



***Μελέτη της παροχής αερίου
στους ανιχνευτές MicroMeGaS***

Ευστάδιος Κ. Καρέντζος



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΕΠΙΣΤΗΜΗΣ
ΥΛΙΚΩΝ
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ
ΦΥΣΙΚΗΣ



Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών

«ΦΥΣΙΚΗ και ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΕΣ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ»

Μελέτη της παροχής του αερίου στους ανιχνευστές Micromegas

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

του

Ευστάθιου Κ. Καρέντζου

Επιβλέπων: Θεόδωρος Αλεξόπουλος

Καθηγητής, ΕΜΠ

Αθήνα, Ιούλιος 2013



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΕΠΙΣΤΗΜΗΣ
ΥΛΙΚΩΝ
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ
ΦΥΣΙΚΗΣ



Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών

«ΦΥΣΙΚΗ και ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΕΣ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ»

Μελέτη της παροχής του αερίου στους ανιχνευτές Micromegas

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

του

Ευστάθιου Κ. Καρέντζου

Επιβλέπων: Θεόδωρος Αλεξόπουλος

Καθηγητής, ΕΜΠ

Εγκρίθηκε από εξεταστική τριμελή επιτροπή

.....

Θεόδωρος Αλεξόπουλος

Καθηγητής ΕΜΠ

.....

Ευάγγελος Γαζής

Καθηγητής ΕΜΠ

.....

Τσιπολίτης Γεώργιος

Αναπληρωτής
Καθηγητής ΕΜΠ

.....

Ευστάθιος Κ. Καρέντζος, 2013

Διπλωματούχος Φυσικός Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσ/νίκης, ΑΠΘ

Copyright © Ευστάθιος Κ. Καρέντζος, 2013

Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. All rights reserved.

Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας εργασίας, εξ ολοκλήρου ή τμήματος αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσης, υπό την προϋπόθεση να αναφέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς τον συγγραφέα. Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό το έγγραφο εκφράζουν τον συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευθεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

Περιεχόμενα

Κεφ.1 Εισαγωγή

- 1.1 Εισαγωγή
- 1.2 Το Καθιερωμένο Πρότυπο
- 1.3 Φυσική υψηλών ενεργειών
- 1.4 Ανιχνευτές σωματιδίων.
- 1.5 Αρχή λειτουργίας και σύνθεση των ανιχνευτών
 - 1.5.1 Ανιχνευτές τροχιών
 - 1.5.2 Καλορίμετρα (Θερμιδόμετρα)
 - 1.5.3 Ανιχνευτές Μιονίων
- 1.6 Το CERN και ο μεγάλος επιταχυντής αδρονίων, LHC
 - 1.5.1. Τα τμήματα του LHC
 - 1.5.2. Το πείραμα Atlas

Κεφ.2 Αλληλεπίδραση ακτινοβολίας ύλης

- 2.1 Η αλληλεπίδραση των φορτισμένων σωματιδίων με την ύλη
- 2.2 Η εξίσωση Bethe – Bloch
- 2.3 Ενεργειακές απώλειες βαρέων σωματιδίων
- 2.4 Ενεργός Διατομή
 - 2.4.1. Διαφορική ενεργός διατομή
 - 2.4.2 Ολική ενεργός διατομή
- 2.5 Κατανομή Landau
- 2.6 Ακτίνες – δ
- 2.7 Η αλληλεπίδραση των φωτονίων με την ύλη.
 - 2.7.1. Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο
 - 2.7.2. Σκέδαση Compton
 - 2.7.3. Δίδυμη Γένεση

Κεφ. 3 Φαινόμενα μεταφοράς φορτίων στα αέρια

- 3.1 Φαινόμενα Μεταφοράς Φορτίου
- 3.2 Η εξίσωση Poiseuille
- 3.3 Μία σύντομη περιγραφή των αερίων
- 3.4 Μικροσκοπική μελέτη της μεταφοράς φορτίων στα αέρια
 - 3.4.1. Φαινόμενα Μεταφοράς Φορτίου στα αέρια

- 3.4.2. Επανασύνδεση
- 3.4.3. Προσάρτηση ηλεκτρονίου
- 3.4.4. Διάχυση
- 3.4.5. Οι κανόνες του Fick για τη διάχυση
- 3.4.6. Ολίσθηση
- 3.4.7. Φαινόμενο Ramsauer
- 3.4.8. Φαινόμενο Quenching
- 3.4.9. Η φόρμουλα του Langevin
- 3.5 Διεγέρσεις και ιονισμοί στα αέρια
 - 3.5.1. Μηχανισμοί Ιονισμού
 - 3.5.2. Penning effect
 - 3.5.3. Δημιουργία μοριακών ιόντων
 - 3.5.4. Ο ρόλος των φωτονίων
 - 3.5.5. Δημιουργία ζεύγους
 - 3.5.6. Το φαινόμενο της χιονοστιβάδας
- 3.6 Εκκενώσεις του αερίου
 - 3.6.1. Τύποι εκφορτίσεων
 - 3.6.2. Ο νόμος του Paschen

Κεφ. 4 Ανιχνευτικές Διατάξεις και Ανιχνευτές Αερίου

- 4.1 Εισαγωγή
- 4.2 Ανιχνευτές Αερίου
 - 4.2.1. Proportional counter / chamber
 - 4.2.2. Multi – wire proportional chamber
 - 4.2.3. Drift Chamber
 - 4.2.4. Time Projection Chamber, TPC
- 4.3 Αρχή λειτουργίας και περιοχές λειτουργίας των ανιχνευτών αερίων
- 4.4 Ιδιότητες ανιχνευτών αερίου
 - 4.4.1. Ευαισθησία (Sensitivity)
 - 4.4.2. Ενεργειακή διακριτική ικανότητα (energy resolution)
 - 4.4.3. Χωρική διακριτική ικανότητα (spatial resolution)
 - 4.4.4. Ανιχνευτική Ικανότητα (detector efficiency)
 - 4.4.5. Γεωμετρική Αποδοχή (Solid angle or Acceptance)
 - 4.4.6. Χρόνος απόκρισης (Response time)
 - 4.4.7. Ανενεργός χρόνος (Dead time)

Κεφ.5 Ο ανιχνευτής MicroMeGaS

- 5.1 Ο ανιχνευτής MicroMeGaS

- 5.2 Η δομή του ανιχνευτή *MicroMeGaS*
- 5.3 Η αρχή λειτουργίας του ανιχνευτή *MicroMeGaS*
- 5.4 Η διαμόρφωση του ηλεκτρικού πεδίου
- 5.5 Η τεχνική *spark resistive strips*
- 5.6 Η τεχνική *bulk – MicroMeGaS*
- 5.7 Επιλογή αερίου
- 5.8 Φαινόμενο φορτίου χώρου (*space charge effect*)
- 5.9 Φαινόμενο *Malter*.
- 5.10 Οι κατανομές *Yule – Furry* και *Poyla*.
- 5.11 Ο ανιχνευτής *MicroMeGaS* και τα κοσμικά μόνια
- 5.12 Το θεωρητικά αναμενόμενο φάσμα ενεργειακών απωλειών των κοσμικών μιονίων.
- 5.13 Χρόνος ανόδου του σήματος των κοσμικών μιονίων.

Κεφ.6 Πειραματική μελέτη του ανιχνευτή *MicroMeGaS*

- 6.1 Οι κυριότερες συσκευές του εργαστηρίου φυσικής υψηλών ενεργειών.
 - 6.1.1. Γραμμές μεταφοράς – Καλώδια (*Cables*)
 - 6.1.2. Ομοαξονικά καλώδια (*coaxial cables*)
 - 6.1.3. *Twisted pair cables*
 - 6.1.4. Φίλτρα (*Filters*)
 - 6.1.5. Προενισχυτής (*Preamplifier*)
 - 6.1.6. Ενισχυτής (*Amplifier*)
 - 6.1.7. Πολυκαναλικός Αναλυτής, *MCA (Multi – Channel Analyzer)*
 - 6.1.8. *Discriminator* (Διευκρινιστής ύψους παλμών)
 - 6.1.9. Αναλυτής
- 6.2 Πειραματική διάταξη.

- 6.2.1. *Experimental Set – up*
- 6.2.2. *Calibration*
- 6.2.3. *Εκτέλεση του πειράματος*
- 6.3 *Transparency Curve*
- 6.4 *Υπολογισμός της ενίσχυσης του αερίου (Gas Gain)*
- 6.5 *Κορυφή διαφυγής αερίου (Argon escape peak)*
- 6.6 *1^{ος} Συντελεστής του Townsend*
- 6.7 *Ενεργειακή διακριτική ικανότητα (Energy Resolution)*
- 6.8 *Βαθμονόμηση*
 - 6.8.A. *Coincidence Unit (MPR)*
- 6.9 *Environmental Study of MicroMeGaS detector*
 - 6.9.1. *Gas Gain variations*
 - 6.9.2. *Βασικές ιδιότητες του ανιχνευτή MicroMeGaS σε μίγματα αερίου Ar – CO₂.*
 - 6.9.3. *Το Gain συναρτήσει των περιβαλλοντικών παραμέτρων.*
- 6.10 *Efficiency*

Κεφ.7 MicroMeGaS Simulations

- 7.1 *Ηλεκτροστατική Προσομοίωση*
- 7.2 *Μαγνητική Θωράκιση και προσομοίωση του μ – metal*
 - 7.2.1. *Study of the magnetic shielding with μ – metal*
 - 7.2.2. *Magnetic shielding mechanism*
 - 7.2.3. *Study of the μ – metal*
 - 7.2.4. *Magnetic Simulation*
- 7.3 *Calculation methods and boundary conditions*
 - 7.3.1. *Infinite Plane*
 - 7.3.2. *Parallel loop*
 - 7.3.3. *Perpendicular loop*
 - 7.3.4. *Horizontal current line*
 - 7.3.5. *Magnetic field generated by a magnet*

Κεφ.8 Gas Propagation and the NSW

8.1 Ρευστοδυναμική

8.2 Εσωτερική Τριβή

8.3 Αριθμός Reynolds

8.4 Simulation Results

8.4.1. Τετραγωνική γεωμετρία του ανιχνευτή MicroMeGaS

8.4.2. Η γεωμετρία του ανιχνευτή NSW - MicroMeGaS

8.4.3. Σύγκριση διαφορετικών μεγεθών του Buffer Zone

8.4.4. Ο NSW σε διαφορετικές θέσεις στο χώρο

8.4.5. Double – side buffer zone

Παράρτημα Α Θόρυβος

A.I. Τα χαρακτηριστικά είδη θορύβου

A.I.1. Θόρυβος Johnson ή θερμικός θόρυβος

A.I.2. Θόρυβος Βολής (Shot noise ή θόρυβος Schottky)

A.I.3. Θόρυβος 1/f (Flicker noise)

A.I.4. Θόρυβος burst (burst ή popcorn noise)

A.I.5. Θόρυβος χιονοστιβάδας (avalanche noise)

A.II. Signal – to – Noise ratio, SNR

A.III. Τεχνικές βελτίωσης του SNR

Παράρτημα Β Signal formation in MicroMeGaS

B.I. Ο σχηματισμός του σήματος στον MicroMeGaS

B.II. Η μέθοδος των ειδώλων

B.III. Pulse height Dependence on the readout Structure

References

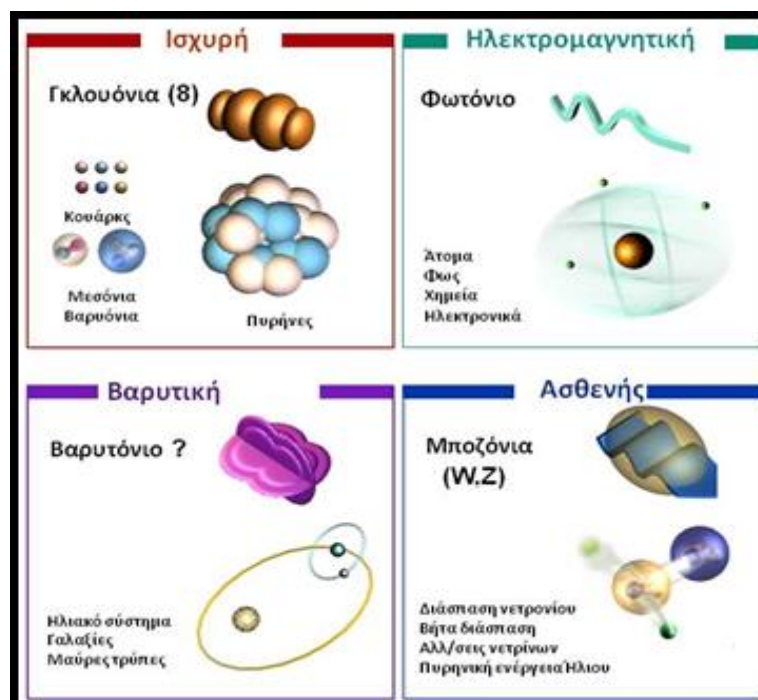
Εισαγωγή

Κεφ. **1**

1.1

Εισαγωγή

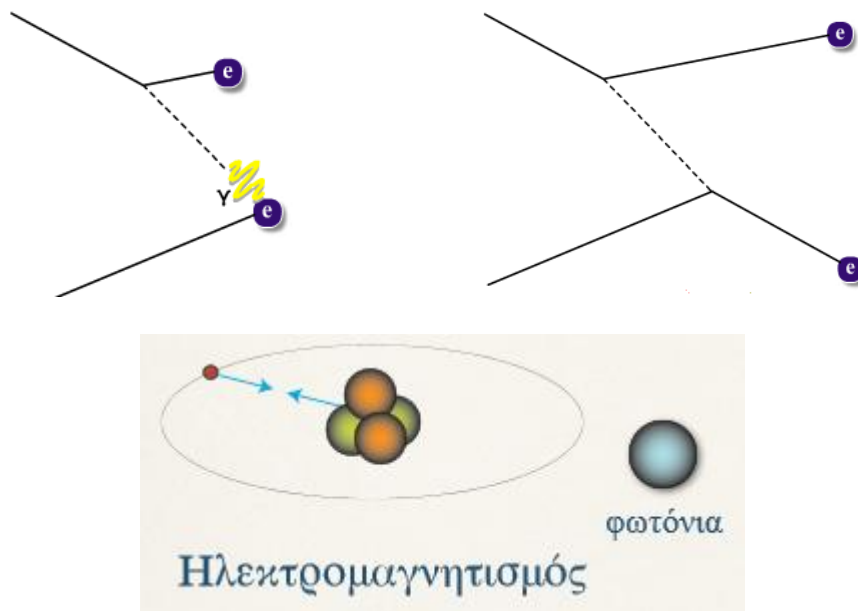
Ο κόσμος στον οποίο ζούμε είναι αποτέλεσμα βίαιων διεργασιών που έλαβαν χώρα πριν από περίπου 14 δισεκατομμύρια χρόνια. Τότε, το σύμπαν είχε διαστάσεις της τάξης των 10^{-35} m, η οποία είναι 10^{20} φορές μικρότερη από την τάξη μεγέθους ενός ατόμου (η ακτίνα του ατόμου είναι 10^{-15} m). Σε αυτόν τον απειροστά μικρό χώρο που καταλάμβανε το σύμπαν, υπήρχαν ενοποιημένες οι 4 θεμελιώδεις δυνάμεις (σχήμα 1), οι οποίες διέπουν τον φυσικό κόσμο όπως τον γνωρίζουμε σήμερα. Αυτές οι δυνάμεις, είναι : η Ισχυρή πυρηνική, η Ασθενής πυρηνική, η Ηλεκτρομαγνητική και η Βαρυτική σε αύξουσα σειρά, με βάση την ακτίνα δράσης τους. Όλες οι δυνάμεις εκτός της Βαρυτικής δύναμης περιγράφονται από το Καθιερωμένο Πρότυπο (*Standard Model*).



