό αριθμό.

7.5 Φασματοσκοπία ουδετερονίων

Η βασική διαφορά φασματοσκοπίας ουδετερονίων από φορτισμένα



σωμάτια βρίσκεται στο ότι η αλληλεπίδρασή τους με την ύλη δεν προκαλεί σπινθηρισμό ή ιονισμό. Η αλληλεπίδρασή τους γίνεται μόνο μέσω της ισχυρής αλληλεπίδρασης και έτσι η μέθοδος ανίχνευσής τους γίνεται έμμεσα και στηρίζεται στη δημιουργία μιας πυρηνικής αντίδρασης. Π.χ. στους ανιχνευτές BF_3 (αναλογικούς ανιχνευτές με αέριο BF_3), τους πλέον διαδεδομένους ανιχνευτές για ανίχνευση ουδετερονίων, γίνεται χρήση της αντίδρασης



Εν συνεχεία αυτό που ανιχνεύεται είναι τα ελαφρά παράγωγα, δηλαδή τα σωματίδια α . Η αντίδραση αυτή παρουσιάζει για αργά νετρόνια (μέχρι 100 keV) υψηλή ενεργό διατομή, 3840 b, με συναρτησιακή εξάρτηση από την ταχύτητα ως, $1/v$. Η απλή αυτή εξάρτηση της ενεργού διατομής από την ταχύτητα παρουσιάζει τα κάτωθι δύο πλεονεκτήματα. α) Δεν παρουσιάζονται "εκπλήξεις" συντονισμών και η ενεργός διατομή συναρτήσει της ενέργειας μπορεί να υπολογιστεί ακριβώς β) Η ροή νετρονίων, R , με οποιαδήποτε ταχύτητα εξαρτάται μόνο από την πυκνότητα νετρονίων n ως

$$R = NCn, \quad n = \int n(v) dv \quad (102)$$

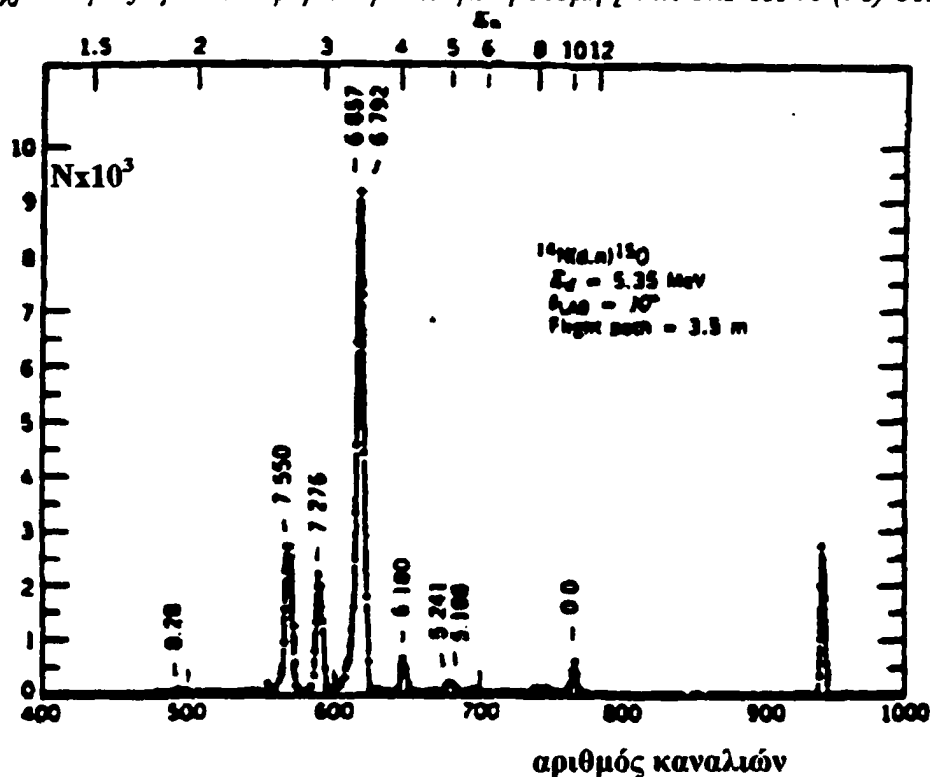
όπου N είναι ο αριθμός πυρήνων βορίου που περιέχεται στον ανιχνευτή (${}^{10}\text{B}$) και C είναι μία σταθερά που προκύπτει από το γινόμενο $C = \sigma v = C(1/v) v$.

Σε μία φασματοσκοπική μελέτη, εκτός από την απλή καταμέτρηση που μπορεί να πραγματοποιηθεί με τον παραπάνω τύπο ανιχνευτή, ενδιαφέρει επίσης ο προσδιορισμός της ενέργειας των νετρονίων. Για το σκοπό αυτό καταφεύγει κανείς σε συμπληρωματικές τεχνικές όπως αυτή του *χρόνου πτήσεως*. Η αρχή της τεχνικής είναι ανάλογη της μεθόδου που περιγράφηκε στην προηγούμενη παράγραφο. Εδώ



Σχήμα 68. Φάσμα νετρονίων με την τεχνική χρόνου πτήσεως. Αντίδραση $^{14}\text{N} (d, p)$

^{15}O . Ο χρονισμός έγινε αναφορικά με παλμική δέσμη [από N.P A140 (70) 609]



νετρόνια παράγονται σε ένα παλμό (ριπές νετρονίων) με χρήση παλμικής δέσμης (pulsed beam). Στον ενδιάμεσο χρόνο μεταξύ δύο παλμών, τα νετρόνια διασχίζουν μία γνωστή απόσταση κάποιων μέτρων και η ταχύτητα τους μπορεί να προσδιοριστεί. Στο Σχήμα 68, παρουσιάζεται ένα φάσμα νετρονίων το οποίο έχει προσδιοριστεί με την μέθοδο του χρόνου πτήσεως.

Εξάλλου άλλες τεχνικές για τον προσδιορισμό της ενέργειας θερμικών νετρονίων χρησιμοποιούν το φαινόμενο της περίθλασης ενώ για τον προσδιορισμό της ενέργειας ταχέων νετρονίων χρησιμοποιείται ευρέως η ελαστική σκέδαση νετρονίων σε ελαφρούς στόχους (K. S. Krane, Introductory Nuclear Physics)

Για ταχεία νετρόνια μπορεί να χρησιμοποιηθεί ο ανιχνευτής BF_3 , που περιγράφηκε παραπάνω. Στην περίπτωση όμως αυτή πρέπει να καλυφθεί με ένα επιβραδυντικό υλικό, όπως παραφίνη, για την μετατροπή των ταχέων ουδετερονίων σε θερμικά. Εξάλλου εκτός του ανιχνευτή BF_3 γίνεται χρήση και άλλων παρεμφερών ανιχνευτών οι οποίοι στηρίζονται στις εξής δύο αντιδράσεις α) ${}^6\text{Li} (n, \alpha)$ με ενεργό διατομή $\sigma = 940\text{b}$ και β) ${}^3\text{He} (n, p)$ με ενεργό διατομή $\sigma = 5330\text{b}$.

8. ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΗ ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ

Από τη μαθηματική επεξεργασία δεδομένων ξεχωρίζει ο προσδιορισμός του σφάλματος σε μία μέτρηση. Επίσης σημαντική θέση κατέχει η προσαρμογή των πειραματικών δεδομένων στις θεωρητικές προβλέψεις. Στις επόμενες δύο παραγράφους αναπτύσσονται συνοπτικά τα δύο αυτά θέματα.

8.1 Πειραματικές διακυμάνσεις στην Πυρηνική Φυσική

Η περιγραφή της αποδιέγερσης ασταθών πυρήνων (φυσική αστάθεια ή τεχνητή αστάθεια μέσω αντιδράσεων) μπορεί να γίνει μόνο για ένα στατιστικό σύνολο όμοιων ασταθών πυρήνων από τους οποίους ο καθένας έχει την ίδια πιθανότητα να αποδιεγερθεί μέσα στην αμέσως επόμενη μονάδα του χρόνου. Η κατανομή Poisson η οποία αποτελεί την οριακή μορφή της διωνυμικής κατανομής μπορεί να περιγράψει το στατιστικό αυτό σύνολο υπό την παρακάτω έννοια: Κάθε πυρήνας του στατιστικού συνόλου έχει τη θέση μιας δοκιμής σε μια διαδικασία (αποδιέγερση), που μπορεί να επαναληφθεί για όλους τους πυρήνες. Σε κάθε δοκιμή υπάρχει η πιθανότητα επιτυχίας λ (επιτυχία : ο πυρήνας



αποδιεγείρεται, αποτυχία : ο πυρήνας δεν αποδιεγείρεται), η οποία όμως είναι πολύ μικρή συγκριτικά με τον αριθμό των πυρήνων N του στατιστικού συνόλου του δείγματος.

Χαρακτηριστικό αποτέλεσμα της περιγραφής του στατιστικού συνόλου με την κατανομή Poisson είναι ότι η διακύμανση σε μετρήσεις ραδιενέργειας εξαρτάται από τη μέση τιμή ως

$$\sigma^2 = \mu \quad (103)$$

και άρα η τυπική απόκλιση του πειράματος είναι $\sigma = \sqrt{N}$ όπου N είναι ο αριθμός των αποδιεγέρσεων σε χρόνο T .

Η κατανομή Poisson δεν είναι κατ' ανάγκη μια συμμετρική κατανομή. Όμως για μεγάλα μ γίνεται περισσότερο συμμετρική και πλησιάζει τη μορφή κατανομής Gauss. Η κατανομή Gauss χρησιμοποιείται συνήθως αντί της Poisson σε διάφορα προβλήματα Πυρηνικής, διότι είναι συνεχής και ως εκ τούτου διευκολύνει τους διάφορους υπολογισμούς. Χαρακτηριστικό μέγεθος της κατανομής Gauss, είναι το πλάτος στο μισό ύψος της κατανομής, FWHM, που σχετίζεται με την τυπική απόκλιση ως $\text{FWHM} = 2.35\sigma$.

Συμπερασματικά το σφάλμα σε μια μέτρηση ραδιενέργειας δίνεται με την τυπική απόκλιση σ από την τιμή N (μέση τιμή), με την έννοια ότι η επανάληψη του πειράματος μπορεί να δώσει μία νέα τιμή N' η οποία έχει πιθανότητα 68% να βρεθεί στο διάστημα $N \pm \sigma$ και πιθανότητα 95% στο διάστημα $N \pm 2\sigma$. Κλείνοντας την παράγραφο αυτή θα πρέπει να τονίσουμε ότι το σφάλμα σ αποτελεί το τυχαίο σφάλμα και μπορεί να γίνει πολύ μικρό όσο το N γίνεται μεγαλύτερο (μεγαλύτερος χρόνος μέτρησης). Εντούτοις όπως σε όλες τις μετρήσεις έτσι και στις μετρήσεις της Πυρηνικής Φυσικής, υπεισέρχονται και τα συστηματικά σφάλματα, τα οποία προέρχονται από τον τρόπο και τον τύπο της μέτρησης. Τα σφάλματα αυτά είναι συνήθως ανεξάρτητα από



τον χρόνο μέτρησης.

8.2 Προσαρμογή πειραματικών δεδομένων σε θεωρητικές προβλέψεις

Πολλές φορές στην Πυρηνική Φυσική για να περιγράψουμε ένα μέγεθος χρησιμοποιούμε ημειμπειρικά μοντέλα. Στα μοντέλα αυτά υπεισέρχονται διάφοροι παράμετροι οι οποίοι πρέπει να προσδιοριστούν μέσα από το πείραμα. Είναι τότε απαραίτητο ένα μέτρο για τη σύγκριση πειραματικών αποτελεσμάτων και θεωρητικών προβλέψεων.

Η πλέον διαδεδομένη μέθοδος για το σκοπό αυτό είναι η μέθοδος των ελαχίστων τετραγώνων η οποία στηρίζεται στην κατανομή χ^2 και στην οποία συγκρίνονται οι πειραματικές τιμές y_i με την θεωρητική πρόβλεψη $f(x_i, \alpha_j)$ για διάφορες τιμές των παραμέτρων α_j . Οι καλλίτερες τιμές των παραμέτρων είναι εκείνες για τις οποίες το παρακάτω άθροισμα, γίνεται ελάχιστο.

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left[\frac{y_i - f(x_i, \alpha_j)}{\sigma_i} \right]^2 \quad (104)$$

Στη Σχέση 104, υποθέτουμε ότι για κάθε μέγεθος x_i γίνεται μία μέτρηση i με σφάλμα σ_i . Εάν και το μέγεθος x_i έχει σφάλμα συγκρίσιμο με το y_i τότε ο παρανομαστής της σχέσης (104) αλλάζει σε

$$\sigma_i^2 = \sigma_{y_i}^2 + (\partial f / \partial x_i)^2 \sigma_{x_i}^2 \quad (105)$$

Για τον προσδιορισμό των παραμέτρων α_j πρέπει να λυθεί το σύστημα των εξισώσεων $\partial \chi^2 / \partial \alpha_j = 0$. Η λύση του συστήματος εξαρτάται από το είδος της συνάρτησης $f(x)$. Μία αναλυτική λύση του συστήματος



μπορεί να γίνει π.χ. σε περίπτωση γραμμικής συνάρτησης. Στην απλούστερη περίπτωση μίας ευθείας γραμμής, $f(x) = ax + b$, μπορεί εύκολα ναδειχθεί ότι

$$a = \frac{EB - CA}{DB - A^2} \quad b = \frac{DC - EA}{DB - A^2} \quad (106)$$

$$\sigma^2(a) = \frac{B}{BD - A^2}, \quad \sigma^2(b) = \frac{D}{BD - A^2}, \quad \text{cov}(a, b) = \frac{-A}{BD - A^2} \quad (107)$$

με

$$A = \sum \frac{x_i}{\sigma_i^2} \quad B = \sum \frac{1}{\sigma_i^2} \quad C = \sum \frac{y_i}{\sigma_i^2} \quad (108)$$

$$D = \sum \frac{x_i^2}{\sigma_i^2} \quad E = \sum \frac{x_i y_i}{\sigma_i^2} \quad F = \sum \frac{y_i^2}{\sigma_i^2} \quad (109)$$

Σε περίπτωση μη γραμμικής συνάρτησης $f(x)$, η λύση μπορεί να γίνει αριθμητικά σχηματίζοντας αναλυτικό "χάρτη τιμών" της $f(x)$ για διάφορους συνδυασμούς τιμών των παραμέτρων a_j . Από το χάρτη αυτό επιλέγεται η τιμή της $f(x)$ που καθιστά ελάχιστη την κατανομή της παράσταση (103) ή καθιστά την τιμή της ανοιγμένης συνάρτησης χ^2 ίση με την μονάδα. Η ανοιγμένη συνάρτηση χ^2 (χ^2/v) προκύπτει από την συνάρτηση χ^2 (σχέση 103) αφού την διαιρέσουμε με το βαθμό ελευθερίας του συστήματος, v . Βέβαια η προσαρμογή των πειραματικών δεδομένων προς τις θεωρητικές προβλέψεις, δεν είναι πάντα άριστη. Τότε η ανοιγμένη τιμή της συνάρτησης χ^2 , μπορεί να



απέχει πολύ από την μονάδα. Στις περιπτώσεις αυτές ως μέτρο σύγκρισης θεωρούμε την πιθανότητα που παρουσιάζεται σε μία νέα σειρά μετρήσεων να υπερβούμε την κατανομή χ^2 . Η πιθανότητα αυτή δίνεται από την παρακάτω συνάρτηση

$$P_x(x^2, \nu) = \frac{1}{2^{\nu/2} \Gamma(\nu/2)} \int_{x^2}^{\infty} (x^2)^{1/2(\nu-2)} e^{-x^2/2} d(x^2) \quad (110)$$

τιμές της οποίας μπορεί να βρει κανείς στο βιβλίο, *Data Reduction and Error Analysis, for the Physical Sciences*, P. R. Bevington.

Για τον προσδιορισμό του σφάλματος στις παραμέτρους a_j πρέπει να σχηματιστεί ο πίνακας V

$$(V^{-1})_i = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 S}{\partial a_i \partial a_j} \Big|_{\min} \quad (111)$$

Μπορεί ναδειχθεί ότι τα διαγώνια στοιχεία του V είναι οι αποκλίσεις για τις τιμές a_j , ενώ στοιχεία εκτός διαγωνίου αποτελούν τις συναποκλίσεις μεταξύ a_i, a_j

$$V = \begin{vmatrix} \sigma_1^2 & cov(1,2) & cov(1,3) & \dots \\ \cdot & \sigma_2^2 & cov(2,3) & \dots \\ \cdot & \cdot & \sigma_3^2 & \dots \\ \cdot & \cdot & \cdot & \dots \end{vmatrix} \quad (112)$$

Ο λόγος, $\rho = cov(x,y)/\sigma_x \sigma_y$, ονομάζεται συντελεστής συσχετισμού (correlation coefficient) και εκτιμά το συσχετισμό μεταξύ των παραμέτρων.

Σε περίπτωση γραμμικού συσχετισμού αναμένεται το ρ να



πλησιάζει τη μονάδα (± 1). Εάν βρεθεί το ρ ίσο με το μηδέν τότε εκτιμάται ότι δεν υπάρχει γραμμική συσχέτιση μεταξύ των παραμέτρων. Για ενδιάμεσες τιμές του ρ , η πιθανότητα να βρεθούν σε μία νέα μέτρηση οι παράμετροι μη συσχετισμένοι δίνεται από την παρακάτω συνάρτηση

$$P_C(\rho, N) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma[(\nu+1)/2]}{\Gamma(\nu/2)} \int_{|\rho|}^1 (1-x^2)^{1/2(\nu-2)} dx, \nu = N-2 \quad (112)$$

τιμές της οποίας μπορεί να βρει κανείς στο βιβλίο *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, P. R. Bevington.



9. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΜΕΘΟΔΟΙ

Στα προηγούμενα κεφάλαια έγινε προσπάθεια παρουσίασης

α) των τρόπων (πυρηνική αστάθεια-πυρηνικές αντιδράσεις επιταχυντές) με τους οποίους είναι δυνατόν να δημιουργήσουμε πυρήνες σε συγκεκριμένες καταστάσεις που παρουσιάζουν ερευνητικό ενδιαφέρον.

β) των τεχνικών (ανιχνευτές-ηλεκτρονικές μονάδες) μέσω των οποίων ο πειραματιστής θα επιτύχει τη συλλογή των πειραματικών του δεδομένων.

γ) των μεθόδων της άμεσης ανάλυσης των δεδομένων.

Η παραπάνω μεθοδολογία αποτελεί την βάση για την ανάπτυξη πειραματικών μεθόδων με σκοπό α) τον προσδιορισμό της πυρηνικής δομής μέσω των πυρηνικών ιδιοτήτων και β) τον προσδιορισμό του πυρηνικού δυναμικού. Παρακάτω ως παράδειγμα, παρατίθενται εν συντομία μερικές πειραματικές μέθοδοι, που οδηγούν στον προσδιορισμό ιδιοτήτων όπως το σπιν, τη μαγνητική ροπή και τον χρόνο ζωής. Εν συνεχεία δίνονται μερικά στοιχεία για μελέτη του πυρηνικού δυναμικού μέσω ελαστικής σκέδασης. Επίσης δίνεται και ένα παράδειγμα αντιδράσεων σύντηξης με σκοπό τον προσδιορισμό του πυρηνικού δυναμικού, περίπτωση που δεν εφαρμόζεται ευρέως αλλά που αποτελεί απλή εφαρμογή, κατάλληλη για τον εκπαιδευτικό χαρακτήρα αυτού του βιβλίου.

9.1 Μετρήσεις γωνιακών κατανομών-συσχετίσεων ακτινοβολίας γ

Ανάλογα με το αν η ακτινοβολία γ είναι αποτέλεσμα ταλάντωσης φορτίου ή ρεύματος διακρίνουμε την εκπομπή ακτίνων γ σε εκπομπή



μέσω ηλεκτρικών πολυπόλων, EL, και σε εκπομπή μέσω μαγνητικών πολυπόλων, ML (ανάπτυξη του δημιουργούμενου χρονικά μεταβλητού πεδίου, σε 2^L μαγνητικά ή ηλεκτρικά πολύπολα). Στον ανωτέρω συμβολισμό των πολυπόλων, E σημαίνει ότι το πολύπολο είναι ηλεκτρικό, M ότι το πολύπολο είναι μαγνητικό, ενώ με L συμβολίζεται η στροφορμή που μεταφέρει η ακτινοβολία γ.

Οι κανόνες επιλογής που διέπουν την ακτινοβολία γ δίνονται από τις παρακάτω σχέσεις

$$EL: J_i - J_f = L \quad \Delta\pi = (-1)^L \quad (113)$$

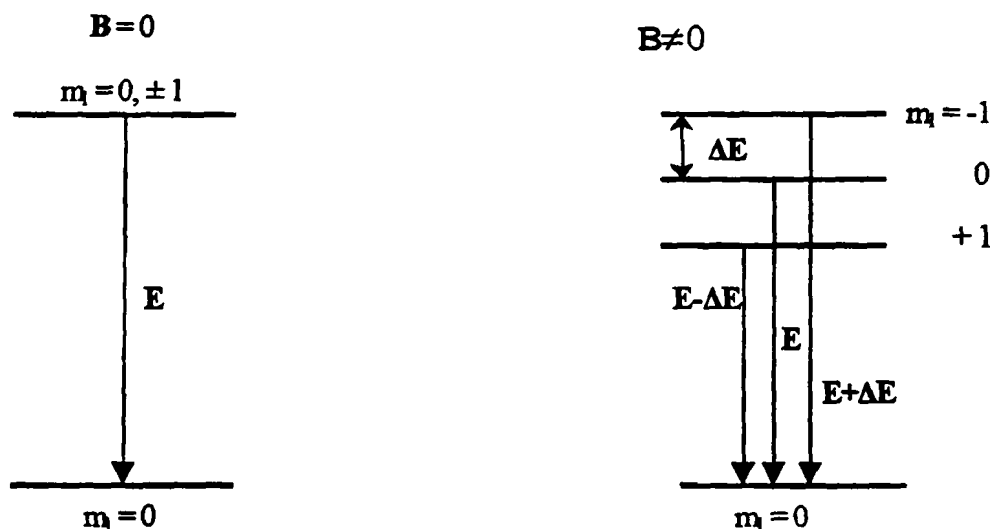
$$ML: J_i - J_f = L \quad \Delta\pi = (-1)^{L-1} \quad (114)$$

Από τις εξισώσεις αυτές είναι εμφανές ότι, κυρίαρχο ρόλο στην επιτρεπτότητα της αποδιέγερσης παίζει η διατήρηση της στροφορμής, κατά την μετάβαση από μία κατάσταση με σπίν, J_i , σε μία τελική κατάσταση με σπιν, J_f και η μεταβολή της πάριτυ (συμμετρία $r \rightarrow -r$) με την παρακάτω έννοια. Εάν η στροφορμή που μεταφέρει το φωτόνιο είναι περιττή, για να πραγματοποιηθεί ηλεκτρική μετάβαση πρέπει η μεταβολή στη συμμετρία της αρχικής και τελικής κατάστασης να είναι περιττή, ενώ για να πραγματοποιηθεί μαγνητική μετάβαση η μεταβολή στην συμμετρία πρέπει να είναι άρτια. Το τελευταίο είναι φυσικό επακόλουθο του γεγονότος ότι πεδία ηλεκτρικών και μαγνητικών πολυπόλων έχουν αντίθετες συμμετρίες. Π.χ για ένα ηλεκτρικό δίπολο ο μετασχηματισμός $r \rightarrow -r$ οδηγεί στον μετασχηματισμό του μαγνητικού του πεδίου ως $B(r) \rightarrow -B(-r)$, ενώ για το μαγνητικό δίπολο έχουμε $B(r) \rightarrow B(-r)$. Το οποίο σημαίνει ότι η ακτινοβολία του ηλεκτρικού διπόλου (2^L , $L=1$) έχει περιττή πάριτυ, ενώ η ακτινοβολία του μαγνητικού διπόλου έχει άρτια πάριτυ (Σχέσεις 113-114).

Γιά τον προσδιορισμό του σπίν και της συμμετρίας μίας



Σχήμα 69 Άρση εκφυλισμού με εφαρμογή μαγνητικού πεδίου



πυρηνικής κατάστασης και κατ' αντιστοιχία της τάξης (L) και του τύπου πολυπόλου (EL , ML) της αποδιεγείρουσας ακτινοβολίας γ , γίνεται χρήση μετρήσεων *γωνιακών κατανομών* (συλλογή απλών φασμάτων γ σε διάφορες γωνίες θ_i) ή *γωνιακών συσχετίσεων* (συλλογή φασμάτων σύμπτωσης γ - γ ή σωμάτιο $-\gamma$ σε διάφορες γωνίες θ_i).

Εν γένει η ακτινοβολία γ που εκπέμπεται, σε συνηθισμένες συνθήκες (τυχαία κατανομή πυρήνων), από μία ομάδα πυρήνων είναι ισοτροπική. Αυτό σημαίνει ότι, εάν τοποθετήσουμε ένα μετρητή σε διάφορες γωνίες θ_i γύρω από την πηγή ακτινοβολίας γ θα μετρήσουμε τον ίδιο αριθμό φωτονίων σε κάθε γωνία (μέτρηση σταθερής γωνιακής κατανομής).