Σχήμα 1 : Οι 4 θεμελιώδεις δυνάμεις και οι αντίστοιχοι διαδότες τους.

Το **Καθιερωμένο Πρότυπο** (*Standard Model*), είναι μια φυσική θεωρία που περιγράφει τα δομικά συστατικά της ύλης και τις μεταξύ τους αλληλεπιδράσεις (ισχυρές, ασθενείς και ηλεκτρομαγνητικές). Όπως αναφέρθηκε, δεν περιλαμβάνει καμία περιγραφή των Βαρυτικών αλληλεπιδράσεων. Στο Καθιερωμένο Πρότυπο υπάρχουν τρεις βασικές δυνάμεις, η δράση των οποίων στηρίζεται στην ανταλλαγή ορισμένων στοιχειωδών σωματιδίων που ονομάζονται σωματίδια-φορείς ή διαδότες. Αυτές είναι :

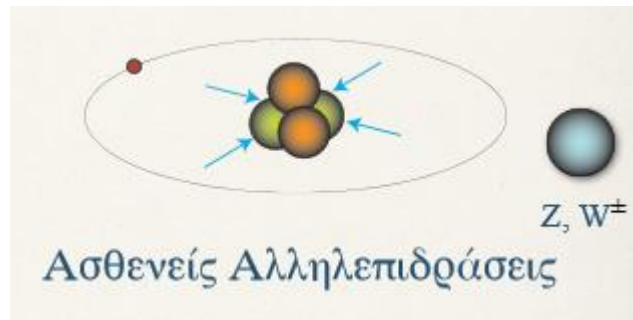
A. Τα ηλεκτρικά και μαγνητικά φαινόμενα, περιγράφονται από την **ηλεκτρομαγνητική δύναμη**. Το σωματίδιο ανταλλαγής ή διαδότης (σχήμα 2), της ηλεκτρομαγνητικής αλληλεπίδρασης είναι το **φωτόνιο**. Το φωτόνιο, που επίσης είναι γνωστό σαν σωματίδιο του φωτός, έχει μηδενική μάζα.



Σχήμα 2: Η ηλεκτρομαγνητική αλληλεπίδραση και το σωματίδιο ανταλλαγής της, το φωτόνιο.

Η εμβέλεια του είναι άπειρη, αλλά η ισχύς της δύναμης μειώνεται καθώς η απόσταση από την πηγή αυξάνεται. Την ηλεκτρομαγνητική αλληλεπίδραση τη συναντάμε πολύ συχνά στην καθημερινή μας ζωή. Για παράδειγμα, η σύσπαση των μυών ή η ευθυγράμμιση της βελόνας μιας πυξίδας με τη διεύθυνση του Β-N, οφείλεται στην ηλεκτρομαγνητική δύναμη. Επίσης, είναι υπεύθυνη για το "τίναγμα" που αισθανόμαστε όταν, περπατώντας πάνω σ' ένα χαλί, ακουμπάμε ένα σιδερένιο αντικείμενο. Είναι επίσης, υπεύθυνη για τη λειτουργία όλων των ηλεκτρικών μηχανών αλλά και για τη συγκρότηση των ατόμων: τα ηλεκτρόνια περιφέρονται γύρω από τον πυρήνα του ατόμου συγκρατούμενα από την ηλεκτρομαγνητική αλληλεπίδραση. Ασκείται μεταξύ όλων των σωμάτων που έχουν **ηλεκτρικό φορτίο**. Διακρίνουμε δυο ειδών φορτία: το **θετικό** και το **αρνητικό**. Τα ομώνυμα φορτία (θετικό - θετικό ή αρνητικό - αρνητικό) **απωθούνται** ενώ τα ετερόνυμα (θετικό - αρνητικό) **έλκονται**. Παραδείγματα φορτισμένων σωματιδίων είναι: το ηλεκτρόνιο (φορτίο -1), το πάνω (up) κουάρκ (φορτίο $+2/3$), ενώ το νεutrino δεν έχει ηλεκτρικό φορτίο

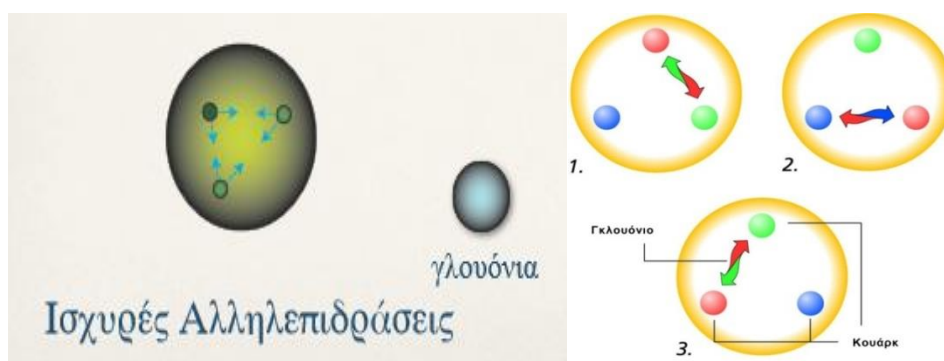
Β. Η **ασθενής δύναμη**, είναι η πρώτη από τις αλληλεπιδράσεις που δεν εμφανίζεται άμεσα στην καθημερινή μας ζωή. Παρ' όλα αυτά, η σημασία της είναι σημαντική, διότι αλληλεπιδρά με την ανταλλαγή τριών σωματιδίων με πολύ μεγάλη μάζα. Τα σωματίδια αυτά, είναι τα μποζόνια W^+ , W^- και Z^0 (σχήμα 3). Μέσω της ανταλλαγής αυτών των σωματιδίων είναι δυνατές αντιδράσεις διαφόρων ειδών κατά τις οποίες δεν αλλάζει μόνο το ηλεκτρικό φορτίο αλλά και το είδος των σωματιδίων που λαμβάνουν μέρος σε αυτές.



Σχήμα 3: Η ασθενής αλληλεπίδραση και τα σωματίδια ανταλλαγής της, τα μποζόνια W^+ , W^- και Z^0 .

Απλά αναφέρουμε εδώ, ως παράδειγμα, ότι μια από τις βασικές πυρηνικές αντιδράσεις που γίνονται στον Ήλιο και τον κάνουν να μας φωτίζει, οφείλεται ακριβώς σ' αυτήν την αλληλεπίδραση. Όσα σωματίδια αισθάνονται την ασθενή αλλά όχι την ισχυρή αλληλεπίδραση τα ονομάζουμε, **λεπτόνια**. Στα πλαίσια του Καθιερωμένου Προτύπου, η ασθενής και η ηλεκτρομαγνητική αλληλεπίδραση ενοποιούνται σε μία θεωρία που είναι γνωστή ως **ηλεκτρασθενής δύναμη**.

Γ. Η αλληλεπίδραση μεταξύ των κουάρκ (*quarks*), είναι γνωστή σαν **ισχυρή δύναμη** ή δύναμη του "**χρώματος**" και είναι η δεύτερη αλληλεπίδραση που δεν είναι άμεσα αντιληπτή. Το ανταλλασσόμενο σωματίο είναι το **γκλουόνιο** (*gluon*) που έχει και αυτό "χρώμα" (σχήμα 4). Η εμβέλεια της δύναμης είναι περιορισμένη παρότι το γκλουόνιο δεν έχει μάζα. Επιπλέον, το "χρώμα" των κουάρκ αλλάζει μέσω της ανταλλαγής γκλουονίων. Η ιδιότητα των γκλουονίων να μετατρέπονται σε ζεύγη κουάρκ και αντικουάρκ, κάνει το πρωτόνιο να είναι γεμάτο από μια ολόκληρη "θάλασσα" από κουάρκ, αντικουάρκ και γκλουόνια.



Σχήμα 4: Η ισχυρή αλληλεπίδραση και τα σωματίδια ανταλλαγής της, τα γκλουόνια ή γλουόνια .

Η ισχυρή αλληλεπίδραση όμως, είναι υπεύθυνη για την συγκρότηση των πυρήνων των ατόμων. Αυτή, συγκρατεί τα πρωτόνια και τα νετρόνια ώστε να σχηματίσουν τον πυρήνα. Μην ξεχνάτε

ότι οι δυνάμεις μεταξύ των ομόσημα (θετικά) φορτισμένων πρωτονίων είναι απωστικές. Τα σωματίδια που "αισθάνονται" την ισχυρή αλληλεπίδραση, όπως το πρωτόνιο και το νετρόνιο, λέγονται **αδρόνια**. Γνωρίζοντας τώρα ότι, τα αδρόνια έχουν εσωτερική δομή, η θεμελιώδης αλληλεπίδραση είναι μεταξύ των κουάρκ που συγκροτούν τα αδρόνια. Η αλληλεπίδραση μεταξύ των κουάρκ περιγράφεται από την **κβαντική χρωμοδυναμική**.

Η εμβέλεια της δύναμης εξαρτάται από την μάζα του ανταλλασσόμενου σωματιδίου: όσο μεγαλύτερη είναι η μάζα τόσο μικρότερη είναι η εμβέλεια. Τα σωματίδια-φορείς, έχουν την ιδιαίτερη ιδιότητα ότι για ένα πολύ μικρό χρονικό διάστημα και βάσει συγκεκριμένων κανόνων, μετατρέπονται σε ζεύγη ασταθών στοιχειωδών σωματιδίων. Από αυτά τα ζεύγη των ασταθών στοιχειωδών σωματιδίων, γεννιούνται σωματίδια που μπορούν να ανιχνευτούν καθιστώντας με αυτόν τον τρόπο, δυνατή την ταυτοποίηση του αρχικού ανταλλασσόμενου σωματιδίου.

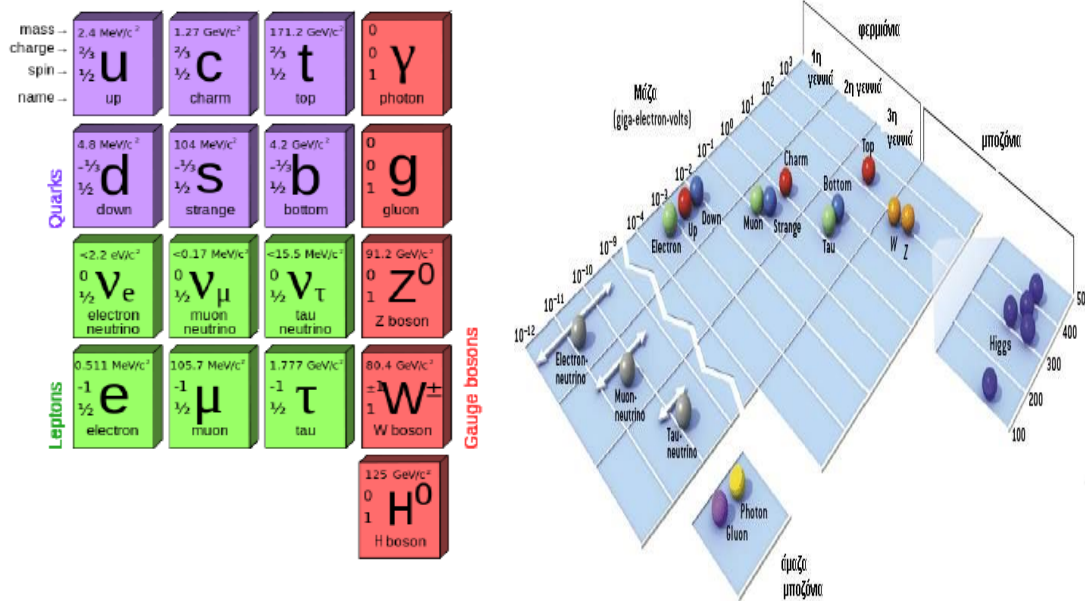
Ας βάλουμε τώρα σε μια σειρά τις τέσσερις αλληλεπιδράσεις ανάλογα με την ισχύ τους. Ας πάρουμε την πιο ισχυρή από αυτές, την Ισχυρή Πυρηνική Αλληλεπίδραση και ας συγκρίνουμε τις υπόλοιπες ως προς αυτήν. Η Ηλεκτρομαγνητική δύναμη είναι για την ακρίβεια 137 φορές μικρότερη, ενώ η Ασθενής Πυρηνική Δύναμη είναι 100.000 φορές πιο ασθενής από τη Ισχυρή. Για τη Βαρυτική Αλληλεπίδραση, πραγματικά η ισχύς της είναι δραματικά μικρή, δηλαδή, 10^{38} φορές πιο ασθενής από την Ισχυρή. Γι' αυτόν το λόγο, η βαρυτική αλληλεπίδραση δεν παίζει κανένα ρόλο στα πειράματα που γίνονται με στοιχειώδη σωματίδια. Την "σκεπάζουν" κυριολεκτικά οι άλλες αλληλεπιδράσεις. Το αποτέλεσμα είναι να μην μπορούμε να έχουμε από αυτά τα πειράματα, στοιχεία για τη βαρυτική αλληλεπίδραση. Μόνο σε πειράματα όπου υπεισέρχονται τεράστιες μάζες (αστέρων ή γαλαξιών) έχουμε τη δυνατότητα να δούμε τα αποτελέσματα αυτής της αλληλεπίδρασης.