Εν συνεχεία ας τοποθετήσουμε το πυρηνικό μας σύστημα μέσα σε ένα μαγνητικό πεδίο. Αυτό που θα συμβεί είναι ως γνωστόν άρση του εκφυλισμού για καταστάσεις με διαφορετικό μαγνητικό αριθμό. Π.χ. στο Σχήμα 69, φαίνεται η μετάβαση από μία κατάσταση με σπιν $J_i=1$ και $m_i=0, \pm 1$, σε μία κατάσταση με σπιν $J_f=0$ και $m_f=0$, μέ πεδίο και χωρίς πεδίο. Χωρίς την επίδραση του μαγνητικού πεδίου μόνο μία



μετάβαση, $(1 \rightarrow 0)$, μπορεί να πραγματοποιηθεί. Η ακτινοβολία που εκπέμπεται κατά την μετάβαση είναι η χαρακτηριστική ακτινοβολία ενός ταλαντούμενου διπόλου, και παρουσιάζει γωνιακή κατανομή ίση προς : $\sin^2\theta$ (θ : γωνία ως προς τον άξονα z). Με την επίδραση του πεδίου η αρχική κατάσταση σπάει σε τρεις μαγνητικές υποκαταστάσεις. Κάθε υποκατάσταση, διαθέτει τον ίδιο πληθυσμό και άρα μπορούν να πραγματοποιηθούν τρεις μεταβάσεις με την ίδια ένταση, $[(j=1, m=+1) \rightarrow (j=0, m=0)]$, $[(j=1, m=0) \rightarrow (j=0, m=0)]$, $[(j=1, m=-1) \rightarrow (j=0, m=0)]$. Οι μεταβάσεις αυτές θα εμφανιστούν σε ένα φάσμα γ , ως τρεις κορυφές με ενέργειες $E_0 - \Delta E$, E_0 και $E_0 + \Delta E$, εφόσον είναι παρατηρήσιμος ο ενεργειακός διαχωρισμός ΔE . Στην υποθετική αυτή περίπτωση, ολοκληρώνοντας τα γεγονότα κάθε κορυφής, $N(\theta)$, μπορούμε να προσδιορίσουμε την γωνιακή κατανομή, $W(\theta)=N(\theta)$, κάθε μετάβασης. Οι γωνιακές κατανομές που αναμαίνονται είναι

$$W(\theta) = \frac{1}{2} (1 + \cos^2\theta) \quad m = +1 \rightarrow 0 \quad (115)$$

$$W(\theta) = (\sin^2\theta) \quad m = 0 \rightarrow 0 \quad (116)$$

$$W(\theta) = \frac{1}{2} (1 + \cos^2\theta) \quad m = -1 \rightarrow 0 \quad (117)$$

Εδώ θα πρέπει να διευκρινιστεί, ότι σήμερα οι πλέον σύγχρονοι ανιχνευτές ακτίνων γ , οι ανιχνευτές Ge, διαθέτουν διακριτική ικανότητα της τάξης των ~ 1 . keV με ~ 2 .keV. Η διαφορά όμως ΔE που χαρακτηρίζει τέτοιες πυρηνικές καταστάσεις είναι πολύ μικρή, της τάξης των 10^{-6} eV, και άρα δεν είναι πειραματικά παρατηρήσιμη. Επομένως ένα πραγματικό φάσμα γ θα παρουσιάζει μία κορυφή, η οποία θα προκύπτει από συνεισφορά τριών μεταβάσεων, και άρα θα παρουσιάζει γωνιακή κατανομή ίση προς



$$W(\theta) \propto \frac{1}{3} \left[\frac{1}{2}(1 + \cos^2 \theta) \right] + \frac{1}{3}(\sin^2 \theta) + \frac{1}{3} \left[\frac{1}{2}(1 + \cos^2 \theta) \right] = \text{σταθ.} \quad (118)$$

δηλαδή θα παρουσιάζει μία σταθερή γωνιακή κατανομή.

Εάν τώρα καταφέρουμε με εξωτερική παρέμβαση, να δημιουργήσουμε άνισους πληθυσμούς για τις τρεις μαγνητικές καταστάσεις, τότε κάθε όρος στην Σχέση (118), θα πολλαπλασιάζεται με διαφορετικό συντελεστή και θα είναι δυνατή η παρατήρηση ανισότροπης γωνιακής κατανομής.

Δύο κυρίως τρόποι υπάρχουν για πληθυσμιακή αλλαγή : (α) *Πυρηνικός προσανατολισμός χαμηλής θερμοκρασίας* (low - temperature, nuclear orientation) (β) *πυρηνικός προσανατολισμός με μεθόδους σύμπτωσης*.

Στην περίπτωση (α) το δείγμα τοποθετείται σε ισχυρό μαγνητικό πεδίο και ψύχεται σε πολύ χαμηλή θερμοκρασία. Το ισχυρό πεδίο δημιουργεί υποκαταστάσεις με ενεργειακή διαφορά $\Delta E \sim 10^{-6}$ eV και πληθυσμό για κάθε υποκατάσταση που μπορεί να περιγραφεί από την κατανομή Boltzman ως

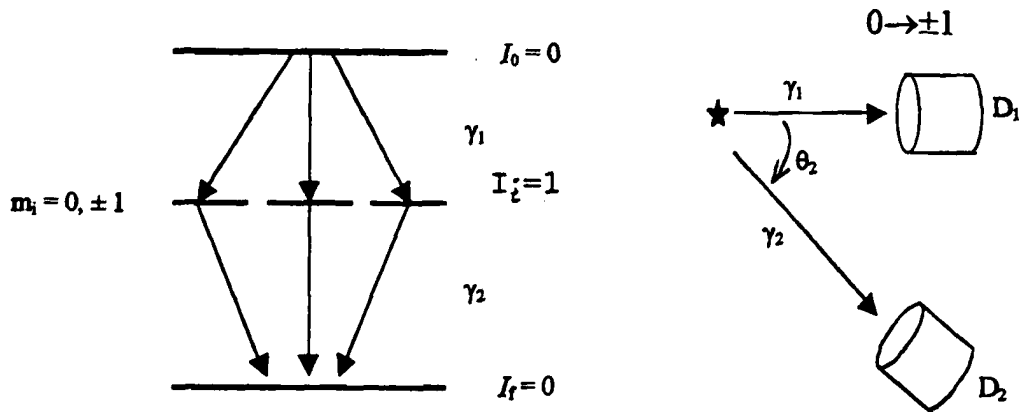
$$p(m_j) \propto e^{-m_j(\Delta E / kT)} \quad (119)$$

Εν συνεχεία εάν η ψύξη είναι της τάξης του $T=0.01$ K (ψύξη με ήλιο), τότε $\Delta E \sim kT$, και το εκθετικό στην σχέση 119, είναι διάφορο της μονάδας. Αυτό έχει ως συνέπεια την δημιουργία άνισων πληθυσμών.

Στην περίπτωση β), υπάγονται κυρίως δύο κατηγορίες. Η μία εξ αυτών περιγράφεται στο Σχήμα 70 όπου έχουμε δύο τριπλές διαδοχικές μεταπτώσεις (καταρράκτη μεταπτώσεων). Η αρχική κατάσταση με σπίν 0, αποδιηγείται σε μία τελική πάλι με σπιν 0 περνώντας όμως ενδιάμεσα από μία κατάσταση με σπίν 1. Η ενδιάμεση αυτή κατάσταση αποτελείται από τρεις υποκαταστάσεις με μαγνητικούς αριθμούς $m_j = 1, 0, -1$.



Σχήμα 70 Καταρράκτης ακτίνων γ $0 \rightarrow 1 \rightarrow 0$. Μέτρηση γωνιακής κατανομής της γ_2 ως προς την γ_1



1, 0, +1, με αποτέλεσμα οι ακτίνες γ_1, γ_2 των κλάδων $0 \rightarrow 1$ και $1 \rightarrow 0$ να είναι συνεισφορά τριών μη διακριτών ενεργειακά μεταβάσεων. Ας υποθέσουμε τώρα ότι διαθέτουμε δύο ανιχνευτές ακτίνων γ , D1 και D2. Οι ανιχνευτές βρίσκονται υπο γωνία θ_2 και έστω ότι μετρούν ο μεν D1 την ακτίνα γ_1 , ο δε ανιχνευτής D2 την ακτίνα γ_2 . Αν θεωρήσουμε τώρα ότι μπορούμε να επιλέξουμε ως άξονα κβαντισμού z, τον άξονα πηγής-ανιχνευτής D1, τότε η γωνιακή συσχέτιση που θα παρατηρήσουμε για την ακτίνα γ_1 , θα εμπεριέχει μόνο τους δύο τετραπολικούς όρους $1/2 (1 + \cos^2 \theta_1)$ για $m=0 \rightarrow \pm 1$. Ο όρος $\sin^2 \theta_1$ που προέρχεται από τον κλάδο $m=0 \rightarrow 0$ θα απουσιάζει διότι $\theta_1 = 0$. Εάν τώρα από τις ακτίνες γ_2 ανιχνεύσουμε αυτές που έπονται της γ_1 ¹ και εκπέμπονται σε γωνία θ_2 , τότε οι ακτίνες αυτές θα αντιπροσωπεύουν πληθυσμό μόνο των υποκαταστάσεων $m=\pm 1$ (σύμφωνα με τα ανωτέρω η κατάσταση $m=0$

¹ Η επιλογή των γ_2 ως προς τις γ_1 μπορεί να γίνει με μεθόδους σύμπτωσης γ - γ . Έτσι μας δίνεται η ευκαιρία να ανιχνεύσουμε ακτίνες γ_2 που έπονται των γ_1 και συγχρόνως επιλέγουμε ως άξονα αναφοράς την διεύθυνση πρόσπτωσης της δέσμης (άξονας z).

δεν τροφοδοτείται) και η γωνιακή συσχέτιση θα δίνεται ως

$$W(\theta_2) \propto \frac{1}{2} \left[\frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta_2) \right] + 0 (\sin^2 \theta_2) + \frac{1}{2} \left[\frac{1}{2} (1 + \cos^2 \theta_2) \right] \propto 1 + \cos^2 \theta_2 \quad (120)$$

Δηλαδή η κατανομή θα είναι ανισότροπη.

Ενας άλλος τρόπος επίτευξης πυρηνικού προσανατολισμού, με σκοπό την παρατήρηση ανισότροπης κατανομής περιγράφεται στο Σχήμα 73 (κεφάλαιο 9.2.) Εδώ ο πυρήνας δημιουργείται με διέγερση Coulomb, $a + A \rightarrow A^* + a$, και ο οπισθοσκεδαζόμενος ελαφρύς πυρήνας ανιχνεύεται σε 180° , σε ανιχνευτή με οπή. Οι ακτίνες γ οι οποίες αποδιεγείρουν καταστάσεις του πυρήνα A^* , ανιχνεύονται σε σύμπτωση με τα οπισθοσκεδαζόμενα σωματία (μέθοδος σύμπτωσης γ -σωμάτιο) εξασφαλίζοντας κυλινδρική συμμετρία στο σύστημα. Αναλυτικότερα, με την περιοριστική συνθήκη της σύμπτωσης, η διεύθυνση εισερχομένων και εξερχομένων σωματίων είναι η ίδια (διεύθυνση δέσμης, z) και η προβολή της στροφορμής τους μηδέν (στροφορμή κάθετη στο επίπεδο δέσμης ανιχνευτής). Επακόλουθο της μηδενικής προβολής στροφορμής είναι ότι οι πληθυσμοί των μαγνητικών υποκαταστάσεων της διεγερμένης υπό μελέτη κατάστασης, περιορίζονται από τα σπιν του πυρήνα στόχου και των εισερχομένων και εξερχομένων σωματίων, a και A . Δίνεται δε από την σχέση

$$\left| M_{I(A^*)} \right| \leq I_A + I_a + I_a \quad (121)$$

Εάν π.χ. το σπιν των πυρήνων του στόχου είναι μηδέν, $I_A=0$, και το σπιν εισερχομένων και εξερχομένων σωματίων είναι επίσης μηδέν, $I_a=0$ (εισερχ.), $I_a=0$ (εξερχ.), τότε η μόνη υποκατάσταση η οποία τροφοδοτείται στον δημιουργούμενο πυρήνα A^* , είναι η υποκατάσταση με $M=0$. Εάν στην ανωτέρω περίπτωση το σπιν των εισερχομένων εξερχομένων σωματίων παραμένει μηδέν αλλά το σπιν των πυρήνων του στόχου είναι, $I=1/2$ τότε οι μόνες υποκαταστάσεις που



τροφοδοτούνται είναι οι $M = \pm 1/2$ κ.ο.κ. Με άλλα λόγια οι πυρήνες που δημιουργούμε είναι ευθυγραμμισμένοι.

Εξάλλου πριν κλείσουμε αυτή την παράγραφο ονομαστικά θα μπορούσαμε να αναφερθούμε α) στις αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα και ιδιαίτερα στις αντιδράσεις τήξεως (HI, np..γ) στις οποίες χωρίς μεθόδους σύμπτωσης παρουσιάζονται ανισότροπες κατανομές των γ, λόγω της ανάκρουσης του βαριού πυρήνα σχεδόν σε παράλληλη διεύθυνση ως προς την δέσμη, και β) στην μέθοδο προσανατολισμού σπιν με χρήση στόχων υπό γωνία (tilted foils, method).

Κατά κύριο λόγο μέχρι τώρα αναφερθήκαμε σε γωνιακές κατανομές ακτινοβολίας γ, που προέρχεται από την ταλάντωση ενός μαγνητικού ή ηλεκτρικού διπόλου (σχέσεις 115-120). Η γενική μορφή όμως που παρουσιάζει μία γωνιακή κατανομή δίνεται παρακάτω

$$W(\theta) = A_0 P_0(\cos\theta) + A_2 P_2(\cos\theta) + A_4 P_4(\cos\theta) \quad (122)$$

όπου $P(\cos\theta)$, είναι τα πολυώνυμα Legendre - απλές συναρτήσεις του $\cos\theta$ - ενώ οι ποσότητες A_i είναι συναρτήσεις των σπιν I_i , I_f της αρχικής και τελικής κατάστασης και της στροφορμής L που μεταφέρεται από τα φωτόνια. Επίσης εξαρτώνται και από τον λόγο επίμιξης δ ηλεκτρικών και μαγνητικών πολυπόλων (το ποσοστό ηλεκτρικής ακτινοβολίας είναι $\delta^2/(1+\delta^2)$, ενώ το ποσοστό μαγνητικής ακτινοβολίας είναι $1/(1+\delta^2)$).