Η θεωρία του Καθιερωμένου Προτύπου, είναι μια πολύ καλά θεμελιωμένη θεωρία που έχει προβλέψει πολλά πειραματικά αποτελέσματα. Αποτελέσματα, όπως η ύπαρξη πολλών σωματιδίων, έχοντας αντεπεξέλθει σε πάρα πολλούς πειραματικούς ελέγχους. Το βασικό κομμάτι που λείπει από τη θεωρία αυτή για να συμπληρωθεί είναι το μποζόνιο Higgs του οποίου η ύπαρξη, πιθανολογείται πλέον με αρκετή βεβαιότητα. Παρ' όλες τις επιτυχίες της, η θεωρία αυτή δεν μπορεί να εξηγήσει την ύπαρξη σκοτεινής ύλης, τις ταλαντώσεις νετρίνων και την ύπαρξη σωματιδίων με πολύ διαφορετικές μάζες.

Τέλος, όπως είδαμε η ύλη αποτελείται από λεπτόνια και κουάρκς. Στην φύση έχουν παρατηρηθεί 3 λεπτόνια: το ηλεκτρόνιο e^- , το μίονιο μ^- και το ταυ τ^- , με τα αντίστοιχα λεπτονικά νετρίνο (ν_{e^-} , ν_{μ^-} , ν_{τ^-}). Τα κουάρκς (*quarks*) χωρίζονται με την σειρά τους σε 3 οικογένειες – «**γεύσεις**»:

$\{up (u^+) - down (d^-)\}$, $\{charm(c^+) - strange(s^-)\}$ και $\{top(t^+) - bottom(b^-)\}$

Στον πίνακα (σχήμα 5) που ακολουθεί, φαίνονται οι παραπάνω οικογένειες, τα μποζόνια του Καθιερωμένου Προτύπου και οι φυσικές ιδιότητες των στοιχειωδών σωματιδίων όπως είναι η μάζα, το φορτίο και το spin.



Σχήμα 5: Πίνακας Καθιερωμένου Προτύπου. Αναγράφονται οι οικογένειες, οι διαδότες και οι ιδιότητες των στοιχειωδών σωματιδίων.

1.3

Φυσική υψηλών ενεργειών

Η Σωματιδιακή Φυσική ή Φυσική των στοιχειωδών σωματιδίων είναι ένας κλάδος της φυσικής που μελετά τα στοιχειώδη σωματίδια που συγκροτούν την ύλη καθώς και την συμπεριφορά (ακτινοβολία) αλλά και τις αλληλεπιδράσεις μεταξύ τους. Ονομάζεται επίσης, **φυσική υψηλών ενεργειών**, επειδή πολλά στοιχειώδη σωματίδια δεν υφίστανται υπό τις «συμβατικές» συνθήκες που συναντάμε στη φύση όπως τη γνωρίζουμε στον πλανήτη μας, αλλά μπορούν να δημιουργηθούν και να ανιχνευθούν μέσω ενεργειακών κρούσεων με άλλα σωματίδια, όπως γίνεται στους επιταχυντές σωματιδίων. Όπως είναι πλέον γνωστό, όλες οι μορφές της ύλης αποτελούνται από άτομα τα οποία θεωρούνται ως θεμελιώδη σωματίδια ή σωματίδια κάθε στοιχείου. Βεβαίως, αυτά τα άτομα είναι συνδυασμοί πιο μικρών σωματιδίων, που αποκαλούνται *υποατομικά σωματίδια*. Για παράδειγμα, ο πυρήνας του ατόμου αποτελείται από νετρόνια και πρωτόνια. Εκτός αυτών, οι επιστήμονες έχουν ανακαλύψει ακόμη πιο "μικρά" σωματίδια. Αν εξαναγκάσουμε τα υποατομικά σωματίδια να συγκρουστούν με μεγάλες ταχύτητες, τότε εμφανίζονται νέα σωματίδια, που καλούνται στοιχειώδη. Ο κλάδος της φυσικής που εξετάζει αυτά τα τελευταία ανακλύπτοντα στοιχειώδη σωματίδια ονομάζεται, **Φυσική των στοιχειωδών σωματιδίων** και εκ του τρόπου παραγωγής αυτών, **Φυσική των υψηλών ενεργειών**. Η Σωματιδιακή Φυσική, συνδέεται πλέον σημαντικά με τη μοντέρνα κοσμολογία, καθώς το ίδιο το σύμπαν είναι ένας τεράστιος φυσικός επιταχυντής, ενώ η μελέτη των στοιχειωδών σωματιδίων μας δίνει πολλές πληροφορίες για την γέννηση και την εξέλιξη του ίδιου του σύμπαντος.

Η πορεία των στοιχειωδών σωματιδίων στο πέρασμα του χρόνου

I. Από την Αρχαιότητα έως το 1550 μ.Χ.

Οι Έλληνες συνεισφέρανε πολλά στον κόσμο της Φυσικής με το να αναπτύξουν τη βάση σύγχρονων αρχών που διέπουν τα στοιχειώδη σωματίδια, όπως για παράδειγμα την διατήρηση της ύλης, την ατομική θεωρία και πολλά άλλα. Πολύ ελάχιστα πράγματα αναπτύχθηκαν κατά τους αιώνες μετά την περίοδο των Ελλήνων φιλοσόφων. Όταν όμως, η έντονη διανοητική δύναμη της Αναγέννησης εισήλθε στο πεδίο της Φυσικής, ο Κοπέρνικος και άλλοι μεγάλοι στοχαστές άρχισαν να απορρίπτουν τις ιδέες των Ελλήνων προς όφελος καινούριων ιδεών που βασιζόνταν σε εμπειρικούς κανόνες. Οι μετά τον Κοπέρνικο θεωρίες, έθεσαν τους τίτλους του τέλους της παλιάς επιστημονικής αντίληψης, με ταυτόχρονη εισαγωγή της καινούριας επιστημονικής επανάστασης. Παρόλα αυτά ταιριάζει περισσότερο, να συμπεριληφθεί ο Κοπέρνικος μεταξύ των αρχαίων στοχαστών.

624-547π.Χ. Ο **Θαλής ο Μιλήσιος** υποστηρίζει ότι το νερό είναι το βασικό συστατικό της Γης. Επίσης, εξοικειώθηκε με την ελκτική δύναμη των μαγνητών και του κεχρμπαραίου όταν το τρίβουμε.

580 -500π.Χ. Ο **Πυθαγόρας** θεωρούσε ότι η Γη είναι σφαιρική. Αναζήτησε να βρει μία μαθηματική αντίληψη του σύμπαντος.

500-428π.Χ. και 494-434π.Χ. Ο **Αναξαγόρας** αμφισβήτησε την προηγούμενη διαμάχη των Ελλήνων φιλοσόφων σχετικά με την δημιουργία και την καταστροφή της ύλης, διδάσκοντας ότι οι αλλαγές στην ύλη οφείλονται στη διαφορετική διάταξη αόρατων σωματιδίων. (Θα μπορούσε κανείς να πει ότι οι διδασκαλία του αποτελεί τον πρόδρομο της αρχής διατήρησης της ύλης). Ο **Εμπεδοκλής** περιόρισε αυτά τα αόρατα σωματίδια σε τέσσερα στοιχεία: τη γη, τον αέρα, τη φωτιά και το νερό.

460 - 370π.Χ. Ο **Δημόκριτος** ανέπτυξε την θεωρία ότι το σύμπαν αποτελείται από κενό χώρο και από ένα (σχεδόν) άπειρο αριθμό αόρατων σωματιδίων τα οποία διαφέρουν μεταξύ τους ως προς το σχήμα και τη θέση που καταλαμβάνουν στο χώρο. Η ύλη αποτελείται εξ' ολοκλήρου από σωματίδια που δεν μπορούν να διαιρεθούν περαιτέρω και καλούνται **άτομα**.

384-322π.Χ. Ο **Αριστοτέλης** τυποποίησε την συλλογή επιστημονικής γνώσης. Παρόλο που είναι δύσκολο να υποδείξει μία συγκεκριμένη θεωρία, το αποτέλεσμα της συλλογής αυτής ήταν να παρέχει τις βασικές αρχές της επιστήμης για μία χιλιετία.

310-230π.Χ. Ο **Αρίσταρχος** περιγράφει την κοσμολογία με τον ίδιο τρόπο που θα προτείνει ο Κοπέρνικος 2000 χρόνια αργότερα. Παρόλα αυτά με δεδομένο το μεγάλο κύρος του Αριστοτέλη, το ηλιοκεντρικό μοντέλο του Αρίσταρχου απορρίφθηκε προς όφελος του γεωκεντρικού μοντέλου.

287-212π.Χ. Ο **Αρχιμήδης**, ήταν ένας πρωτοπόρος της θεωρητικής Φυσικής. Έθεσε τις βάσεις της υδροστατικής.

70-147μ.Χ. Ο **Πτολεμαίος** από την Αλεξάνδρεια, συνέλεξε την γνώση της οπτικής της εποχής. Επίσης επινόησε μία πολύπλοκη θεωρία για την κίνηση των πλανητών.

~1000μ.Χ. Ο Αραβας **Alhazen**, έγραψε 7 βιβλία με θέμα την οπτική.

1214-1294μ.Χ. Ο **Roger Bacon** δίδαξε ότι για να μάθει κανείς τα μυστικά της φύσης θα πρέπει πρώτα να κάνει παρατηρήσεις. Με αυτό τον τρόπο παρείχε την μέθοδο με την οποία οι άνθρωποι μπορούν να αναπτύξουν επαγωγικές θεωρίες χρησιμοποιώντας παρατηρήσεις από την φύση.

1473-1543μ.Χ. Ο **Κοπέρνικος (Nicholaus Copernicus)** ξεκίνησε την θεωρία ότι η Γη περιστρέφεται γύρω από τον ήλιο. Το ηλιοκεντρικό μοντέλο ήταν επαναστατικό, διότι αμφισβήτησε το προηγούμενο δόγμα περί της επιστημονικής αυθεντίας του Αριστοτέλη, αλλά και γιατί δημιούργησε μία πλήρη επιστημονική και φιλοσοφική «αναστάτωση».

II. Από το 1550μ.Χ. έως το 1964μ.Χ.

Ακολουθώντας την επανάσταση του Κοπέρνικου, ήταν εμφανές ότι οι επιστημονικές θεωρίες δεν μπορούν να γίνουν αποδεκτές χωρίς αυστηρό έλεγχο. Η επικοινωνία μεταξύ των επιστημόνων αυξήθηκε και έδωσε το έναυσμα για περισσότερες ανακαλύψεις. Στην αρχή του εικοστού αιώνα οι επιστήμονες πίστευαν ότι καταλάβαιναν τις θεμελιώδεις αρχές της φύσης. Τα άτομα ήταν συμπαγή δομικά υλικά της φύσης, οι άνθρωποι εμπιστεύονταν τους νόμους της κίνησης του Νεύτωνα και τα περισσότερα προβλήματα της φυσικής φαινόταν να έχουν λυθεί. Παρόλα αυτά, αρχίζοντας με την θεωρία της σχετικότητας του Αϊνστάιν, η οποία αντικατέστησε τη Νευτώνεια μηχανική, οι επιστήμονες άρχισαν να συνειδητοποιούν ότι οι γνώση τους κάθε άλλο παρά ολοκληρωμένη ήταν. Ιδιαίτερου ενδιαφέροντος έτυχε το αναπτυσσόμενο πεδίο της κβαντομηχανικής, το οποίο άλλαξε τελείως τους βασικούς κανόνες της φυσικής. Μέχρι τα μέσα της δεκαετίας του 1960, οι φυσικοί αντελήφθησαν ότι η προηγούμενη αντίληψή τους, δηλαδή, η ύλη αποτελείται από στοιχειώδη πρωτόνια, νετρόνια και ηλεκτρόνια, ήταν ανεπαρκής για να εξηγήσει τα δεκάδες καινούρια σωματίδια που έχουν ανακαλυφθεί. Η θεωρία των κουάρκ των Gell-Mann και Zweig έλυσε αυτά τα προβλήματα. Κατά την διάρκεια των τριάντα τελευταίων ετών, η θεωρία που σήμερα είναι γνωστή σαν το Καθιερωμένο Πρότυπο των στοιχειωδών σωματιδίων και αλληλεπιδράσεων, έχει σταδιακά μεγαλώσει και έγινε κοινά αποδεκτή με τις καινούριες αποδείξεις από τους καινούριους επιταχυντές σωματιδίων.

1564–1642μ.Χ. Ο **Γαλιλαίος (Galileo Galilei)** θεωρείται από πολλούς ο πατέρας της μοντέρνας Φυσικής λόγω της επιμονής του να αντικαταστήσει παλιές υποθέσεις με επιστημονικά τεκμηριωμένες θεωρίες. Είναι γνωστός για τις θεωρίες του σχετικά με τα ουράνια σώματα και τις εργασίες του στην μηχανική που άνοιξαν τον δρόμο για τον Νεύτωνα.

1546 – 1601μ.Χ. Ο **Tycho Brahe** και ο **Johannes Kepler**. Οι ακριβείς μετρήσεις του Brahe επέτρεψαν στον Kepler να αναπτύξει τη θεωρία του για την ελλειπτική κίνηση των πλανητών και παρείχαν την απόδειξη για το σύστημα του Κοπέρνικου. Επιπλέον, ο Kepler γράφει μία ποιοτική περιγραφή της βαρύτητας.

1642 – 1727μ.Χ. Ο **Ισαάκ Νεύτων (Sir Isaac Newton)** αναπτύσσει τους νόμους της μηχανικής (τώρα τους ονομάζουμε Κλασική Μηχανική) που εξηγούν την κίνηση των σωμάτων με μαθηματικό τρόπο.

1773 – 1829μ.Χ. Ο **Thomas Young** αναπτύσσει την κυματική θεωρία του φωτός και περιγράφει την περίθλαση του φωτός.

1791 – 1867μ.Χ. Ο **Michael Faraday** δημιουργεί τον ηλεκτρικό κινητήρα, και αναπτύσσει την μία αντίληψη

της ηλεκτρομαγνητικής επαγωγής, η οποία παρέχει την απόδειξη ότι ο ηλεκτρισμός έχει σχέση με τον μαγνητισμό. Επί πλέον, ανακαλύπτει την ηλεκτρόλυση και περιγράφει την αρχή διατήρησης της ενέργειας.

1799 – 1878μ.Χ. Η έρευνα του **Joseph Henry** πάνω στην ηλεκτρομαγνητική επαγωγή έγινε την ίδια εποχή με αυτή του Faraday. Δημιούργησε τον πρώτο κινητήρα. Η δουλειά του στους ηλεκτρομαγνήτες οδήγησε στην ανάπτυξη του τηλεγράφου.

1873μ.Χ. Ο **James Clerk Maxwell** έκανε πολύ σημαντική έρευνα σε τρία θέματα : την όραση του χρώματος, την μοριακή θεωρία και την ηλεκτρομαγνητική θεωρία. Οι ιδέες που αποτελούν την βάση των θεωριών του Maxwell για τον ηλεκτρομαγνητισμό περιγράφουν την διάδοση των κυμάτων του φωτός στο κενό.

1874μ.Χ. Ο **George Stoney** αναπτύσσει την θεωρία του ηλεκτρονίου και υπολογίζει την μάζα του.

1895μ.Χ. Ο **Wilhelm Roentgen** ανακαλύπτει τις ακτίνες X.

1898μ.Χ. Οι **Marie** και **Pierre Curie** ξεχωρίζουν τα ραδιενεργά στοιχεία.

1898μ.Χ. Ο **Joseph Thompson** μέτρησε το ηλεκτρόνιο και ανέπτυξε την θεωρία του "σταφιδόψωμου" για το άτομο -- ότι δηλαδή το άτομο είναι μία σφαίρα ελαφρά θετικά φορτισμένη γεμάτη με ηλεκτρόνια όπως οι σταφίδες στο σταφιδόψωμο.

1900μ.Χ. Ο **Max Planck** προτείνει την κβαντική μορφή της ακτινοβολίας (υπάρχει σε διακριτές ποσότητες ενέργειας, τα γνωστά **κβάντα**.)

1905μ.Χ. Ο **Albert Einstein**, ένας από τους ελάχιστους επιστήμονες που πήρε στα σοβαρά τις ιδέες του **Planck**, προτείνει το κβάντο του φωτός (το φωτόνιο) το οποίο συμπεριφέρεται σαν σωματίδιο. Οι άλλες θεωρίες του **Einstein** εξήγησαν την ισοδυναμία της μάζας και της ενέργειας, την δυαδικότητα σωματιδίου - κύματος για το φωτόνιο, την αρχή της ισοδυναμίας και την ειδική θεωρία της σχετικότητας.

1909μ.Χ. Ο **Hans Geiger** και ο **Ernest Marsden**, υπό την καθοδήγηση του **Ernest Rutherford**, μελέτησαν την σκέδαση σωματιδίων άλφα πάνω σε χρυσόχαρτο και παρατήρησαν σκεδάσεις σε μεγάλες γωνίες, οι οποίες υποδεικνύουν την ύπαρξη ενός μικρού, πυκνού και θετικά φορτισμένου πυρήνα.

1911μ.Χ. Ο **Ernest Rutherford** συμπέρανε την ύπαρξη του πυρήνα σαν αποτέλεσμα του πειράματος της σκέδασης των σωματιδίων άλφα των **Hans Geiger** και **Ernest Marsden**.

1912μ.Χ. Ο **Albert Einstein** εξηγεί την καμπύλωση του χωρο-χρόνου.

1913μ.Χ. Ο **Niels Bohr** επιτυγχάνει την σύνταξη μίας θεωρίας για την δομή του ατόμου βασισμένη στις ιδέες των κβάντων.

1919μ.Χ. Ο **Ernest Rutherford** βρίσκει την πρώτη απόδειξη για την ύπαρξη του πρωτονίου.

1921μ.Χ. Ο **James Chadwick** και ο **E.S. Bieler** συμπεραίνουν ότι κάποια ισχυρή δύναμη διατηρεί την συνοχή του πυρήνα.

1923μ.Χ. Ο **Arthur Compton** ανακαλύπτει την κβαντική (σωματιδιακή) υφή των ακτίνων Χ. Με αυτό τον τρόπο επιβεβαιώνει ότι τα φωτόνια είναι σωματίδια.

1924μ.Χ. Ο **Louis de Broglie** προτείνει ότι η ύλη έχει κυματικές ιδιότητες.

1925μ.Χ.(January) Ο **Wolfgang Pauli** διατυπώνει την απαγορευτική αρχή για τα ηλεκτρόνια στο άτομο.

1925μ.Χ.(April) Ο **Walther Bothe** και ο **Hans Geiger** αποδεικνύουν ότι η ενέργεια και η μάζα διατηρούνται στις ατομικές αντιδράσεις.

1926μ.Χ. Ο **Erwin Schrodinger** αναπτύσσει την κυματομηχανική, η οποία περιγράφει την συμπεριφορά του κβαντικού συστήματος των μποζονίων. Ο **Max Born** ερμηνεύει την κβαντομηχανική με πιθανότητες. Ο **G.N. Lewis** προτείνει το όνομα "φωτόνιο" για το κβάντο του φωτός.

1927μ.Χ. Είχε παρατηρηθεί ότι ορισμένα υλικά εκπέμπουν ηλεκτρόνια (βήτα διάσπαση). Εφόσον και το άτομο και ο πυρήνας έχουν συγκεκριμένες ενεργειακές στάθμες, είναι δύσκολο να εξηγηθεί πως τα ηλεκτρόνια που παράγονται από μεταπτώσεις μπορούν να έχουν ένα συνεχές ενεργειακό φάσμα. Ο **Werner Heisenberg** διατυπώνει την αρχή της αβεβαιότητας: με όση μεγαλύτερη ακρίβεια γνωρίζουμε κανείς την ενέργεια ενός σωματιδίου με τόσο μικρότερη ακρίβεια γνωρίζουμε τον χρόνο (και αντίστροφα). Η ίδια αβεβαιότητα ισχύει για την ορμή και τις συντεταγμένες ενός σωματιδίου.

1928μ.Χ. Ο **Paul Dirac** συνδυάζει την κβαντομηχανική και την ειδική θεωρία της σχετικότητας για να περιγράψει το ηλεκτρόνιο.

1930μ.Χ. Η κβαντομηχανική και η ειδική θεωρία της σχετικότητας έχουν εδραιωθεί. Υπάρχουν μόνο τρία στοιχειώδη σωματίδια: τα πρωτόνια, τα ηλεκτρόνια και τα φωτόνια. Ο **Max Born**, αφού έμαθε την εξίσωση του **Dirac**, δήλωσε, "Σε έξι μήνες θα είναι το τέλος της φυσικής που ξέρουμε". Ο **Wolfgang Pauli** προτείνει το νετρίνο για να εξηγήσει το συνεχές φάσμα της ενέργειας του ηλεκτρονίου από τις διασπάσεις βήτα.

1931μ.Χ. Ο **Paul Dirac** αντιλαμβάνεται ότι τα θετικά φορτισμένα σωματίδια που απαιτούνται από την εξίσωσή του είναι καινούρια αντικείμενα (τα ονομάζει "ποζιτρόνια"). Είναι ακριβώς σαν τα ηλεκτρόνια, αλλά έχουν θετικό φορτίο. Αυτό είναι το πρώτο παράδειγμα των αντισωματιδίων. Ο **James Chadwick** ανακαλύπτει το νετρόνιο. Οι μηχανισμοί της συνοχής και της διάσπασης του πυρήνα αποτελούν κύρια προβλήματα για την επιστήμη.

1933-34μ.Χ. Ο **Enrico Fermi** προτείνει μία θεωρία για την βήτα διάσπαση που εισάγει τις ασθενείς αλληλεπιδράσεις. Είναι η πρώτη θεωρία που χρησιμοποιεί σαφώς τα νεutrino και την αλλαγή του "αρώματος" των σωματιδίων. Ο **Hideki Yukawa** συνδυάζει την ειδική θεωρία της σχετικότητας και την κβαντική θεωρία για να περιγράψει τις πυρηνικές αλληλεπιδράσεις με την ανταλλαγή μεταξύ πρωτονίων και νετρονίων, νέων σωματιδίων (τα "πιόνια" που είναι ένα είδος μεσονίων). Από το μέγεθος του πυρήνα ο Yukawa συμπεραίνει ότι τα ανταλλάσσόμενα σωματίδια (τα μεσόνια) έχουν μάζα περίπου 200 φορές την μάζα του ηλεκτρονίου. Αυτή είναι η αρχή της θεωρίας των μεσονίων στις πυρηνικές δυνάμεις.

1937μ.Χ. Ένα σωματίδιο ισοδύναμο με 200 μάζες ηλεκτρονίων ανακαλύπτεται στις κοσμικές ακτίνες. Ενώ στην αρχή οι φυσικοί θεωρούσαν ότι είναι το πιόνιο, αργότερα αποδείχθηκε ότι ήταν το μιονίο.

1938μ.Χ. Ο **E.C.G. Stueckelberg** παρατηρεί ότι τα πρωτόνια και τα νετρόνια δεν διασπώνται σε κανένα συνδυασμό με ηλεκτρόνια, νεutrino, μιονία ή τα αντισωματίδιά τους. Η σταθερότητα του πρωτονίου δεν μπορεί να εξηγηθεί σε σχέση με την διατήρηση του φορτίου και της ενέργειας. Γι' αυτό το λόγο προτείνει ότι τα βαρέα σωματίδια διατηρούνται ανεξάρτητα του είδους τους.

1941μ.Χ. Ο **C. Moller** και ο **Abraham Pais** εισάγουν τον γενικό όρο "νουκλεόνιο" για τα πρωτόνια και τα νετρόνια.

1946-47μ.Χ. Οι φυσικοί συνειδητοποιούν ότι το σωματίδιο που παρατηρήθηκε στις κοσμικές ακτίνες και εθεωρείτο ότι είναι το μεσόνιο του Yukawa, είναι το "μιονίο" το οποίο αποτελεί το πρώτο σωματίδιο της δεύτερης γενιάς που ανακαλύφθηκε. Η ανακάλυψή του ήταν τελείως απρόσμενη. Το σχόλιο του **I.I.Rabi** ήταν: "Αυτό ποιός το παρήγγειλε " Εισήχθη ο όρος "λεπτόνιο" για να περιγράψουν το καινούριο αυτό αντικείμενο που δεν αλληλεπιδρά ισχυρά (τα ηλεκτρόνια και τα μιονία είναι και τα δύο λεπτόνια).

1947μ.Χ. Ένα μεσόνιο που αλληλεπιδρά ισχυρά βρέθηκε στις κοσμικές ακτίνες και ταυτοποιήθηκε ότι είναι το πιόνιο. Οι φυσικοί αναπτύσσουν τους τρόπους για να υπολογίσουν τις ηλεκτρομαγνητικές ιδιότητες των ηλεκτρονίων, ποζιτρονίων και φωτονίων. Εισαγωγή των διαγραμμάτων Feynman.

1948μ.Χ. Το συγχροκύκλωτρο του Berkeley παράγει τα πρώτα τεχνητά πιόνια.

1949μ.Χ. Ο **Enrico Fermi** και ο **C.N. Yang** προτείνουν ότι το πιόνιο αποτελείται από ένα νουκλεόνιο και ένα αντινουκλεόνιο. Η ιδέα για σύνθετα σωματίδια είναι ριζοσπαστική. Ανακάλυψη του K^+ μέσω των διασπάσεων του.

1950μ.Χ. Ανακάλυψη του ουδέτερου πιονίου.

1951μ.Χ. Δύο νέου τύπου σωματίδια ανακαλύπτονται στις κοσμικές ακτίνες. Ανακαλύφθηκαν κοιτώντας τροχιές που έμοιαζαν με V και αναπλάθοντας το ηλεκτρικά ουδέτερο αντικείμενο το οποίο διασπώμενο παρήγαγε δύο φορτισμένα σωματίδια που ανιχνεύτηκαν μέσω των τροχιών που αφήσανε. Τα σωματίδια αυτά ονομάστηκαν Λ^0 και K^0 .

1952μ.Χ. Ανακάλυψη των σωματιδίων Δέλτα: Υπάρχουν τέσσερα σωματίδια του είδους (Δ^{++} , Δ^+ , Δ^0 , και Δ^-). Ο **Donald Glaser** εφευρίσκει τον θάλαμο φυσαλίδων. Το Κόσμοτρο του Brookhaven, ένας επιταχυντής 1.3 GeV, αρχίζει την λειτουργία του.