Σε μία προσαρμογή πειραματικών αποτελεσμάτων με την Σχέση 122 (κύτταξε παράγραφο 12.2), τα A_i θεωρούνται ως ελεύθεροι παράμετροι και ο προσδιορισμός τους μπορεί να οδηγήσει εν συνεχεία στα σπιν I_i , I_f και στον λόγο επίμιξης δ . Πολλές φορές ο προσδιορισμός I_i , I_f και δ δεν μπορεί να γίνει μονοσήμαντα. Τότε καταφεύγει κανείς σε συμπληρωματικές μετρήσεις είτε τριπλών γωνιακών συσχετίσεων (σωματιο-γ-γ), είτε γωνιακών συσχετίσεων γραμμικής πόλωσης (linear polarization distribution) για τον



προσδιορισμό του τύπου της ακτινοβολίας (ηλεκτρική ή μαγνητική). Στις γωνιακές αυτές κατανομές γίνονται μετρήσεις με σκεδαζόμενα φωτόνια κατά Compton τα οποία παρουσιάζουν εξάρτηση ως προς την πόλωση του ηλεκτρικού πεδίου E που μεταφέρουν (προσδιορισμός E και διεύθυνσης μετάδοσης r).

Μία αναλυτική παρουσίαση της θεωρίας γωνιακών κατανομών με υπολογισμούς για αναμενόμενες τιμές των ποσοτήτων A , μπορεί να βρεί κανείς στα άρθρα : H.J. Rose and D.M. Brink, Rev. Mod. Phys. 39(1967)306 και T. Yamazaki, N. D. (1967)1.

9.2 Χρόνοι ζωής

Μία σταθερή πυρηνική κατάσταση (stationary state) μπορεί να ζεί για άπειρο χρόνο, $\Delta t \rightarrow \infty$ Τότε από τον νόμο του Heisenberg, μπορούμε να συμπεράνουμε ότι η κατάσταση αυτή παρουσιάζει μηδέν ενεργειακή ασάφεια, $\Delta E = 0$. Αντίθετα η ενέργεια μίας ασταθούς κατάστασης παρουσιάζει και ενεργειακή ασάφεια, γνωστή ως ενεργειακό εύρος Γ (energy width), και ένα μέσο χρόνο ζωής τ , μέχρι να αποδιεγερθεί σε χαμηλότερες ενεργειακές καταστάσεις. Ο χρόνος αυτός προσδιορίζεται από τον νόμο του Heisenberg ως

$$\tau \approx \frac{\hbar}{\Gamma} \quad (123)$$

και εν συνεχεία η πιθανότητα αποδιέγερσης λ , μπορεί να προσδιοριστεί ως $\lambda = 1/\tau$.

Ο μέσος χρόνος ζωής (ή η πιθανότητα αποδιέγερσης) συνδέεται άμεσα με τις κυματοσυναρτήσεις της αρχικής κατάστασης, που βρίσκεται αρχικά το πυρηνικό σύστημα και της τελικής κατάστασης που καταλήγει το



σύστημα μετά την αποδιέγερση (κοίταξε π.χ στο βιβλίο Πυρηνική Φυσική, τόμος Ι, Π.Α. Ασημακόπουλος). Επομένως ο πειραματικός προσδιορισμός του μέσου χρόνου ζωής, όπως και ο προσδιορισμός άλλων πυρηνικών ιδιοτήτων, αποτελεί ένα χρήσιμο πλαίσιο μέσα στο οποίο μπορεί να επαληθευθεί ένα πυρηνικό μοντέλο.

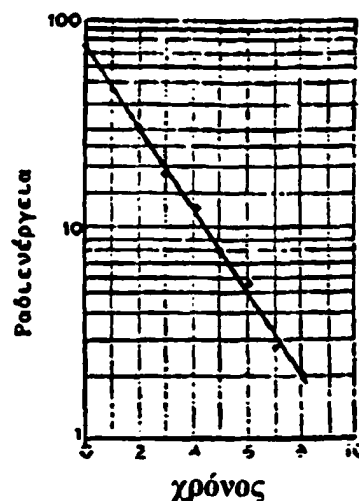
Η μέθοδος που ακολουθείται για τη μέτρηση του χρόνου ζωής της κατάστασης ενός πυρήνα εξαρτάται από τη διάρκεια του.

Για χρόνους ζωής της τάξης των λεπτών ή και ωρών είναι εύκολο να παρακολουθήσει κανείς στο εργαστήριο την μεταβολή στην ραδιενέργεια ενός δείγματος, $|\Delta N| = N(t) - N(t + \Delta t) = N_0 e^{-\lambda t} (1 - e^{-\lambda \Delta t})$, για ένα χρονικό διάστημα Δt , το οποίο όμως πρέπει να είναι πολύ μικρότερο από τον χρόνο ζωής του δείγματος. Τότε $|\Delta N| = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \Delta t$ ή $|dN/dt| = \lambda N_0 e^{-\lambda t}$ και ο προσδιορισμός της συναρτησιακής εξάρτησης του λογαρίθμου της ραδιενέργειας ως προς τον χρόνο t , μπορεί εύκολα να οδηγήσει στον χρόνο ζωής μέσω της σχέσης

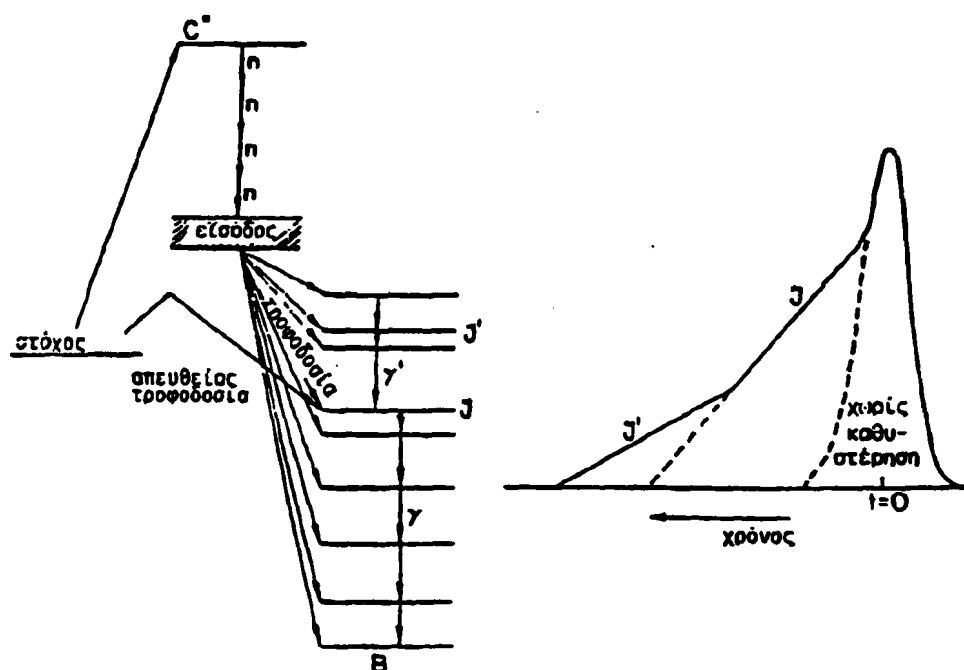
$$\ln R(t) = C - \frac{t}{\tau} \quad (124)$$

όπου $R(t) = |dN/dt|$ είναι η ραδιενέργεια του δείγματος σε χρόνο t και $C = \ln(\lambda N_0)$ είναι ο λογάριθμος της αρχικής ραδιενέργειας σε χρόνο $t_0 = 0$. Η κλίση της ευθείας που αποδίδει η εξίσωση 124 και περιγράφεται στο Σχήμα 71, δίνει τον χρόνο ζωής.

Σχήμα 71 Προσδιορισμός χρόνου ζωής



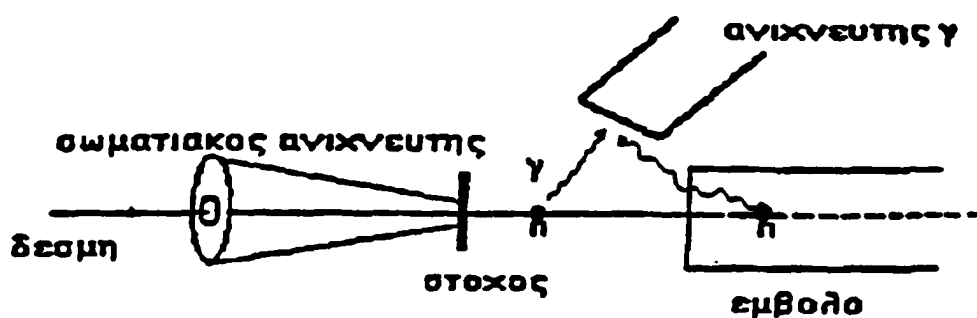
Σχήμα 72. Προσδιορισμός χρόνου ζωής με ηλεκτρονικές μεθόδους. Αριστερά διακρίνεται ο τρόπος διέγερσης των ισομερών καταστάσεων J, J' απευθείας και μέσω σύνθετου πυρήνα. Δεξιά δίνεται το φάσμα TAC όπου διακρίνονται το φάσμα χωρίς καθυστέρηση (απευθείας τροφοδοσία), φάσμα με καθυστέρηση (τροφοδοσία από J και κάτω), φάσμα με διπλή καθυστέρηση (τροφοδοσία J μέσω κατάστασης J') [από Jiri and deVoight, "gamma ray and electron spectroscopy"]



Γιά μεγαλύτερους χρόνους ζωής, όπου η μεταβολή της ραδιενέργειας σε χρόνο Δt είναι ανεπαίσθητη, μπορεί να χρησιμοποιήσει κανείς την ειδική ραδιενέργεια του δείγματος (ραδιενέργεια/μάζα). Τότε μπορούμε να γράψουμε κατευθείαν για την ραδιενέργεια, $R(t) = \lambda N = 1/\tau (m/A) A_0$, όπου m είναι η μάζα του δείγματος, A είναι το ατομικό βάρος και A_0 είναι ο αριθμός του Avogadro.

Γιά μικρότερους χρόνους ζωής οι μέθοδοι μέτρησης είναι πιο πολύπλοκοι, και θα αναφερθούμε σε τρεις που είναι και οι

Σχήμα 73 Μέθοδος μεταβλητών αποστάσεων



περισσότερο ουσιαστικές κατηγορίες. Για χρόνους ζωής από μερικά δευτερόλεπτα μέχρι και την περιοχή των nano-δευτερολέπτων, εφαρμόζονται **ηλεκτρονικοί μέθοδοι** (μέθοδοι χρονισμού). Για περιοχές από nano-δευτερόλεπτα έως pico-δευτερόλεπτα εφαρμόζεται η **τεχνική μεταβλητών αποστάσεων με χρήση εμβόλου**, η οποία στηρίζεται στο φαινόμενο Doppler (Recoil distance technique with plunger). Τέλος για χρόνους ζωής μέχρι και μερικά femto-δευτερόλεπτα εφαρμόζεται η **μέθοδος Απόσβεσης**, η οποία επίσης στηρίζεται στο φαινόμενο Doppler (DSAM - Doppler shift attenuation method). Παρακάτω θα περιγραφούν περιληπτικά οι τρεις αυτοί μέθοδοι.

9.2.1 Μέθοδος χρονισμού

Χρόνοι ζωής της τάξης των δευτερολέπτων μπορούν να μετρηθούν με ηλεκτρονικές μεθόδους. Οι μέθοδοι αυτοί εφαρμόζονται σήμερα, λόγω της ανάπτυξης γρήγορων ηλεκτρονικών και ανιχνευτών με γρήγορο σήμα απόκρισης, και για χρόνους ζωής της τάξης των μερικών (ή και κλασμάτων αυτών) nano-δευτερολέπτων. Γρήγορος χρονισμός επιτυγχάνεται με πλαστικούς σπινθηριστές και κρυστάλλους BaF_2 (χρονική διακριτική ικανότητα $\approx 100\text{ps}$).

Τό ηλεκτρονικό κύκλωμα σχεδιάζεται, έτσι ώστε να



επεξεργάζεται τους αρχικούς παλμούς όσο το δυνατόν γρηγορότερα. Εκμεταλλευόμενοι το γεγονός ότι η χρονική διαφορά μεταξύ δύο σημάτων μπορεί να μετατραπεί από μία μονάδα T.A.C σε πλάτος παλμού, μπορούμε να μετρήσουμε το χρόνο ζωής μίας κατάστασης συσχετίζοντας χρονικά την αρχική δημιουργία της κατάστασης με το στάδιο αποδέγερσης της. Στο Σχήμα 72, παρουσιάζεται σχηματικά η διέγερση των ισομερών καταστάσεων J' και J ενός πυρήνα B μέσω του σχηματισμού σύνθετου πυρήνα. Το φάσμα χρόνου μεταξύ νετρονίων και ακτίνων γ που αποδιηγείρουν τις καταστάσεις J, J' δίνεται επίσης στο ίδιο σχήμα. Το αποτέλεσμα της χρονικής καθυστέρησης από την δημιουργία τους μέχρι και την αποδιέγερση τους, λόγω του μεγάλου χρόνου ζωής της κατάστασης J' και της J, είναι εμφανές. Μπορεί δε να προσδιοριστεί αμέσως εάν το φάσμα χρόνου είναι βαθμονομημένο. Στο παραπάνω παράδειγμα χρησιμοποιήθηκε ως σήμα START στην μονάδα T.A.C, το σήμα από τα νετρόνια, όπου η χρονική στιγμή της παραγωγής τους θεωρήθηκε ως η στιγμή δημιουργίας της κατάστασης υπό μελέτη. Για τον ίδιο σκοπό έχει χρησιμοποιηθεί πολλές φορές, αντί των νετρονίων, ο παλμός δέσμης (παλμικές δέσμες).

9.2.2 Μέθοδος μεταβλητών αποστάσεων

Η μέθοδος αυτή, αναφέρεται σε χρόνους ζωής της τάξης των pico-δευτερολέπτων και στηρίζεται στο φαινόμενο Doppler.

Όπως είναι γνωστό από τη Σχετικιστική Μηχανική το φαινόμενο Doppler εμφανίζεται ως μία μεταβολή στη συχνότητα του φωτός. Η μεταβολή εξαρτάται από τη σχετική ταχύτητα μεταξύ της πηγής του φωτός και του παρατηρητή. Το φαινόμενο βρίσκει εφαρμογή στην Πυρηνική Φυσική όταν ακτινοβολία γ (φωτόνια μήκους



κύματος: 10^{-11}m) εκπέμπεται από ένα κινούμενο πυρήνα και ανιχνεύεται από ένα ακίνητο ανιχνευτή (παρατηρητή). Τότε οι ενέργειες των ακτίνων γ που εκπέμπονται από ένα κινούμενο πυρήνα (E_K) και από ένα ακίνητο πυρήνα (E_Σ), συνδέονται με τη σχέση όπου θ είναι η γωνία ανιχνευτή-διεύθυνσης κινούμενου πυρήνα και $\beta = v/c$. Οπως φαίνεται από τη σχέση αυτή η μεταβολή της ενέργειας είναι μεγάλη για μικρές γωνίες και μηδέν για 90° .

$$E_K = E_\Sigma (1 + \beta \cos \theta) \quad (125)$$

Η αρχή της τεχνικής, Σχήμα 73, έχει ως ακολούθως : Κατάλληλη δέσμη πέφτει πάνω στο στόχο (target) και δημιουργεί πυρήνες

α) σε διεγερμένη κατάσταση της οποίας το χρόνο ζωής θέλουμε να μετρήσουμε και

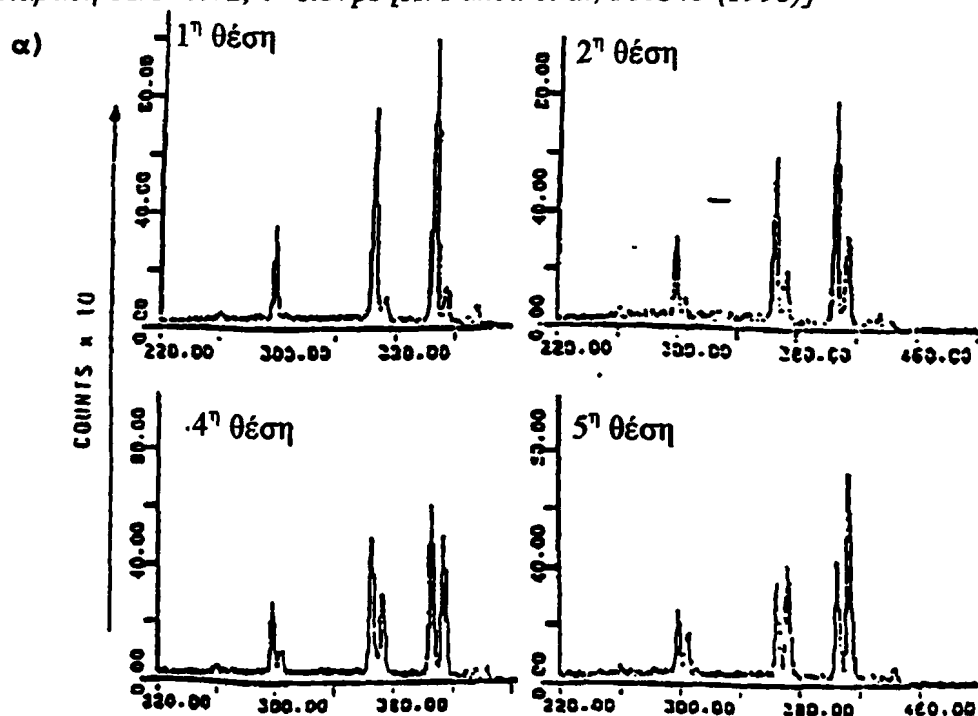
β) σε κατάλληλη ταχύτητα ώστε να είναι δυνατή η παρατήρηση ενεργειακής μεταβολής της ακτίνας γ (από σχέση 125, $\Delta E = E_K - E_\Sigma = E_\Sigma \beta$, $\theta=0$).

Θα πρέπει να σημειωθεί εδώ, ότι ο τρόπος διέγερσης του πυρήνα πρέπει να εξασφαλίζει την ευθύγραμμη κίνηση του κατά την διεύθυνση της δέσμης. Αυτό επιτυγχάνεται, π.χ. κατά τη διέγερση Coulomb με επιβολή συνθήκης σύμπτωσης με τα οπισθο-σκεδαζόμενα σωμάτια. Μπορεί επίσης να χρησιμοποιηθεί αντίδραση σύνθετου πυρήνα της μορφής (H^1 , ή p, γ) όπου ο βαρύς πυρήνας που δημιουργείται περιορίζει την κίνηση του σε ένα στενό κώνο γύρω από τις μηδέν μοίρες.

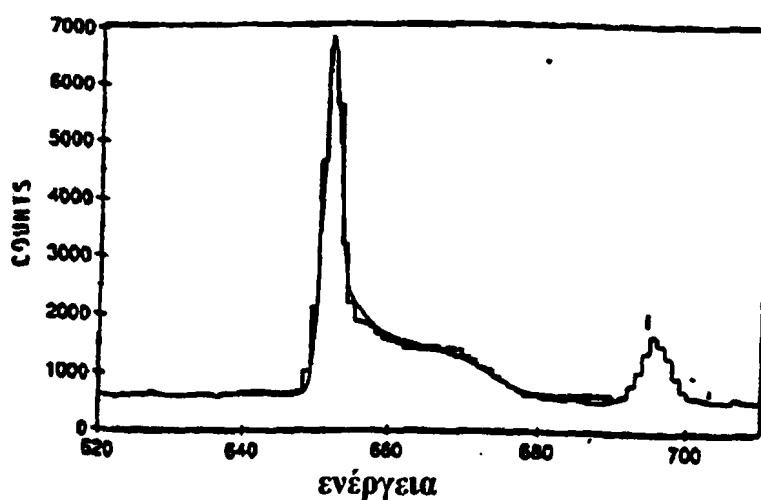
Ο στόχος είναι πολύ λεπτός, ώστε μετά την δημιουργία του ο πυρήνας να κινηθεί αμέσως στο κενό. Πίσω από τον στόχο υπάρχει σε κάποια απόσταση χ ένα έμβολο το οποίο φέρει παχύ φύλλο χρυσού ή άλλου βαριού μετάλλου (stopper) για να σταματήσει



Σχήμα 74. α) Φάσματα γ, για τον προσδιορισμό χρόνου ζωής με την μέθοδο των μεταβλητών αποστάσεων. Σε κάθε φάσμα διακρίνονται τρεις μεταβάσεις ($2^+ \rightarrow 0$ των $^{188,190,192}\text{Os}$) με τις αντίστοιχες μετατοπίσεις ενέργειας σε 4 διαφορετικές θέσεις εμβόλου [A.Pakou, D.Phil Thesis, Oxford 1982] β) Μορφοποίηση φωτοκορυφής (lineshape) λόγω απόσβεσης (μέθοδος DSAM) Η κορυφή αντιπροσωπεύει την μετάβαση $11/2 \rightarrow 9/2$, $\tau = 0.37\text{ps}$ [A. Pakou et al, PRC43 (1993)]



β)



ακαριαία τον πυρήνα, αφού θα έχει διασχίσει την απόσταση χ . Η απόσταση χ μπορεί να μεταβάλλεται μέσω του εμβόλου.

Ενας ανιχνευτής ακτίνων γ (γίνεται χρήση ανιχνευτή Ge με όσο το δυνατόν καλλίτερη ενεργειακή διακριτική ικανότητα) τοποθετείται σε 0° ως προς τη δέσμη, Σχέση 125, ή εάν αυτό δεν είναι τεχνικά δυνατόν σε πολύ μικρές γωνίες. Εξάλλου ένας ανιχνευτής σωματίων με οπή (annular particle detector) τοποθετείται σε 180° στη διεύθυνση της δέσμης (Σχήμα 73). Η ανίχνευση των ακτίνων γ γίνεται σε σύμπτωση με τα οπισθοσκεδαζόμενα σωματάρια. Το φάσμα ακτίνων γ που θα συλλεχθεί παρουσιάζει για κάθε αποδιέγερση μία διπλή κορυφή. Η μία κορυφή αντιστοιχεί σε ενέργεια, $E_0 = E_\Sigma$, την ενέργεια δηλαδή των γ που αποδιεγείρουν ένα σταματημένο πυρήνα. Η άλλη κορυφή αντιστοιχεί σε ενέργεια, $E_0 \pm \Delta E$, την ενέργεια δηλαδή των γ που αποδιεγείρουν ένα κινούμενο πυρήνα. Ως παράδειγμα στο Σχήμα 74α, παρουσιάζεται το φάσμα αποδιέγερσης 2^+ καταστάσεων των ισοτόπων, ^{188}Os , ^{190}Os , ^{192}Os , για διάφορες αποστάσεις χ στόχου - εμβόλου. Κάθε μετάβαση, $2^+ \rightarrow 0^+$, παρουσιάζει διπλή κορυφή (σταματημένος - κινούμενος πυρήνας). Για μικρότερες αποστάσεις χ , λιγότεροι πυρήνες αποδιεγείρονται εν κινήσει και οι περισσότεροι αποδιεγείρονται ενώ έχουν σταματήσει. Αρα οι κορυφές που εμφανίζονται σε ενέργεια E_0 είναι υψηλότερες (περισσότερα γεγονότα) ενώ οι κορυφές που εμφανίζονται σε ενέργεια $E_0 \pm \Delta E$ είναι χαμηλότερες (λιγότερα γεγονότα). Το αντίστροφο ακριβώς συμβαίνει για μεγαλύτερες αποστάσεις.

Εάν τώρα Y_Σ είναι ο αριθμός των ακτίνων γ που προέρχονται από πυρήνες που σταμάτησαν στο έμβολο, και Y_K από πυρήνες που αποδιεγείρονται σε κίνηση, ισχύει η σχέση :



$$Y_{\Sigma} = (Y_{\Sigma} + Y_K) e^{-t/\tau} = (Y_{\Sigma} + Y_K) e^{-x/v\tau} \quad (126)$$

Εξάλλου για το λόγο της ραδιενέργειας σταματημένων πυρήνων ως προς την ραδιενέργεια του συνολικού αριθμού των πυρήνων, σταματημένων και εν κινήσει, ισχύει η σχέση :

$$\Lambda = \frac{Y_{\Sigma}}{(Y_{\Sigma} + Y_K)} = e^{-x/v\tau} \quad (127)$$

Στη σχέση (127) η ταχύτητα v μπορεί να υπολογιστεί ακριβώς από τη σχέση (125) ενώ η απόσταση, x , στόχου-εμβόλου μπορεί να μετρηθεί στην αρχή του πειράματος. Άρα το μόνο μέγεθος που μένει άγνωστο είναι ο χρόνος ζωής τ ο οποίος προσδιορίζεται με σύγκριση των πειραματικών δεδομένων Λ , με τη συνάρτηση $e^{-x/v\tau}$. Η σύγκριση αυτή μπορεί να γίνει για διάφορες αποστάσεις x μέσω ελαχιστοποίησης της σχέσης

$$S = \frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^N \frac{[\Lambda_K - e^{-x/v\tau}]^2}{\sigma(\Lambda_K)^2} \quad (128)$$

9.2.3 Μέθοδος Απόσβεσης

Στην προηγούμενη παράγραφο μελετήθηκε η μέτρηση χρόνων ζωής με τη μέθοδο μεταβλητών αποστάσεων και χρήση του φαινομένου Doppler. Με τη μέθοδο αυτή οι ελάχιστοι χρόνοι ζωής που μπορούν να προσδιοριστούν είναι της τάξης των 10^{-12} s. Ο περιορισμός αυτός εξαρτάται από τις ταχύτητες και τις αποστάσεις που μπορούμε να επιτύχουμε στο εργαστήριο, οι οποίες συνήθως για μέσους πυρήνες είναι της τάξης

$v \approx 5c$ και $d \approx 10 \mu m$, αντίστοιχα.

Για να φτάσουμε στον προσδιορισμό μικρότερων χρόνων ζωής



της τάξης των fefto-δευτερολέπτων, καταφεύγουμε στην μέθοδο Απόσβεσης (DSAM method). Η μέθοδος αυτή μοιάζει πολύ με τη μέθοδο μεταβαλλόμενων αποστάσεων. Χρησιμοποιείται και εδώ το φαινόμενο Doppler. Όμως το μέσο στο οποίο κινείται ο αποδιεγειρόμενος πυρήνας δεν είναι το κενό αλλά ο ίδιος ο στόχος. Ο πυρήνας λοιπόν επιβραδύνεται μέσα σε στερεό υλικό, μεχρις ότου σταματήσει. Η επιβράδυνση συμβαίνει λόγω απώλειας ενέργειας ΔE μέσα σε μία απόσταση Δx κατά την σχέση

$$\Delta x = (dE / dx)^{-1} \Delta E \quad (129)$$

όπου dE/dx είναι η ισχύς ανάσχεσης. Ο προσδιορισμός λοιπόν της ταχύτητας, λόγω απώλειας ενέργειας ανά πάσα χρονική στιγμή είναι πιο περίπλοκος από ότι στη μέθοδο μεταβλητών αποστάσεων όπου η ταχύτητα παραμένει σταθερή (κίνηση στο κενό). Το πρόβλημα προσεγγίζεται με την εισαγωγή του παράγοντα αποσβέσεως F , που ορίζεται ως ακολούθως

$$F = \frac{\langle \beta \rangle}{\beta_0} = \frac{1}{\beta_0 \tau_0} \int_0^{\infty} \beta(t) e^{-t/\tau} dt \quad (130)$$

Τότε η σχέση (125) μπορεί να αντικατασταθεί από την παρακάτω σχέση

$$E_K = E_Z [1 + F \beta_0 \cos \theta] \quad (131)$$

Από τις Σχέσεις 130, 131, είναι εμφανές ότι στη μέθοδο απόσβεσης το φαινόμενο Doppler δεν προκαλεί μετατόπιση κορυφής σε σταθερή απόσταση $\Delta E = E_Z \beta \cos \theta$, αλλά μία συνεχή μετατόπιση. Η συνεχής αυτή μετατόπιση έχει ως αποτέλεσμα την μορφοποίηση της τυπικής κορυφής Gauss που προβλέπεται για ακτινοβολία γ από σταματημένο πυρήνα. Η μορφοποίηση είναι μεγαλύτερη για πολύ μικρούς χρόνους ζωής, όπως φαίνεται από την Σχέση 130.