1953μ.Χ. Η αρχή της "έκρηξης των Σωματιδίων" - Ένας πραγματικός πολλαπλασιασμός των γνωστών σωματιδίων.

1953 - 57μ.Χ. Η σκέδαση ηλεκτρονίων σε πυρήνες αποκαλύπτει την ύπαρξη κατανομής φορτίου μέσα στα πρωτόνια και ακόμη και στα νετρόνια. Η περιγραφή της ηλεκτρομαγνητικής δομής των πρωτονίων και των νετρονίων υποδεικνύει την ύπαρξη κάποιας εσωτερικής δομής αν και ακόμη και τα δύο σωματίδια θεωρούνται σαν στοιχειώδη.

1954μ.Χ. Ο **C.N. Yang** και ο **Robert Mills** αναπτύσσουν ένα καινούριο είδος θεωριών που ονομάζονται "θεωρίες βαθμίδος". Παρότι δεν έγινε αντιληπτό εκείνη την εποχή, τέτοιου είδους θεωρία αποτελεί την βάση του Καθιερωμένου Πρότυπου.

1957μ.Χ. Ο **Julian Schwinger** προτείνει σε μία δημοσίευσή του την ενοποίηση των ασθενών και των ηλεκτρομαγνητικών αλληλεπιδράσεων.

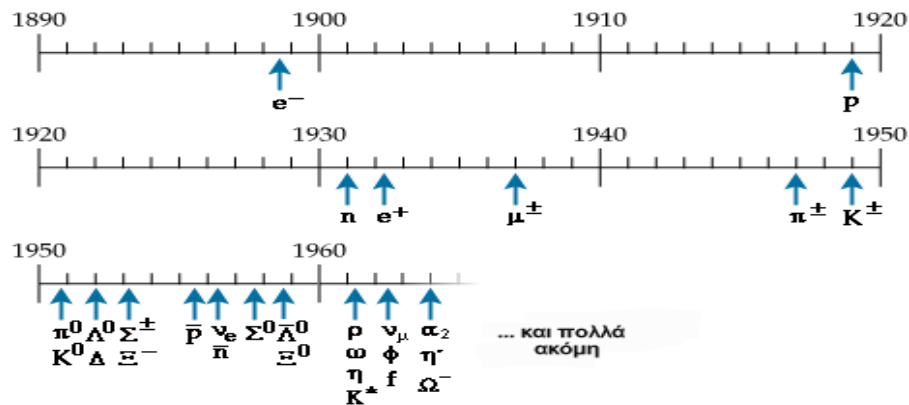
1957-59μ.Χ. Οι **Julian Schwinger**, **Sidney Bludman**, και **Sheldon Glashow**, σε ξεχωριστές δημοσιεύσεις ο καθένας, προτείνουν ότι όλες οι ασθενείς αλληλεπιδράσεις συμβαίνουν με την μεσολάβηση βαρέων φορτισμένων μποζονίων, τα οποία αργότερα

ονομάσθηκαν W^+ και W^- . Στην πραγματικότητα ο **Yukawa** ήταν αυτός που για πρώτη φορά πριν από είκοσι χρόνια είχε μιλήσει για την ανταλλαγή μποζονίων, αλλά είχε προτείνει το πιόνιο σαν ενδιάμεσο φορέα της ασθενούς δύναμης.

1961μ.Χ. Καθώς ο αριθμός των γνωστών σωματιδίων αυξάνει, μια μαθηματική ταξινόμηση στην οργάνωση

των σωματιδίων (η ομάδα $SU(3)$) βοηθά τους φυσικούς να αναγνωρίσουν διαφορετικούς τύπους σωματιδίων.

1962μ.Χ. Τα πειράματα επαληθεύουν την ύπαρξη δύο διαφορετικών τύπων νετρίνο (τα ηλεκτρονικά και τα μιονικά νετρίνο). Αυτό είχε προηγουμένως συναχθεί από θεωρητικές μελέτες.



Σχήμα 6: Οι πρώτες ανακαλύψεις στοιχειωδών σωματιδίων.

III. Από το 1964μ.Χ. έως Σήμερα.

1964μ.Χ. Ο **Murray Gell-Mann** και ο **George Zweig** προτείνουν πειραματικά την ιδέα των **κουάρκ (quarks)**. Προτείνουν ότι τα μεσόνια και τα βαρυόνια αποτελούνται από τρία κουάρκ ή αντικουάρκ που ονομάζονται "up", "down" ή "strange" (u , d , s) με ιδιοστροφορμή 0.5 και ηλεκτρικά φορτία $2/3$, $-1/3$, $-1/3$, αντίστοιχα (όπως αποδείχθηκε αργότερα αυτή η θεωρία δεν είναι τελείως ακριβής). Επειδή, κλασματικά φορτία δεν είχαν ποτέ παρατηρηθεί στην φύση, η θεωρία των κουάρκ αντιμετώπισθηκε περισσότερο σαν μία μαθηματική εξήγηση της γενικής εικόνας που παρουσίαζαν οι μάζες των σωματιδίων παρά σαν μια φυσική θεωρία. Αργότερα με την περαιτέρω ανάπτυξη της θεωρίας καθώς και οι πειραματικές παρατηρήσεις μας επέτρεψαν να δούμε τα κουάρκ σαν μία φυσική οντότητα, παρότι δεν μπορούν ποτέ να απομονωθούν. Παρατηρώντας την γενική εικόνα των λεπτονίων, προτάθηκε η ύπαρξη ενός τετάρτου κουάρκ ώστε να έχουμε παρόμοια εικόνα και στα κουάρκ που σήμερα είναι γνωστή σαν γενεές της ύλης. Πολύ λίγοι φυσικοί πήραν αυτή την ιδέα στα σοβαρά εκείνη την εποχή. Οι **Sheldon Glashow** και **James Bjorken** εισάγουν το όνομα "charm" (χαριτωμένο) για το τέταρτο (c) κουάρκ.

1965μ.Χ. Οι **O.W. Greenberg**, **M.Y. Han**, και **Yoichiro Nambu** εισήγαγαν το φορτίο **χρώματος** σαν ιδιότητα των κουάρκ. Όλα τα αδρόνια που έχουν παρατηρηθεί έχουν ουδέτερο χρώμα.

1966μ.Χ. Το πρότυπο των κουάρκ γίνεται αποδεκτό σχετικά αργά μια και τα κουάρκ δεν έχουν παρατηρηθεί.

1967μ.Χ. Οι **Steven Weinberg** και **Abdus Salam** προτείνουν (ανεξάρτητα ο καθένας) μία θεωρία που ενοποιεί την ηλεκτρομαγνητική και την ασθενή αλληλεπίδραση στην ηλεκτρασθενή αλληλεπίδραση. Η θεωρία τους απαιτεί την ύπαρξη ενός ουδέτερου μποζονίου που αλληλεπιδρά μέσω της ασθενούς αλληλεπίδρασης (σήμερα ονομάζεται μποζόνιο Z^0) και μεσολαβεί στις ασθενείς αλληλεπιδράσεις. Το σωματίδιο αυτό δεν είχε παρατηρηθεί εκείνο τον καιρό. Επίσης προέβλεψαν ένα ακόμη βαρύ μποζόνιο, το ονομαζόμενο μποζόνιο Higgs που επίσης δεν έχει παρατηρηθεί.

1968-69μ.Χ. Στον Γραμμικό Επιταχυντή του **Stanford**, σ' ένα πείραμα κατά το οποίο μελετούσε την σκέδαση ηλεκτρονίων από πρωτόνια, φαινόταν ότι τα ηλεκτρόνια σκεδάζονται από μικρά "κέντρα" μέσα στο πρωτόνιο.

Οι **James Bjorken** και **Richard Feynman** ανέλυσαν τα πειραματικά δεδομένα χρησιμοποιώντας ένα πρότυπο σύμφωνα με το οποίο το πρωτόνιο είχε δομικά σωματίδια (δεν χρησιμοποίησαν τον όρο "κουάρκ" για τα δομικά σωματίδια, παρότι αυτό το πείραμα έδωσε την απόδειξη για τα κουάρκ).

1970μ.Χ. Οι **Sheldon Glashow, Γιάννης Ηλιόπουλος,** και **Luciano Maiani** αναγνώρισαν την μεγάλη σημασία που έχει η ύπαρξη του τέταρτου κουάρκ στο πλαίσιο του Καθιερωμένου Πρότυπου.

1973μ.Χ. Ο **Donald Perkins**, παρακινούμενος από τις προβλέψεις του Καθιερωμένου Πρότυπου, επαναλαμβάνει την ανάλυση παλιών δεδομένων από το CERN και βρίσκει ενδείξεις για την ύπαρξη ασθενών αλληλεπιδράσεων χωρίς αλλαγή φορτίου (λόγω της ανταλλαγής ενός μποζονίου Z^0 .) Αναπτύσσεται η κβαντική θεωρία πεδίου για τις ισχυρές αλληλεπιδράσεις. Η θεωρία των κουάρκ και των γκλουονίων (που σήμερα αποτελεί μέρος του Καθιερωμένου Πρότυπου) έχει δομή παρόμοια με την κβαντική ηλεκτροδυναμική (QED). Επειδή αυτή η θεωρία ασχολείται με το φορτίο χρώματος ονομάζεται κβαντική χρωμοδυναμική (QCD). Τα κουάρκ ορίζονται σαν πραγματικά σωματίδια που έχουν φορτίο χρώματος. Τα γκλουόνια είναι τα κβάντα του πεδίου της ισχυρής αλληλεπίδρασης και έχουν μηδενική μάζα. Αυτή η θεωρία των ισχυρών αλληλεπιδράσεων προτάθηκε από τους **Harald Fritzsch** και **Murray Gell-Mann**. Οι **David Politzer, David Gross,** και **Frank Wilczek** ανακάλυψαν ότι η θεωρία του χρώματος στις ισχυρές αλληλεπιδράσεις έχει μια ιδιαίτερη ιδιότητα που σήμερα ονομάζεται "ασυμπτωτική ελευθερία" ("asymptotic freedom"). Αυτή η ιδιότητα ήταν αναγκαία για την εξήγηση των πειραματικών δεδομένων του 1968-69 σχετικά με το πρωτόνιο.

1974μ.Χ. Στην τελευταία ομιλία ενός συνεδρίου, ο **Γιάννης Ηλιόπουλος,** παρουσιάζει για πρώτη φορά συγκεντρωμένη την ολική άποψη της φυσικής που σήμερα είναι γνωστή σαν το Καθιερωμένο Πρότυπο. Περισσότερες πληροφορίες για το Καθιερωμένο Πρότυπο μπορείτε να διαβάσετε στην Περιπέτεια των Σωματιδίων. Ο **Burton Richter** και ο **Samuel Ting,** επικεφαλής δύο διαφορετικών πειραμάτων, ανακοίνωσαν την ίδια μέρα ότι ανακάλυψαν ένα καινούριο σωματίδιο. Ο **Ting** και οι συνεργάτες του στο **Brookhaven** ονόμασαν το σωματίδιο "J", ενώ ο **Richter** και οι συνεργάτες του στο **SLAC** το ονόμασαν "ψ". Επειδή και οι δύο παρατηρήσεις έχουν την

ίδια βαρύτητα το σωματίδιο είναι σήμερα γνωστό σαν J/ψ . Το J/ψ είναι ένα μεσόνιο με ένα κουάρκ και ένα αντικουάρκ τύπου c .

1976μ.Χ. Οι **Gerson Goldhaber** και **Francois Pierre** βρήκαν το μεσόνιο D^0 (αποτελείται από ένα αντικουάρκ τύπου u και ένα κουάρκ τύπου c). Οι προβλέψεις της θεωρίας συμφωνούν με τα πειραματικά αποτελέσματα, προσφέροντας μ' αυτό τον τρόπο υποστήριξη στο Καθιερωμένο Πρότυπο. Ο **Martin Perl** και οι συνεργάτες του στο **SLAC** ανακάλυψαν το λεπτόνιο τ . Επειδή αυτό το λεπτόνιο είναι το πρώτο που παρατηρήθηκε από την τρίτη γενιά των σωματιδίων, ήταν τελείως απρόσμενο.

1977μ.Χ. Ο **Leon Lederman** και οι συνεργάτες του στο **Fermilab** ανακάλυψαν άλλο ένα κουάρκ (και το αντικουάρκ του). Αυτό το κουάρκ ονομάζεται "bottom" (χαμηλό) ή "beauty" (ομορφιά). Επειδή τα κουάρκ υπάρχουν σε ζεύγη, αυτή η ανακάλυψη έδωσε την ώθηση για τις έρευνες για το έκτο κουάρκ το t .

1978μ.Χ. Οι **Charles Prescott** και **Richard Taylor** παρατηρούν μία ασθενή αλληλεπίδραση με την ανταλλαγή ενός μποζονίου Z^0 σε πείραμα σκέδασης πολωμένων ηλεκτρονίων από δευτέριο. Αυτή η παρατήρηση απέδειξε την παραβίαση της συμμετρίας χώρου επιβεβαιώνοντας τις προβλέψεις του Καθιερωμένου Πρότυπου.

1979μ.Χ. Η πρώτη απόδειξη για ένα γκλουόνιο που εκπέμπεται από ένα κουάρκ (ή αντικουάρκ) βρέθηκε στον επιταχυντή **PETRA**, στο εργαστήριο **DESY** στο Αμβούργο.

1983μ.Χ. Τα μποζόνια W^\pm και Z^0 που είναι τα σωματίδια φορείς των ασθενών αλληλεπιδράσεων παρατηρούνται από δύο πειράματα στο σύγχροτρο του **CERN** που συγκρούει πρωτόνια και αντιπρωτόνια χρησιμοποιώντας τεχνικές που αναπτύχθηκαν από τους **Carlo Rubbia** και **Simon Van der Meer**.

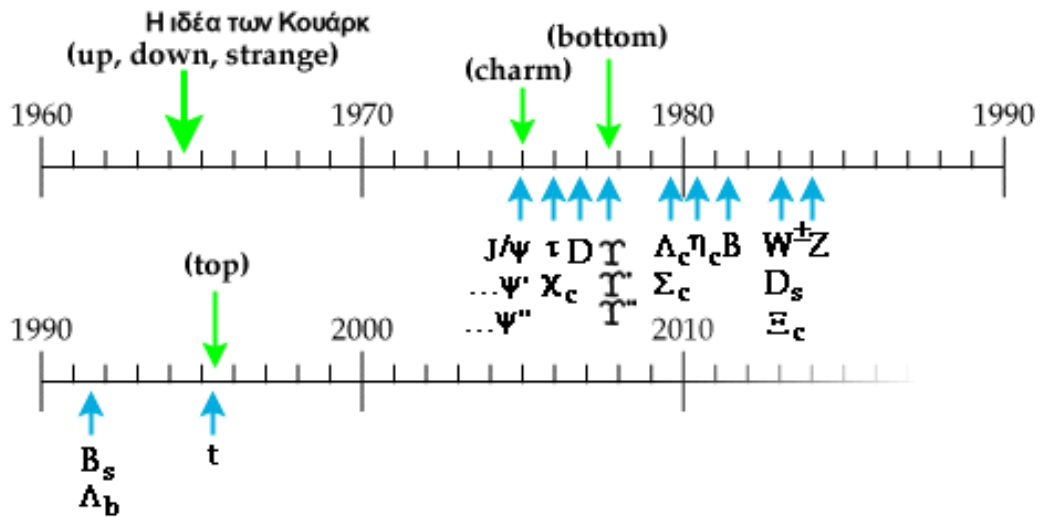
1981μ.Χ. Πειράματα που έγιναν στο **CERN** και στο **SLAC** απέδειξαν την ύπαρξη τριών μόνο γενεών θεμελιωδών σωματιδίων. Αυτό το συμπέρασμα βγήκε αποδεικνύοντας ότι ο χρόνος ζωής του μποζονίου Z^0 είναι αυτή που περιμένει κανείς αν έχει ακριβώς τρία πολύ ελαφρά (ή με μηδενική μάζα) νετρίνο.

1995μ.Χ. Μετά από έρευνες δεκαοκτώ ετών σε διάφορους επιταχυντές, τα πειράματα **CDF** και **D0** στο **Fermilab** ανακάλυψαν το κουάρκ τύπου t (top) που έχει μάζα 175

GeV. Κανείς δεν καταλαβαίνει γιατί η μάζα του είναι τόσο πιο μεγάλη από τα άλλα πέντε κουάρκ.

2010-...μ.Χ. Το **σωματίδιο Χιγκς**, καλούμενο εκλαϊκευμένα από τον Leon Lederman ως «**το σωματίδιο Θεός**» («the God particle»), είναι ένα μποζόνιο που, προβλέπεται θεωρητικά, η ταυτοποίησή του εκκρεμεί, ενώ θεωρείται πως έχει ήδη ανακαλυφθεί πειραματικά. Η ύπαρξη του σωματιδίου του Χιγκς δίνει τη δυνατότητα για εξήγηση στον τρόπο που συγκροτείται η ύλη προσδίδοντάς της ιδιότητες όπως για παράδειγμα η μάζα. Το μποζόνιο αυτό φαίνεται να βρίσκεται στο ενεργειακό

φάσμα μεταξύ 115 - 127 GeV, (με τα 125GeV να αντιστοιχούν σε μάζα ίση με 133 πρωτονίων). Η ανακάλυψή του θα βοηθήσει στην καλύτερη κατανόηση της δημιουργίας του σύμπαντος λύνοντας θέματα, στη θεωρία της μεγάλης έκρηξης, αμέσως μετά τα πρώτα κλάσματα του δευτερόλεπτου της γέννησης του σύμπαντος. Το μποζόνιο αυτό πήρε το όνομά του από τον Βρετανό καθηγητή φυσικής Πίτερ Χιγκς (Peter Higgs), ο οποίος πρότεινε την ύπαρξή του.



Σχήμα 7: Μεταγενέστερες ανακαλύψεις στοιχειωδών σωματιδίων.

1.4

Ανιχνευτές Σωματιδίων

Όλα τα παραπάνω δεν θα μπορούσαν να επιτευχθούν χωρίς τη συνδρομή της τεχνολογίας και κυρίως αυτής της αλματώδους ανάπτυξης που έχει ως αποτέλεσμα να βρισκόμαστε σε θέση να κραδαίνουμε τα «κλειδιά» της εισόδου του αθέατου και «μυστικιστικού» αυτού κόσμου. Τα εν λόγω κλειδιά, δεν είναι τίποτε άλλο παρά οι κατάλληλες συσκευές για την «αποκάλυψη» των θεμελιωδών ερωτημάτων αλλά και των θεμέλιων λίθων της Φύσης, τις γνωστές σε μας σήμερα, ανιχνευτικές διατάξεις.

Οι ανιχνευτές κατέχουν το σημαντικότερο μέρος αυτής της προσπάθειας κατανόησης των «πάντων», διότι αποτελούν το μέσο με το οποίο μπορούμε να αντλήσουμε τις απαραίτητες πληροφορίες, αντιλαμβανόμενοι τα περιβάλλοντα γεγονότα. Κάτι εξαιρετικά δύσκολο δια γυμνού οφθαλμού!

Ιστορική αναδρομή των πιο σημαντικών ανιχνευτικών διατάξεων.

1888μ.Χ. Ο John Aitken, κατασκευάζει τον πρώτο ανιχνευτή με το όνομα Dust Chamber.

1895μ.Χ. Ο Charles T.R. κατασκευάζει τον πρώτο σωματιδιακό ανιχνευτή, τον Cloud Chamber, εμπνευσμένος από τον "Dust Chamber".

1923μ.Χ. Η Marietta Blau, εισάγει την ιδέα του φωτογραφικού γαλακτώματος (nuclear emulsion).

1928μ.Χ. Οι Hans Geiger και Walther Muller εφηύραν τον Geiger-Muller tube.

1929μ.Χ. Πρώτη φωτογραφική καταγραφή άφιξης του σωματιδίου από τον Skobeltsyn .

1934μ.Χ. Οι Harley Iams και Bernard Salzberg πραγματοποιούν μία σπουδαία ανακάλυψη, αυτή του σπινθηριστή.

1952μ.Χ. Ο Donald Glaser κατασκευάζει τον ανιχνευτή φυσαλίδων (bubble chamber).

1973-84μ.Χ. Το CERN θέτει σε λειτουργία τον Big European Chamber, BEBC, ο οποίος παρήγαγε 3000km φωτογραφικού φιλμ.

1968μ.Χ. Ο Georges Charpak επαναστατεί στον τομέα των ανιχνευτών δημιουργώντας τον πρώτο ανιχνευτή «νέας» γενιάς, τον Multi Wire Proportional Chamber (MWPC).

1971μ.Χ. Οι A.H. Walenta, J.Heintze, B.Schorlein, βασιζόμενοι στον ανιχνευτή του Charpac (MWPC) κατασκευάζουν μία βελτιωμένη έκδοση αυτού, τον Drift Chamber.

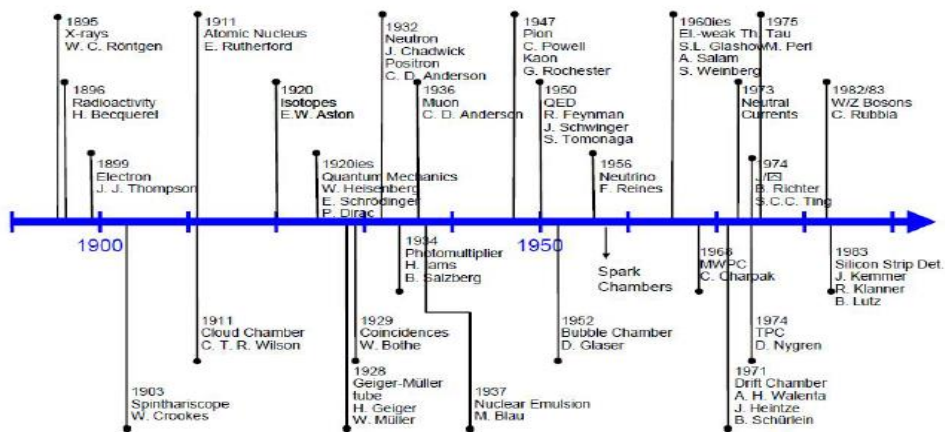
1974μ.Χ. Το πανεπιστήμιο του Berkeley κατασκευάζει τον Time Projection Chamber (TPC) κλείνοντας έτσι τον 1^ο κύκλο ανιχνευτών σωματιδίων.

1983μ.Χ. Στο CERN, υπό την επιμέλεια των J. Kemmer, R. Klanner και B. Lutz, χρησιμοποιείται ο πρώτος Silicon Strip ανιχνευτής στο πείραμα NA11.

1988μ.Χ. Ο A.Oed κατασκευάζει τον Micro-Strip Gas Chamber ξεκινώντας έτσι την εποχή των Micro-Pattern Gaseous Detectors.

1996μ.Χ. Οι Ιωάννης Γιοματάρης και Georges Charpak, κατασκευάζουν τον ανιχνευτή MicroMeGaS (Micro-Mesh Gaseous Structure).

1997-...μ.Χ. Ο Fabio Sauli κατασκευάζει τον Gas Electron Multiplier(GEM).



Σχήμα 8: Η εξέλιξη των ανιχνευτών.

Όταν έχουμε δύο σωματίδια μεγάλης ενέργειας τα οποία συγκρούονται, τότε μπορούν να δημιουργηθούν οι ειδικές συνθήκες που χρειαζόμαστε, αφενός για να εξερευνήσουμε την δομή της ύλης και αφετέρου για να δημιουργηθεί μία νέα μορφή της. Για να παρατηρήσουμε και να αναγνωρίσουμε τα ήδη γνωστά σωματίδια ή τις νέες μορφές ύλης, χρειαζόμαστε εξαιρετικά εξειδικευμένους ανιχνευτές. Ο ανιχνευτής λόγου χάρη, που βρίσκεται κοντά στο σημείο σύγκρουσης μπορεί να «αντιληφθεί» τις τροχιές των σωματιδίων που παράγονται από την σύγκρουση.

Οι σημερινοί ανιχνευτές είναι σύνθετοι και περιλαμβάνουν πολλά επιμέρους τμήματα ίδιων ή/και διαφορετικών ανιχνευτών. Ο σκοπός του σύνθετου ανιχνευτικού συστήματος διακρίνεται σε τρεις επιμέρους ενέργειες:

- να αναγνωρίσουν τα σωματίδια.
- να μετρήσουν την ενέργειά τους.
- να βρουν την διεύθυνσή τους.

Γνωρίζοντας το είδος των παραγόμενων σωματιδίων, την ενέργεια και την διεύθυνσή τους μπορούμε να εξάγουμε συμπεράσματα για τα μυστικά του μηχανισμού σύγκρουσης αλλά και για την ίδια τη δομή της ύλης.

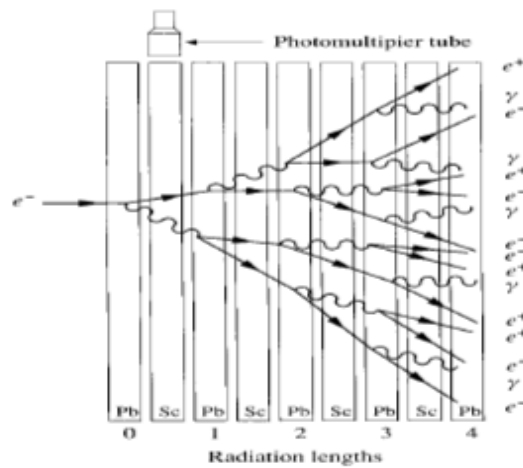
Τα επιμέρους τμήματα του ανιχνευτή είναι τοποθετημένα σε τέτοια στρωματική διάταξη, ώστε τα παραγόμενα σωματίδια να διασχίζουν τα διαφορετικά στρώματα. Το κάθε τμήμα του ανιχνευτή συνήθως επιτελεί και ένα εξειδικευμένο έργο. Συνδυάζοντας την πληροφορία από όλα τα επιμέρους τμήματα μπορούμε να ανακατασκευάσουμε τη λεπτομερή εικόνα για το τι συνέβη κατά τη σύγκρουση των σωματιδίων. Υπάρχουν τρία κύρια είδη ανιχνευτών:

1.5.1 Ανιχνευτές τροχιών.

Χρησιμοποιούνται για να υπολογίσουν αλλά και για να ανακατασκευάσουν τις τροχιές των φορτισμένων σωματιδίων που τους διασχίζουν. Ο εσωτερικός ανιχνευτής μετρά τις τροχιές των φορτισμένων σωματιδίων. Αποτελείται από ημιαγωγικές διατάξεις, που παρέχουν ακρίβεια μέτρησης έως $0.01mm$, καθώς και εκατοντάδες σωληνάκια γεμάτα με αέριο. Το κάθε σωληνάκι έχει ένα λεπτό σύρμα κατά μήκος του άξονά του. Εφαρμόζοντας υψηλή τάση μεταξύ του σύρματος και του τοιχώματος, τα σωματίδια που θα διέλθουν από το σωλήνα επάγουν ηλεκτρικούς παλμούς που καταγράφονται. Οι αισθητήρες, τοποθετούνται σε ένα πολύ ισχυρό μαγνητικό πεδίο, (που δημιουργείται από ένα κυλινδρικό υπεραγώγιμο πηνίο) το οποίο καμπυλώνει τις τροχιές των σωματιδίων. Μετρώντας τις παραμέτρους της τροχιάς, μπορούμε να βρούμε την ορμή, τη διεύθυνση και το πρόσημο του φορτίου του σωματιδίου.