Στο Σχήμα 74β, παρουσιάζεται η μορφοποίηση σχήματος (lineshape) που υπέστη η κορυφή $11/2^+ \rightarrow 9/2^+$ του ^{49}Cr λόγω φαινομένου Doppler. Το φάσμα έχει συλλεχθεί για τον προσδιορισμό χρόνων ζωής διεγερμένων καταστάσεων του ^{49}Cr , με την μέθοδο της απόσβεσης. Ο πυρήνας ^{49}Cr , μετά την διέγερση του μέσω της αντίδρασης, $^{12}\text{C}(^{40}\text{Ca}, 2pn)^{49}\text{Cr}$, επιβραδύνθηκε μέσα σε στόχο άνθρακα από αρχική ταχύτητα $v_0=0.05c$ σε μηδέν ταχύτητα. Η προσαρμογή όλων των πειραματικών σημείων της μορφοποιημένης κορυφής στις εξισώσεις (130,131) οδήγησε στον προσδιορισμό του χρόνου ζωής της κατάστασης $11/2$, ως $\tau=0.37(5)$ psec.

9.3 Μαγνητικές ροπές

Η αλληλεπίδραση μίας κατανομής ρευμάτων με ένα μαγνητικό πεδίο μπορεί να περιγραφεί μέσω της ενέργειας που αποδίδεται στο σύστημα ως ακολούθως

$$W = - \mu \cdot B \quad (132)$$

όπου B , είναι η μαγνητική επαγωγή στην αρχή των συντεταγμένων ($B(0) = \nabla \chi A(r) |_{r=0}$) και μ , είναι η μαγνητική διπολική ροπή της πυκνότητας του ρεύματος j

$$\mu = \frac{1}{2c} \int r \times j(r) \, d r, \quad j(r) = \sum_k q_k v_k \delta(r - r_k) \quad (133)$$

Εν γένει η διπολική μαγνητική ροπή ενός πυρηνικού συστήματος προκύπτει από την μαγνητική ροπή που παρουσιάζουν όλα τα νουκλεόνια είτε λόγω των ρευμάτων που δημιουργούν με την κίνηση τους εφόσον φέρουν φορτίο, είτε λόγω της ιδιοστροφορμής τους. Μπορούμε τότε να εκφράσουμε την μαγνητική ροπή ως



$$\mu = \mu_N \sum_{k=1}^Z \left[g_l^{(p)} l_k + g_s^{(p)} s_k \right] + \sum_{k=1}^N g_s^{(n)} s_k \quad (134)$$

όπου μ_N είναι η πυρηνική μαγνητόνη, $\mu_N = eh/(2m_p) = 5.0508 \times 10^{-27} \text{ J T}^{-1}$, η οποία ουσιαστικά δίνει τις μονάδες στις οποίες εκφράζεται η μαγνητική ροπή. Οι δε συντελεστές g , δίνονται ως $g_l^{(p)} = 1$, $g_l^{(n)} = 0$, $g_s^{(p)} = 5.5854$, $g_s^{(n)} = -3.8262$. Θα πρέπει να σημειωθεί εδώ ότι το μέγεθος το οποίο μετράται σε ένα πείραμα είναι η προβολή του ανύσματος που εκφράζεται μέσω της σχέσης 134, σε ένα άξονα κβαντισμού. Ο άξονας αυτός μπορεί να καθοριστεί π.χ. με την διεύθυνση ενός μαγνητικού πεδίου

Η μέτρηση μαγνητικών ροπών, στηρίζεται στο φαινόμενο της υπέρλεπτης υψής. Ως γνωστόν κάτω από την επίδραση ενός μαγνητικού πεδίου, ο μαγνητικός εκφυλισμός μίας πυρηνικής κατάστασης με σπιν I και ενέργεια E παύει να υφίσταται με την δημιουργία $(2I+1)$ νέων υποκαταστάσεων. Η ενεργειακή διαφορά αυτών των υποκαταστάσεων δίνεται ως

$$\Delta E = - g \mu_N B = \omega_L \hbar \quad (135)$$

όπου g είναι ο πυρηνικός συντελεστής g ($g = \mu/\mu_N$), και ω_L η συχνότητα Larmog. Από την σχέση αυτή είναι φανερό ότι εάν ήταν δυνατός ο πειραματικός προσδιορισμός της ενεργειακής διαφοράς ΔE , μέσω μέτρησης των ενεργειών E_i , η μέτρηση της μαγνητικής ροπής θα ήταν πανεύκολη. Όπως όμως ήδη αναφέρθηκε στο κεφάλαιο 9.1, αυτό είναι αδύνατον με τους ανιχνευτές γ που διαθέτουμε σήμερα. Αρα πρέπει να καταφύγει κανείς σε άλλες μεθόδους. Οι μέθοδοι αυτοί ταξινομούνται σε δύο κυρίως κατηγορίες. Στη μία ανήκει η άμεση παρατήρηση της ενεργειακής διαφοράς ΔE μέσω του *φαινομένου Mössbauer*, εφόσον $\Delta E \geq \hbar/\tau$. Η άλλη κατηγορία με την οποία θα ασχοληθούμε, είναι η έμμεση παρατήρηση της διαφοράς ΔE . Πραγματοποιείται μέσω μελέτης



της *διαταραγμένης γωνιακής κατανομής* (perturbed angular distribution) που παρουσιάζει η αποδιεγείρουσα ακτινοβολία γ της υπό μελέτη κατάστασης, λόγω αλληλεπίδρασης της μαγνητικής ροπής της με ένα εξωτερικό ή εσωτερικό μαγνητικό πεδίο. Η μελέτη αυτή είναι εφικτή εφόσον έχουν εξασφαλιστεί οι συνθήκες για την καλύτερη ευθυγράμμιση του σπιν της υπό μελέτη κατάστασης. Έχει επιτευχθεί δηλαδή άνισος πληθυσμός στις μαγνητικές υποκαταστάσεις. Καλή ευθυγράμμιση σπιν επιτυγχάνεται όταν οι καταστάσεις τροφοδοτούνται με πυρηνικές αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα και ιδιαίτερα αντιδράσεις της μορφής (HI, πρ..γ). Επίσης καλή ευθυγράμμιση επιτυγχάνεται με διέγερση Coulomb και τη βοήθεια περιοριστικών συνθηκών σύμπτωσης, σωματίο- γ , όπως ήδη αναφέρθηκε στο κεφάλαιο 9.1.

Η μέτρηση μαγνητικών ροπών μέσω διαταραγμένων γωνιακών κατανομών ξεκίνησε με τους Brandy και Deutsch, οι οποίοι διατύπωσαν την ιδέα (Phys. Rev 78(1971) 558) ότι, η περιστροφή της μαγνητικής ροπής μίας βραχύβιας διεγερμένης καταστάσεως σε ένα μαγνητικό πεδίο αντανakλάται στην περιστροφή της γωνιακής κατανομής των γ που αποδιεγείρουν την κατάσταση. Η γωνιακή κατανομή για πεδίο κάθετο προς το επίπεδο δέσμη-ανιχνευτές, μπορεί να γραφεί ως

$$W(\theta, t) = \exp(-\lambda t) \sum_k A_k P_k(\cos(\theta - \omega_L t)) \quad (136)$$

Ο εκθετικός συντελεστής στην εξίσωση 136 εκφράζει το γεγονός ότι, η γωνιακή κατανομή τείνει να εκμηδενιστεί, μέσα σε ένα χρόνο ζωής της αποδιεγειρόμενης κατάστασης (Σχήμα 75). Ο όρος $\omega_L t$, εκφράζει την χρονική διακύμανση ακτίνων γ λόγω της περιστροφής σπιν-μαγνητικής ροπής μέσα σε μαγνητικό πεδίο. Αναλυτικότερα, η ακτινοβολία γ εκπέμπεται σε συγκεκριμένη διεύθυνση εν αναφορά προς το σπιν. Εάν

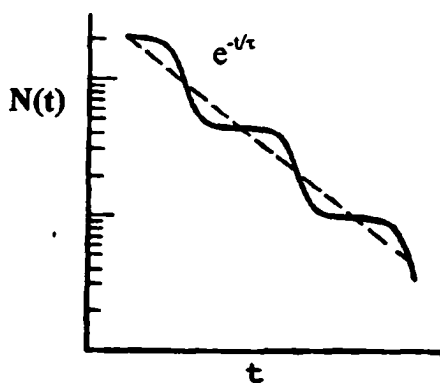


η διεύθυνση του σπιν είναι

"παγωμένη", ο αριθμός των *Σχήμα 75 Ελάττωση και χρονική* ακτίνων γ που ανιχνεύεται σε *αυξομοίωση ακτίνων γ λόγω περιστροφής* συγκεκριμένη γωνία, *της μαγνητικής ροπής.* πρέπει

χρονικά να μην παρουσιάζει διακυμάνσεις (σταθερή ένταση).

Εάν όμως η διεύθυνση του σπιν μεταβάλλεται λόγω περιστροφής του στο μαγνητικό πεδίο με την συχνότητα Larmor, θα μεταβάλλεται και η διεύθυνση εκπομπής των ακτίνων με



αποτέλεσμα την χρονική αυξομείωση και στον αριθμό ανιχνευομένων ακτίνων (αύξηση όταν η γωνία ανίχνευσης θ συμπίπτει με την διεύθυνση εκπομπής της ακτινοβολίας ή βρίσκεται πλησίον αυτής και μείωση όταν η διεύθυνση εκπομπής απομακρύνεται από την γωνία θ).

Εάν η πυρηνική κατάσταση ζεί για μακρό χρονικό διάστημα, ώστε να είναι δυνατή η παρακολούθηση της χρονικής μεταβολής της κατανομής (εκθετική μείωση και χρονική διακύμανση) τότε αναφερόμαστε σε μία μέτρηση *διαφορικής διαταραγμένης γωνιακής κατανομής* (DPAD : Differential Perturbed Angular Distribution) ή *διαφορικής διαταραγμένης γωνιακής συσχέτισης* (DPAC : Differential Perturbed Angular Correlation). Η μέτρηση γίνεται μέσω μίας μονάδας T.A.C, όπου το σήμα START δίνεται από τον παλμό δέσμης για παλμικές δέσμες ή από μία προηγούμενη ακτινοβολία γ . Το σήμα αυτό, δηλώνει την αρχή δημιουργίας της κατάστασης. Στην πρώτη περίπτωση έχουμε συλλογή απλών φασμάτων γ (DPAD), ενώ στην δεύτερη έχουμε συλλογή φασμάτων σύμπτωσης(DPAC).



Εάν ο χρόνος ζωής της κατάστασης δεν είναι αρκετά μεγάλος ώστε να μπορούμε κατά την εκθετική μείωση της κατανομής να παρακολουθούμε πολλούς κύκλους διακύμανσης (Σχήμα 75), τότε μπορούμε να ολοκληρώσουμε ως προς όλους τους χρόνους οπότε η μέθοδος ονομάζεται *ολοκληρωμένη διαταραγμένη κατανομή ή συσχέτιση* (IPAD, IPAC). Στην περίπτωση αυτή η διαταραγμένη κατανομή που μετράμε παίρνει την μορφή

$$W(\theta, t) = \sum_k \int_0^{\infty} (1/\tau) e^{-t/\tau} A_k P_k [\cos(\theta - \omega_L t)] dt \quad (137)$$

ή ισοδύναμα την μορφή

$$W(\theta, t) = \sum_k \frac{b_k}{[1 + (k\omega\tau)^2]^{1/2}} \cos[k(\theta - \Delta\theta)] \quad (138)$$

Οπως φαίνεται από την Σχέση 138, το αποτέλεσμα της διαταραχής είναι μία περιστροφή της κατανομής ίση προς : $\Delta\theta = \omega\tau$ και μία κατά μέσο όρο ελάττωση ίση προς : $G = [1 + (\omega\tau)^2]^{-1}$. Και η περιστροφή και η ελάττωση εξαρτώνται από την συχνότητα Larmor (που τελικά οδηγεί στην μαγνητική ροπή) και από τον χρόνο ζωής τ . Οι μέθοδοι IPAD, IPAC απαιτούν για την περιστροφή της μαγνητικής ροπής και κατ'αντιστοιχία της γωνιακής κατανομής, την εφαρμογή ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Επίσης έχουν χρησιμοποιηθεί ευρέως, στατικά μαγνητικά πεδία μέσω φερρομαγνητικών υλικών. Στην επόμενη παράγραφο θα ασχοληθούμε εν συντομία με την μέτρηση μαγνητικών ροπών με τα λεγόμενα μεταβατικά μαγνητικά πεδία (transients magnetic fields) η αλληλεπίδραση των οποίων εκδηλώνεται αποκλειστικά με περιστροφή και όχι ελάττωση της γωνιακής κατανομής.