1.5.2 Θερμιδόμετρα (καλορίμετρα)

Το **καλορίμετρο** (σχήμα 9), μετρά τις ενέργειες των φορτισμένων και ουδέτερων σωματιδίων. Αποτελείται από μια συστοιχία μεταλλικών πλακών (απορροφητές) και από ευαίσθητες περιοχές (αισθητήρια στοιχεία). Οι αλληλεπιδράσεις στον απορροφητή μετατρέπουν την προσπίπτουσα ενέργεια του σωματιδίου σε ένα πίδακα από σωματίδια (*jet*) που ανιχνεύονται από τους αισθητήρες. Στα εσωτερικά μέρη του καλορίμετρου, το αισθητήριο στοιχείο είναι υγρό αργό. Οι πίδακες των σωματιδίων στο υγρό αργό, απελευθερώνουν ηλεκτρόνια τα οποία συλλέγονται και καταγράφονται. Στα εξωτερικά μέρη, οι ανιχνευτές περιέχουν φύλλα πλαστικού σπινθηριστή. Όταν οι πίδακες των σωματιδίων προσπίπτουν σ' αυτά, αναγκάζουν το πλαστικό να εκπέμψει φως που συλλέγεται με τη σειρά του και καταγράφεται. Διαφορετικά είδη καλοριμέτρων χρησιμοποιούνται για ηλεκτρόνια και φωτόνια, διαφορετικά για πρωτόνια, νετρόνια και πιόνια ή για άλλα σωματίδια «δομημένα» από *quarks* (αδρόνια).

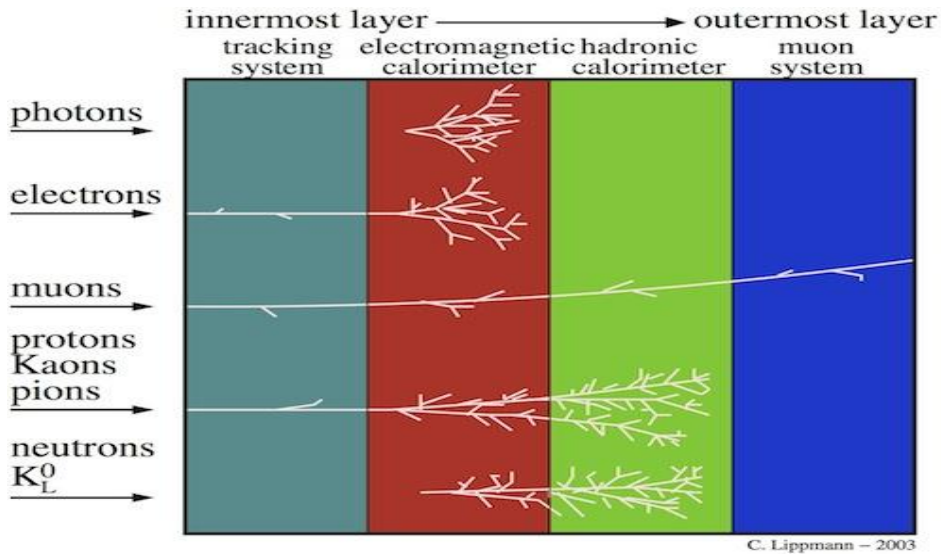


Σχήμα 9: Γραφική αναπαράσταση της αρχής λειτουργίας του καλορίμετρου.

1.5.3 Ανιχνευτές μιονίων

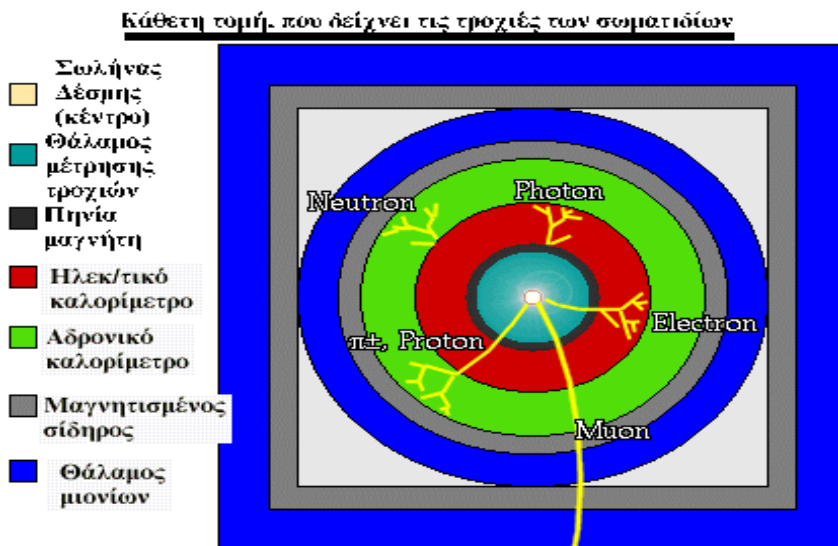
Χρησιμοποιούνται για να ανιχνεύσουν μίονια. Τα μίονια, είναι σωματίδια σαν τα ηλεκτρόνια, αλλά 200 περίπου φορές βαρύτερα. Συνήθως, τα μίονια τα οποία είναι σωματίδια με μεγάλη διεισδυτικότητα, μπορούν να περάσουν τα καλορίμετρα χωρίς να επιβραδυνθούν. Το φασματόμετρο μιονίων περιβάλλει το καλορίμετρο και μετρά την ορμή τους με πολύ μεγάλη ακρίβεια. Αποτελείται από χιλιάδες ανιχνευτές φορτισμένων σωματιδίων που είναι τοποθετημένοι σε ένα μαγνητικό πεδίο, το οποίο παράγεται από μεγάλους υπεραγωγίμους τοροειδείς μαγνήτες. Οι ανιχνευτές είναι παρόμοιοι με τους σωλήνες του εσωτερικού ανιχνευτή, μόνο που η διάμετρος του σωλήνα είναι αυτή τη φορά πολύ μεγαλύτερη. Συνήθως, στην περιοχή των ανιχνευτών υπάρχει και ένα μαγνητικό πεδίο που καμπυλώνει τις τροχιές των σωματιδίων και επιτρέπει έτσι την μέτρηση της ορμής τους.

Τα νευτρίνα, είναι τα μόνα σωματίδια που διαφεύγουν από όλους τους ανιχνευτές και ο μόνος τρόπος διαπίστωσης της παρουσίας τους είναι από την μη διατήρηση εισερχομένης/εξερχομένης ενέργειας (E) και ορμής (p). Παρακάτω, δίνεται μια σχηματική απεικόνιση (σχήμα 10) της αλληλεπίδρασης διαφορετικών σωματιδίων με τα τμήματα του ανιχνευτή.



Σχήμα 10: Αλληλεπίδραση σωματιδίων στα διάφορα τμήματα του ανιχνευτή.

Για να καταλάβει κανείς τις τροχιές που ακολουθούν τα σωματίδια μέσα στον ανιχνευτή, παραθέτουμε την κάθετη διατομή ενός ανιχνευτή (κάθετα στο σωλήνα από όπου πέρασαν οι δέσμες των συγκρουόμενων σωματιδίων). Παρατηρήστε τα διαφορετικά μέρη όπου διαφορετικά σωματίδια θα ανιχνευθούν (σχήμα 11).

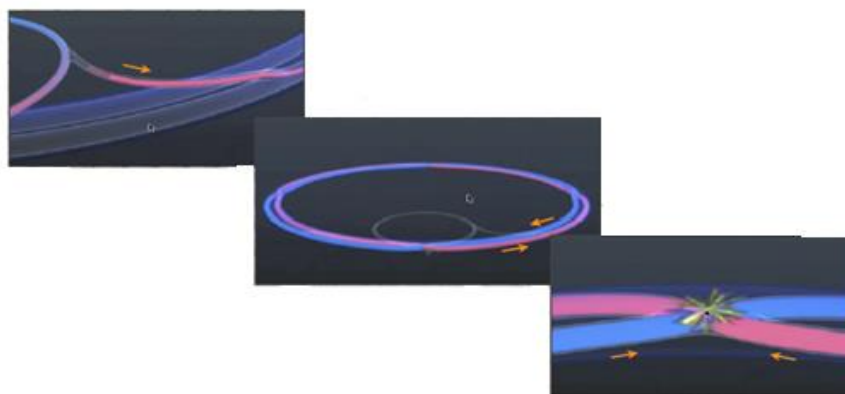


Σχήμα 11: Κάθετη τομή των διαφορετικών τμημάτων του ανιχνευτή.

Η συλλεγόμενη πληροφορία από τους ανιχνευτές καταγράφεται ηλεκτρονικά και ανακατασκευάζεται μέσω ηλεκτρονικών υπολογιστών.

Κλείνοντας αυτό το εισαγωγικό κεφάλαιο, θα αναφέρουμε τον τρόπο και το μέρος που λαμβάνουν χώρα οι μεγαλύτερες ανακαλύψεις της Φυσικής. Το μέρος δεν είναι άλλο από το CERN, το μεγαλύτερο ερευνητικό ινστιτούτο πειραματικής φυσικής παγκοσμίως. Ο τρόπος, δεν είναι άλλος από τον μεγάλο επιταχυντή αδρονίων, τον LHC (*Large Hadron Collider*).

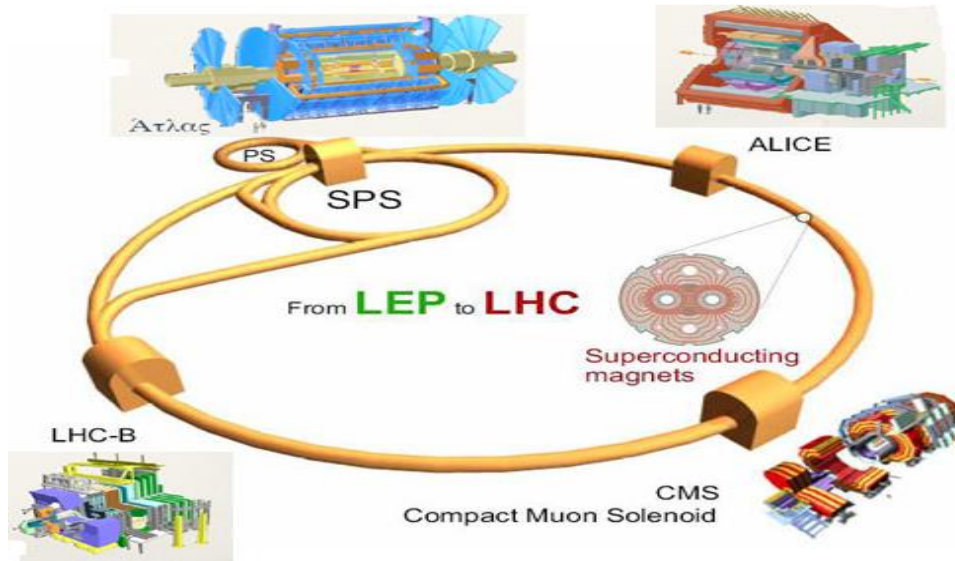
Ο επιταχυντής LHC (*Large Hadron Collider*), επιταχύνει δύο δέσμες πρωτονίων σε αντίθετες κατευθύνσεις με σκοπό την κατά μέτωπο σύγκρουσή τους με αποτέλεσμα την παραγωγή των προϊόντων ύλης του πρώιμου σύμπαντος και του γνωστού πλέον μποζονίου του Higgs (σχήμα 12). Επίσης, χρησιμεύει στην πειραματική τεκμηρίωση της θεωρίας του Καθιερωμένου Προτύπου (Standard Model) αλλά και όσων δεν ανήκουν σε αυτή.



Σχήμα 12: Σχηματική αναπαράσταση της λειτουργίας του LHC.

1.6.1 Τα τμήματα του LHC

Μέχρι στιγμής υπάρχουν έξι εν λειτουργία πειράματα στον LHC (σχήμα 13). Ξεκινώντας με τα πιο διαδεδομένα, έχουμε, το *ATLAS* και το *CMS*, οι οποίοι είναι υπερμεγέθεις και σύνθετοι ανιχνευτές με πολύπλευρη παρουσία και χρήση σε διάφορα πειράματα. Ο *LHCb*, σχεδιάστηκε για την μελέτη της *CP-violation* του Β-μεσονίου. Το *TOTEM*, μετράει την ολική ενεργό διατομή της σκέδασης πρωτονίου – πρωτονίου (*pp – cross section*) ενώ ο *LHCf*, κατασκευάστηκε για την μελέτη των ιδιοτήτων των ουδέτερων σωματιδίων που εμφανίζονται στην «πρόσοψη» του ανιχνευτή *ATLAS*. Τέλος, το *ALICE* δημιουργήθηκε για την μελέτη της συμπεριφοράς του πλάσματος *quark – gluons*, το οποίο παράγεται από την σύγκρουση ιόντων μολύβδου (*lead ion collisions*).

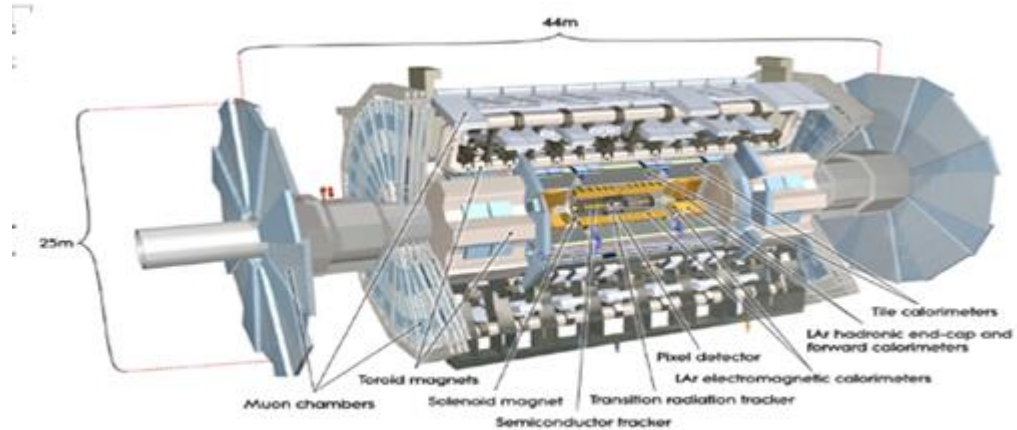


Σχήμα 13: Ο μεγάλος επιταχυντής αδρονίων και τα επιμέρους τμήματά του.