Θα πρέπει να σημειωθεί εδώ ότι η χρήση ή εξωτερικών ή στατικών ή μεταβατικών κ.λ.π. πεδίων εξαρτάται αποκλειστικά από την



ελάχιστη περιστροφή που πρέπει να επιτύχουμε, ώστε το φαινόμενο να είναι παρατηρήσιμο. Η ελάχιστη αυτή περιστροφή εξαρτάται από τον χρόνο ζωής και τη μαγνητική ροπή της κατάστασης, ιδιότητες που είναι δεδομένες, και τέλος από την ένταση του πεδίου την οποία μπορούμε εξωτερικά να επιλέξουμε. Π.χ. για ένα πυρηνικό συντελεστή $g = 1$ και χρόνο ζωής $\tau = 1 \text{ nsec}$, επιτυγχάνει κανείς περιστροφή $\Delta\theta = 100 \text{ mrad}$ ($\Delta\theta = B \tau g \mu_N / \hbar$) εάν εφαρμόσει μαγνητικό πεδίο της τάξης του ~ 1 Tesla. Τα πεδία αυτά βρίσκονται στα όρια εξωτερικών πεδίων που μπορούμε να επιτύχουμε σήμερα με συμβατικούς μαγνήτες. Για καταστάσεις όμως με χρόνους ζωής της τάξης των psec , απαιτούνται πεδία με ισχυρότερες εντάσεις της τάξης των 1000 T και άνω. Τότε καταφεύγει κανείς σε εσωτερικά πεδία όπως τα στατικά και τα πολύ ισχυρότερα μεταβατικά πεδία.

9.3.1 Μέτρηση μαγνητικών ροπών με μεταβατικά πεδία

Μεταβατικά πεδία : Χαρακτηριστικό των μεταβατικών πεδίων είναι η μεγάλη ισχύς τους, $1000\text{-}10000 \text{ T}$, και το γεγονός ότι εμφανίζονται μόνο κατά την διάρκεια κίνησης ιόντος σε πολωμένο φερρομαγνητικό υλικό. Η προέλευση των πεδίων αυτών είναι ποιοτικά γνωστή² ενώ ποσοτικά είναι γνωστή κυρίως για ελαφρά ιόντα. Στην ανάλυση

² Δύο είναι οι μηχανισμοί για την δημιουργία των μεταβατικών πεδίων.

(I) Το πεδίο παράγεται από δέσμια πολωμένα s -ηλεκτρόνια του κινούμενου ιόντος (μηχανισμοί δημιουργίας σπών-μηχανισμός πόλωσης των εναπομεινόντων ηλεκτρονίων). (II) Το πεδίο παράγεται από την σκέδαση πολωμένων ηλεκτρονίων στο ελκτικό δυναμικό του κινούμενου ιόντος. Ο μηχανισμός (I) είναι παρόν στο μεγαλύτερο εύρος ενεργειών ενώ ο μηχανισμός (II) μόνο στις πολύ υψηλές ενέργειες



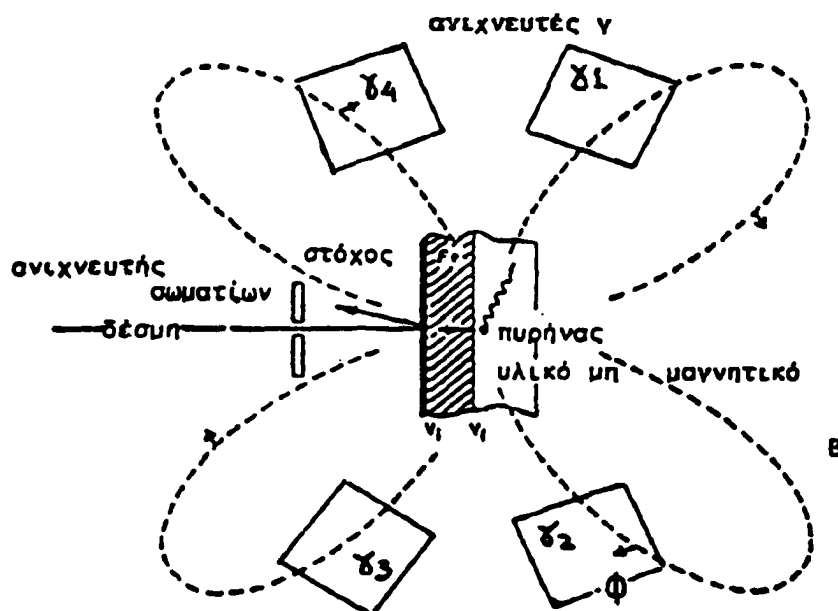
πειραματικών δεδομένων η ισχύς των μεταβατικών πεδίων λαμβάνεται από φαινομενολογικές σχέσεις με επιφυλάξεις όμως και μόνο αν στην περιοχή υπάρχει γνωστή μαγνητική ροπή μετρημένη με μέθοδο ανεξάρτητη των μεταβατικών πεδίων. Όλες οι φαινομενολογικές περιγραφές συγκλίνουν στην άποψη ότι το πεδίο εξαρτάται από τον ατομικό αριθμό, Z , του κινούμενου ιόντος την ταχύτητα του ιόντος και την μαγνήτιση του φερρομαγνητικού υλικού. Διαφοροποιήσεις υπάρχουν ως προς την συναρτησιακή εξάρτηση των μεγεθών αυτών και του πεδίου.

Η διεύθυνση του πεδίου είναι η ίδια με την διεύθυνση ενός εξωτερικά εφαρμοζόμενου μικρής έντασης πεδίου, για την πόλωση του φερρομαγνητικού υλικού. Η αλληλεπίδραση του πεδίου με την μαγνητική ροπή πυρήνα, περιγράφεται από μία περιστροφή της γωνιακής κατανομής των ακτίνων γ .

Τεχνική: Η τεχνική περιγράφεται σχηματικά στο Σχήμα 76. Μία δέσμη ιόντων προσπίπτει σε ένα τριπλό στόχο (στόχος-φερρομαγνητικό υλικό-χαλκός ή εν γένει υλικό το οποίο εξασφαλίζει την μη ύπαρξη διαταραχών). Ο στόχος είναι τοποθετημένος μεταξύ των πόλων ενός ηλεκτρομαγνήτη. Οι διεγερμένοι πυρήνες που σχηματίζονται, έχουν αποκτήσει αρκετή ορμή ώστε να διασχίσουν το φερρομαγνητικό υλικό, όπου υφίστανται την επίδραση του μαγνητικού πεδίου, και τελικά να σταματήσουν στο τρίτο στρώμα του στόχου, σε υλικό ελεύθερο διαταραχών. Η ακτινοβολία γ ανιχνεύεται σε τέσσερις ανιχνευτές οι οποίοι είναι τοποθετημένοι συμμετρικά σε σημείο όπου η γωνιακή κατανομή των ακτίνων παρουσιάζει μέγιστη κλίση, χωρίς όμως να υπάρχει και μεγάλη απώλεια ακτίνων. Το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο το οποίο είναι εκεί για την πόλωση του φερρομαγνητικού υλικού, εφαρμόζεται κάθετα προς το επίπεδο των ανιχνευτών.



Σχήμα 76. Σχηματική περιγραφή της τεχνικής μέτρησης μαγνητικών ροπών με μεταβατικά πεδία. Με διακεκομμένη γραμμή διακρίνεται το πολικό διάγραμμα γωνιακής συσχέτισης ακτίνων γ της μετάβασης $2^+ \rightarrow 0^+$, με οπισθοσκεδαζόμενα σωματίδια.



Η περιστροφή της γωνιακής κατανομής ανιχνεύεται ως αύξηση ή μείωση των ακτίνων γ π.χ από τους ανιχνευτές γ_1, γ_2 (Σχήμα 76), ανάλογα με τον αν η κατανομή περιστρέφεται δεξιόστροφα ή αριστερόστροφα. Η φορά περιστροφής εξαρτάται από την φορά του πεδίου και το πρόσημο της μαγνητικής ροπής. Μπορεί ναδειχθεί ότι, το αποτέλεσμα της αυξομείωσης ακτίνων γ , ϵ , μπορεί πολύ απλά να συσχετισθεί με την περιστροφή και εν συνεχεία τη μαγνητική ροπή μέσα από τις παρακάτω σχέσεις

$$\epsilon = \Delta\theta \frac{1}{W(\theta)} \frac{dW(\theta)}{d\theta} \quad (139)$$

$$\Delta\theta = - \frac{g\mu_N}{\hbar} \int_0^\infty B(t) e^{-t/\tau} dt \quad (140)$$

όπου $W(\theta)$, είναι η αδιατάραχτη γωνιακή κατανομή των γ και $B(t) dt$, είναι το πεδίο με το οποίο αλληλεπιδρά ο πυρήνας κατά την διάρκεια κίνησης του στο φερρομαγνητικό υλικό.

Η συνεισφορά των μεταβατικών πεδίων στην μέτρηση μαγνητικών ροπών βραχύβιων πυρηνικών καταστάσεων είναι σημαντική.

Πυρηνικές καταστάσεις αποδιεγειρόμενες κυρίως με ταχείς ακτινοβολίες τύπου E2, παρουσιάζουν χρόνους ζωής της τάξης των picosecond και οι μαγνητικές τους ροπές έχουν προσδιοριστεί χάρη στην μεγάλη ένταση των εν λόγω πεδίων και την ανισοτροπία που κάτω από ορισμένες συνθήκες μπορούν να παρουσιάσουν οι γωνιακές κατανομές των ακτίνων γ . Από μετρήσεις μαγνητικών ροπών βραχύβιων καταστάσεων αξίζει να σχολιάσουμε τις πλέον σύγχρονες μετρήσεις σε σημεία αναστροφής περιστροφικών πυρήνων. Τα σημεία αυτά έχουν μεν αναδειχθεί με μετρήσεις ενέργειας αλλά ο χαρακτήρας τους (πρωτονιακός-νετρονιακός) τις περισσότερες φορές έχει αποδοθεί μετά από μετρήσεις μαγνητικών ροπών.

9.4 Ελαστική σκέδαση-Πυρηνικό Δυναμικό

Η ελαστική σκέδαση νουκλεονίων ή πυρήνων από άλλους πυρήνες ελαφρείς ή βαρείς, έχει παίξει πρωτεύοντα ρόλο στον προσδιορισμό του πυρηνικού δυναμικού.

Το μέγεθος το οποίο προσδιορίζεται σε ένα πείραμα ελαστικής σκέδασης είναι η διαφορική ενεργός διατομή $d\sigma/d\Omega$ και εκφράζεται μέσω του πλάτους σκέδασης $f(\theta)$ ως



$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (141)$$

όπου

$$f(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{i\delta_l} \sin \delta_l P_l(\cos \theta) \quad (142)$$

με δι την μετατόπιση φάσης. Η μετατόπιση φάσης προσδιορίζεται μέσω της ασυμπτωτικής συμπεριφοράς της ακτινικής κυματοσυνάρτησης $u(r)$ στο άπειρο

$$u(r)_{r \rightarrow \infty} \approx e^{i\delta_l} \sin \left(kr - \frac{l\pi}{2} + \delta_l \right) \quad (143)$$

η οποία αποτελεί λύση της εξίσωσης Schrödinger

$$\frac{d^2 u_l}{dr^2} + \left[\frac{2m}{\hbar^2} (E - U(r)) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] u_l = 0 \quad (144)$$

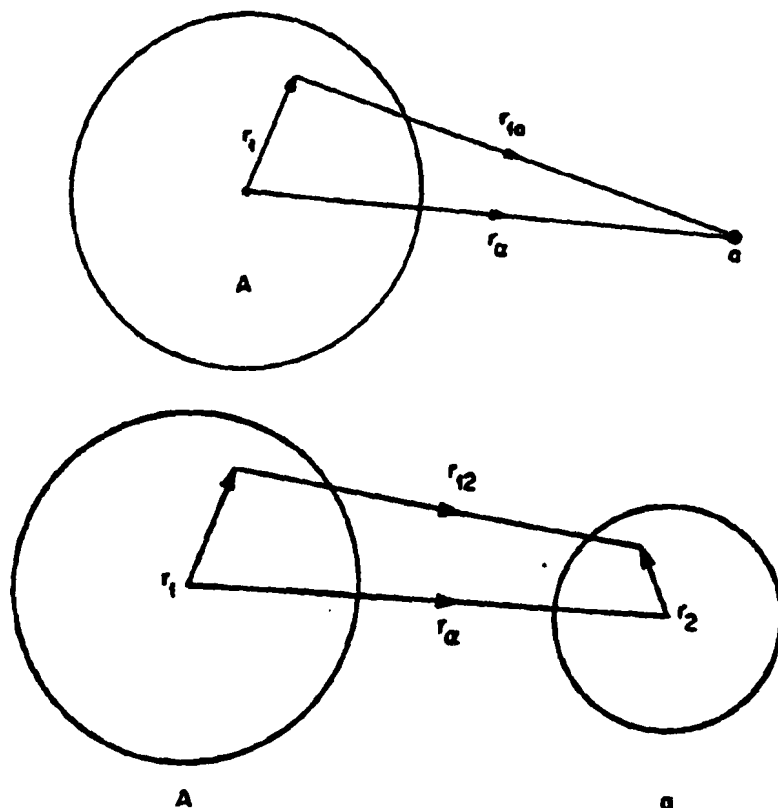
Για τη λύση της εξίσωσης αυτής πρέπει να γίνει επιλογή του κατάλληλου δυναμικού. Το δυναμικό αυτό μπορεί να είναι μακροσκοπικής (δυναμικό ενός σωματίου) ή μικροσκοπικής υφής (αλληλεπίδραση νουκλεονίου-νουκλεονίου).

Εν γένει για το δυναμικό χρησιμοποιείται το οπτικό μοντέλο το οποίο είναι το απλούστερο και πιο επιτυχές για την περιγραφή σκέδασης πυρήνων. Το μοντέλο αυτό περιγράφει την αλληλεπίδραση δύο πυρήνων σε όρους ενός δυναμικού. Η αλληλεπίδραση δύο πυρήνων (ακόμη και όταν ο ένας από αυτούς είναι ένα απλό νουκλεόνιο) είναι ένα περίπλοκο πρόβλημα πολλών σωματίων. Το οπτικό μοντέλο επιχειρεί να αντιμετωπίσει αυτό το πρόβλημα αντικαθιστώντας το με το απλούστερο πρόβλημα δύο αμόρφων σωματιδίων που αλληλεπιδρούν μέσω ενός απλού δυναμικού $U(r)$ (Σχήμα 77). Ο κεντρικός όρος του δυναμικού αυτού εξαρτάται από την απόσταση r , μεταξύ των κέντρων μάζας των δύο πυρήνων.

Το οπτικό δυναμικό είναι μιγαδικό έτσι ώστε να μπορεί να



Σχήμα 77 Σχηματική αναπαράσταση συντεταγμένων δυναμικού ενός σωματίου(α) σκέδαση ενός σωματίου (πρωτόνιο -νετρόνιο) με πυρήνα πολλών νουκλεονίων (β) σκέδαση δύο πυρήνων πολλών νουκλεονίων [από το άρθρο N. Alamanos et al, Ann. Phys. Fr 21(1996)601].



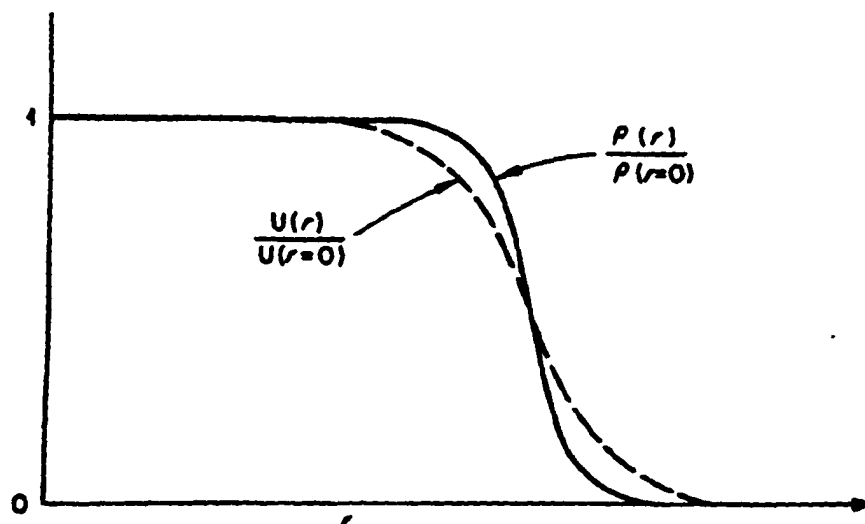
απορροφά την ροή των σωματίων που δεν σκεδάζονται ελαστικά στον πυρήνα. Εν γένει, εάν ένα προσπίπτον νουκλεόνιο αλληλεπιδρά με κάθε νουκλεόνιο, i , του στόχου A , διαμέσου ενός δυναμικού νουκλεονίου-νουκλεονίου $U(|\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_i|)$ (δρώσα αλληλεπίδραση) τότε το συνολικό δυναμικό που υφίσταται λόγω των πυρήνων του στόχου είναι

$$U(r) = \int \rho_A(\mathbf{r}_1) u(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_1) d\mathbf{r}_1 \quad (145)$$

όπου η συνάρτηση $\rho_A(\mathbf{r}_1)$ είναι η πυκνότητα του πυρήνα A στη θέση i . Στην περίπτωση που ο προσπίπτον πυρήνας δεν είναι ένα απλό νουκλεόνιο αλλά ένας πιο σύνθετος πυρήνας με πυκνότητα $\rho_a(\mathbf{r}_2)$ το παραπάνω δυναμικό αντικαθίσταται από το

$$U(r_a) = \iint \rho_A(\mathbf{r}_1) \rho_a(\mathbf{r}_2) u(r_{12}) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \quad (146)$$

Σχήμα 78 Σύγκριση μορφών της κατανομής πυκνότητας και του δυναμικού που επιτυγχάνεται με αναδίπλωση αλληλεπίδρασης μικρού βεληνεκούς [από το άρθρο N. Alamanos et al, *Ann. Phys. Fr* 21(1996)601].



όπου $r_{12}=r_2-r_1+r_2$. Και οι δύο παραπάνω εκφράσεις του δυναμικού, γνωστές ως εκφράσεις αναδίπλωσης (folding expressions) υπολογίζονται εύκολα αν εργαστούμε στο χώρο των ορμών, όπου το διπλό ολοκλήρωμα αντικαθίσταται με το γινόμενο 3 μετασχηματισμών Fourier, ενώ το απλό ολοκλήρωμα με ένα γινόμενο 2 μετασχηματισμών Fourier.

Για τα μακροσκοπικά δυναμικά μπορούμε να αναφάιρουμε την χρήση φαινομενολογικών δυναμικών, τα οποία στον κεντρικό τους όρο έχουν την μορφή π. χ. Woods-Saxon

$$U(r) = \frac{V_0}{1 + \exp(r - R_V / \alpha_V)} \quad (147)$$

όπου V_0 , R_V και α_V το ύψος του φρέατος δυναμικού, η ακτίνα και ο συντελεστής διάχυσης αντίστοιχα. Η μορφή αυτή δικαιολογείται a posteriori λόγω της μικρής εμβέλειας της αλληλεπίδρασης νουκλεονίου-νουκλεονίου, η οποία οδηγεί σε δυναμικά που λόγω της αναδίπλωσης

με την πυρηνική πυκνότητα ακολουθούν το σχήμα της πυρηνικής πυκνότητας (Σχήμα 78). Στις περιπτώσεις αυτές η λύση της εξίσωσης Schrödinger, σχέση 144, γίνεται με την χρήση κωδικών, όπως οι κωδικοί ECIS, PTOLEMY, FRESCO ...

9.5 Αντιδράσεις Σύντηξης - Πυρηνικό Δυναμικό

Από παρατήρηση πολλών πειραματικών δεδομένων έχει βρεθεί ότι, η ενεργός διατομή για αντιδράσεις σύντηξης στα ελαφρύτερα από τα βαριά συστήματα ($A_c \approx 60$) ακολουθεί διαφορετική συμπεριφορά σε τρεις βασικές περιοχές. Στο Σχήμα 79, όπου παρουσιάζονται δεδομένα από την αντίδραση $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$ (Γ. Δουκέλης, προσωπική επικοινωνία), είναι εμφανής η ομαδοποίηση των δεδομένων σε τρεις περιοχές. Σε κάθε περιοχή τα δεδομένα ακολουθούν γραμμική συμπεριφορά αλλά με διαφορετική κλίση. Οι γραμμές που έχουν χαραχθεί αποτελούν τις καλλίτερες ευθείες σε μια προσαρμογή των δεδομένων με τις παρακάτω θεωρητικές σχέσεις

$$\text{I. } \sigma_f = \pi R_B^2 \left(1 - \frac{V(R_B, L=0)}{E_{cm}} \right), \quad V(r) = V_c(r) + V_N(r) \quad (141)$$

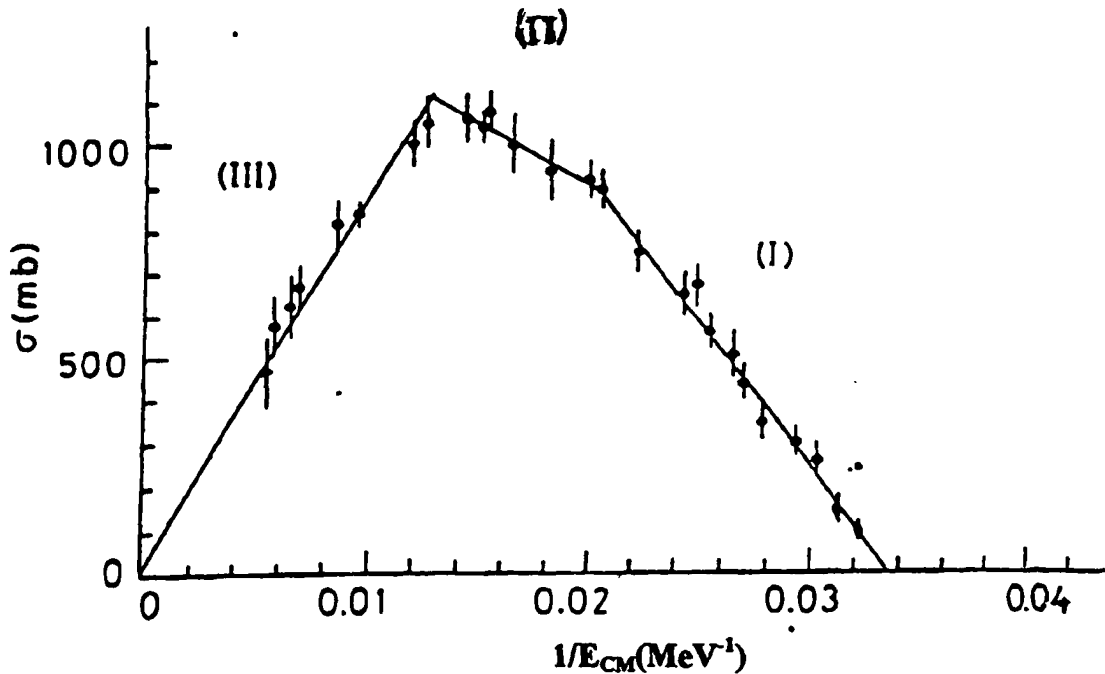
όπου $V(r)$ είναι το δυναμικό αλληλεπίδρασης και αποτελείται από το δυναμικό Coulomb και το πυρηνικό δυναμικό., R_B είναι η ακτίνα του σύνθετου πυρήνα κατά την τήξη για την οποία ισχύει: $R_B = r_B (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, $r_B = 1.4 \text{ fm}$.

Για την περιοχή II έχουμε επίσης

$$\text{II. } \sigma_f = \pi R_c^2 \left(1 - \frac{V(R_c, L=0)}{E_{cm}} \right), \quad R_c = r_c (A_1^{1/3} \pm A_2^{1/3}) \quad (142)$$



Σχήμα 79. Ενεργές διατομές για την αντίδραση σύντηξης $^{32}\text{S}+^{27}\text{Al}$ [Γ. Δουκέλης, προσωπική επικοινωνία]



όπου R_c είναι η κρίσιμη απόσταση των δύο πυρήνων όταν συμβαίνει η σύντηξη εκφρασμένη μέσω της κρίσιμης παραμέτρου $r_c = 1.0$ (7) fm. Στην τρίτη περιοχή η τήξη περιορίζεται είτε από την μέγιστη γωνιακή στροφορμή L_m στο κανάλι εισόδου που οδηγεί στην τήξη, ή από την μέγιστη στροφορμή L_m , πάνω από την οποία πραγματοποιείται σχάση.

$$\text{III. } \sigma_f = \frac{\pi h^2}{2 \mu} L_m^2 E^{-1} \quad (143)$$

Από τις σχέσεις στις περιοχές I και II, μπορεί κανείς να προσδιορίσει το δυναμικό αλληλεπίδρασης $V(r)$ και εν συνεχεία αφού αφαιρέσει το δυναμικό Coulomb, να προσδιορίσει το πυρηνικό δυναμικό. Μία τέτοια διαδικασία κατέδειξε για τα δεδομένα του σχήματος 79, ότι είναι συμβατά με το δυναμικό Wilczynski (Phys. Lett. 55B (1975), 270) το



δυναμικό Ngo (in Proceedingw of the International Conference in Nuclear Physics, Florence, 1983, ed. P. Blasi and R. A. Ricci Vol. II, p. 321) το δυναμικό Bass (Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 265) και το προσεγγιστικό δυναμικό (J. Randrup, Nucl. Phys. A307 (1978) 319 and Birkelund et al, Phys. Rep. 56 (1979) 107).

Βιβλιογραφία για περαιτέρω μελέτη

1. Techniques for Physics Experiments, W. L. Leo
2. Gamma-ray and Electron Spectroscopy in Nuclear Physics, H.E. Jiri and M.J.A deVoight
3. Radiation Detection and Measurements, G.F. Knoll
4. Alpha-beta- and gamma spectroscopy, vol. I, II, editor K. Siegbahn
5. Data Reduction and Error Analysis in Physical Sciences, P. R. Bevington.
6. Techniques in Nuclear Structure Physics, J.B. England
7. Introductory Nuclear Physics, K.S. Krane
8. Πυρηνική Φυσική, τόμος I και II, Π. Α. Ασημακόπουλος
9. Nuclear Physics, an Introduction, W. E. Burcham
10. Nuclear and Particle Physics, E. B. Paul
11. Introduction to Nuclear Physics, H. Enge





Τυπώθηκε στο Πανεπιστημιακό Τυπογραφείο
με δαπάνη του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΑΚΟ
Τυπογραφείο

Διανέμεται Δωρεάν στους φοιτητές.