Η πρώτη σύγκρουση παρατηρήθηκε το 2009, μετά από ένα χρόνο αναμονής λόγω κατασκευών και κυρίως επισκευών εξαιτίας μίας διαρροής ηλίου σε ένα από τα υπεραγωγία μαγνητικά συστήματα του επιταχυντή το 2008. Το Μάρτιο του 2010, η διαδικασία πρωτονίων σε κέντρο μάζας ενέργειας 7TeV άρχισε ξανά. Μέχρι της 4 Νοέμβριου του 2010, συνελέγησαν 49 pb^{-1} δεδομένα. Αναμενόταν ότι, από τις 7 Νοεμβρίου έως στις 10 Δεκεμβρίου ο LHC θα λειτουργούσε με ιόντα μολύβδου σε κέντρο μάζας ενέργειας 278TeV . Σήμερα, στον LHC πραγματοποιείται ένα από τα σημαντικότερα πειράματα της σύγχρονης φυσικής, αυτό της ανακάλυψης και ταυτοποίησης του μποζονίου του Higgs.

1.6.2 Το πείραμα ATLAS

Το συγκεκριμένο πείραμα (*ATLAS, A Toroidal LHC ApparatuS*) αποτελείται από πολλά στρώματα διαφορετικών ειδών ανιχνευτών, που βρίσκονται στην περιοχή του *Barrel* αλλά και στην περιοχή του *Endcap*. Κοντά στην περιοχή που λαμβάνουν χώρα οι συγκρούσεις, βρίσκονται ανιχνευτές ημιαγωγικού στοιχείου «*pixel*» και λωρίδων «*strips*» όπως και ανιχνευτές τύπου «*straw – tube transition*» οι οποίοι ανιχνεύουν και ταυτοποιούν τα παραγόμενα ηλεκτρόνια. Παρακάτω φαίνεται μία σχηματική αναπαράσταση του ανιχνευτή ATLAS (σχήμα 14).



Σχήμα 14 : Cut away view of the ATLAS detector [G. Aad et al. (The ATLAS Collaboration), 2008].

Τα παραπάνω κομμάτια, αποτελούν τον εσωτερικό ανιχνευτή, ο οποίος βρίσκεται εντός ενός ισχυρού σωληνοειδούς μαγνήτη της τάξης των $2T$. Ο συγκεκριμένος μαγνήτης είναι απαραίτητος για την εύρεση της πολικότητας των φορτίων αλλά και για την μέτρηση των ορμών των σωματιδίων. Η ενέργεια που εναποθέτουν τα σωματίδια στον ανιχνευτή, μετράται με την βοήθεια ενός ηλεκτρομαγνήτη υγρού ηλίου και του αδρονικού καλορίμετρου, τα οποία με την σειρά τους βρίσκονται και αυτά στις περιοχές *Barrel* και *Endcap*.

Το υψηλής ακρίβειας μιονικό σύστημα, αποτελείται από 4 διαφορετικούς τύπους ανιχνευτών: τους *Monitored Drift Tubes* (MDT) και *Cathode Drift Chambers* (CSC) οι οποίοι χρησιμοποιούνται για τη βέλτιστη δυνατή ακρίβεια ανίχνευσης των σωματιδίων (*tracking precision*). Οι άλλοι 2 είναι οι *Resistive plate chambers* και οι *thin gap chambers* οι οποίοι χρησιμοποιούνται για να μας δώσουν τη δεύτερη συντεταγμένη της τροχιάς των υπό μελέτη σωματιδίων. Ο μιονικοί ανιχνευτές (*muon drift tube chambers*) παρακολουθούνται συνεχώς από ένα σύστημα ευθυγράμμισης, έτσι ώστε να γίνεται άμεση διόρθωση του συστήματος από θερμικές και μηχανικές παραμορφώσεις. Στην περιοχή του *Barrel* υπάρχουν 3 στρώματα ανιχνευτών MDT, εντός τορροειδούς μαγνητικού πεδίου της τάξης των $0.5T$ και είναι ικανή να προσδιορίσουν την ορμή των μιονίων ανεξάρτητα από τον εσωτερικό ανιχνευτή (*inner tracker*). Η καλύτερη δυνατή ακρίβεια που μπορεί να επιτευχθεί στην μέτρηση της ορμής είναι 3% για μόνια ενεργειών, $E_{\mu} \approx 100GeV$. Ακριβώς τα ίδια ισχύουν για το ανιχνευτικό σύστημα *Small Wheel* αλλά και για τα 2 *Big Wheels* που βρίσκονται στην περιοχή του *Endcap*, όπου οι τροχιές των φορτισμένων σωματιδίων καμπυλώνονται λόγω της ύπαρξης ενός τορροειδούς μαγνητικού πεδίου, το οποίο οφείλεται σε μαγνήτες, ισχύος $1T$.

Τέλος, οι *Cathode strip chambers*, έχουν εγκατασταθεί στην περιοχή με τον υψηλότερο ρυθμό εκπομπής γεγονότων (*high rate background*), στο *Small Wheel*, μεταξύ του εσωτερικού ανιχνευτή (*inner tracker*) και του *endcap* τορροειδούς μαγνήτη. Αυτοί οι ανιχνευτές, ανήκουν στην τάξη των *Multi-wire proportional chambers* με μία καθοδική συσκευή λωρίδων (*cathode strip readout*) που χρησιμοποιείται για την ανάγνωση των δεδομένων. Αυτή τη στιγμή, πολλές ομάδες επιστημόνων προσπαθούν είτε να αναβαθμίσουν είτε να αντικαταστήσουν τους συγκεκριμένους ανιχνευτές.

Αλληλεπίδραση ακτινοβολίας ύλης Κεφ. 2

Η παρούσα μεταπτυχιακή εργασία μελετά την συμπεριφορά του ανιχνευτή MicroMeGaS (*micro mesh gas structure*). Για να μπορέσουμε να αντιληφθούμε την λειτουργία του συγκεκριμένου ανιχνευτή, την χρησιμότητά του και τέλος να μπορέσουμε να τον αξιοποιήσουμε για τους σκοπούς της έρευνάς μας, είναι απαραίτητο να γνωρίζουμε τα φαινόμενα που διέπουν τον ενεργό του χώρο. Συνεπώς, στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζονται οι αλληλεπιδράσεις των φωτονίων αλλά και των φορτισμένων σωματιδίων με την ύλη, ξεκινώντας την παρουσίαση από τα τελευταία.

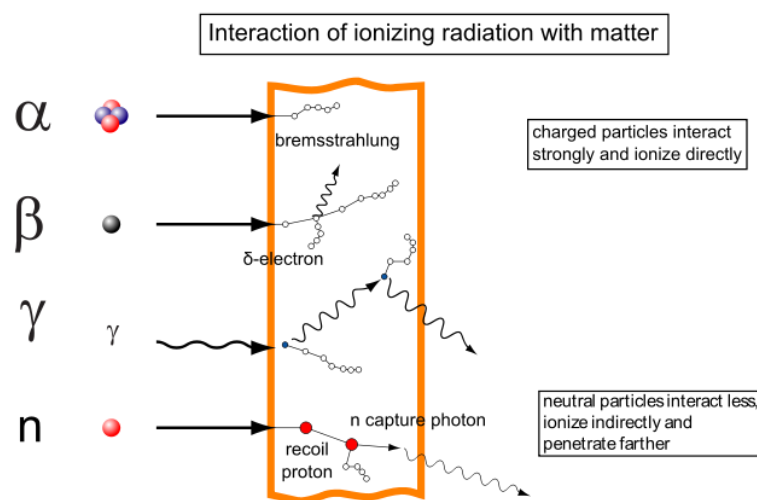
2.1

Φορτισμένα σωματίδια – ύλη

Κατά τη διείσδυση των διαφόρων ειδών ακτινοβολίας στην ύλη, παρατηρούνται φαινόμενα τα οποία είναι εν γένει διαφορετικά για τα διάφορα είδη ακτινοβολίας. Η μελέτη των φαινομένων αυτών, χωρίζεται συνήθως σε δύο κατηγορίες. Τις ακτινοβολίες που απαρτίζονται από φορτισμένα σωματίδια με χαρακτηριστικό γνώρισμα τον ιονισμό του μέσου από το οποίο διέρχονται και τις ηλεκτρικά ουδέτερες ακτινοβολίες που δεν προκαλούν άμεσο ιονισμό στο μέσο που διαδίδονται.

Τα φαινόμενα που παρατηρούνται κατά την αλληλεπίδραση ακτινοβολιών της πρώτης κατηγορίας με την ύλη (διείσδυση φορτισμένων σωματιδίων), οφείλονται κυρίως στις δυνάμεις *Coulomb*, που ασκούνται μεταξύ των ηλεκτροστατικών πεδίων της δέσμης σωματιδίων (ακτινοβολία) και των πεδίων των περιφερειακών ηλεκτρονίων ή των πυρήνων των ατόμων της ύλης.

Κατά την διέλευση μίας δέσμης φορτισμένων σωματιδίων μέσα από την ύλη, η δέσμη είτε αποκλίνει από την αρχική της διεύθυνση είτε χάνει ένα ποσό ενέργειας (σχήμα 15). Τελικά, θα σταματήσει και θα απορροφηθεί διανύοντας συνολικά μια απόσταση που ονομάζεται, *εμβέλεια* (*range*).



Σχήμα 15: Αλληλεπίδραση ακτινοβολίας με την ύλη.

Η απώλεια ενέργειας της δέσμης, οφείλεται στους παρακάτω μηχανισμούς.

1. Ανελαστική σκέδαση από τα ατομικά ηλεκτρόνια.

Το φαινόμενο αυτό, αποτελεί τον κύριο μηχανισμό απώλειας της ενέργειας ενός φορτισμένου σωματιδίου που κινείται με μεγάλη ταχύτητα μέσα στην υλη. Κατά τις μη ελαστικές αυτές κρούσεις, λαμβάνουν χώρα διεγέρσεις και ιονισμοί των ατόμων της ύλης.

2. Ανελαστική σκέδαση από τους πυρήνες των ατόμων.

Κατά τη σύγκρουση ενός σωματιδίου με τον πυρήνα, δύο πιθανά αποτελέσματα προκύπτουν: η σύλληψη του σωματιδίου από τον πυρήνα και η έντονη απόκλιση του σωματιδίου από την αρχική του τροχιά, με ταυτόχρονη απώλεια μέρους ή όλης της ενέργειάς του. Η ενέργεια που χάνει το σωματίδιο, είναι πιθανό να εμφανιστεί υπό μορφή ακτινοβολίας, που είναι γνωστή ως ακτινοβολία πεδήσεως (*bremsstrahlung*). Η σκέδαση σε αυτήν την περίπτωση, καλείται μη ελαστική. Ως μη ελαστική, χαρακτηρίζεται ακόμα και η σκέδαση κατά την οποία ένα μέρος της ενέργειας του σωματιδίου απορροφάται από τον πυρήνα με συνέπεια την διέγερσή του. Η πιθανότητα πραγματοποίησης ενός τέτοιου φαινομένου είναι πολύ μικρότερη από την πιθανότητα εκπομπής ακτινοβολίας πεδήσεως.

3. Ελαστική σκέδαση από τα ατομικά ηλεκτρόνια.

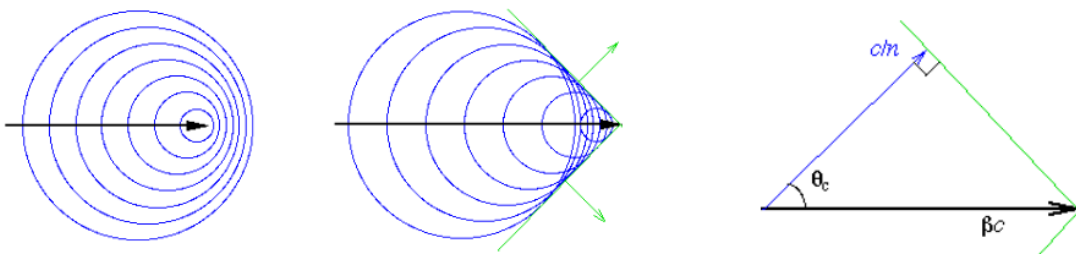
Κατά τις κρούσεις αυτές, τα σωματίδια της πυρηνικής ακτινοβολίας αποκλίνουν ελαφρά από την αρχική τους τροχιά. Κύριο χαρακτηριστικό γνώρισμα του συγκεκριμένου μηχανισμού, είναι η διατήρηση της ενέργειας και της ορμής του συστήματος. Αυτό συμβαίνει διότι, η ενέργεια που μεταβιβάζεται στο περιφερειακό ηλεκτρόνιο είναι μικρότερη από την μικρότερη δυνατή ενέργεια διεγέρσεως των ηλεκτρονίων του ατόμου. Με αυτόν τον τρόπο, είναι σαν να μεταβιβάζεται αυτή, σε όλο το άτομο. Σκεδάσεις αυτής της μορφής, παρατηρούνται μόνο με μικρής ενέργειας ηλεκτρόνια ($E < 100 \text{ eV}$).

4. Ελαστική σκέδαση από τους πυρήνες των ατόμων.

Κατά τις συγκρούσεις αυτές, τα σωματίδια της πυρηνικής ακτινοβολίας χάνουν ενέργεια και αποκλίνουν από την αρχική τους τροχιά, αλλά δεν παρατηρείται εκπομπή ακτινοβολίας πεδήσεως ή διέγερση των πυρήνων με τους οποίους συγκρούονται. Τα σωματίδια κατά τις ελαστικές συγκρούσεις χάνουν τόση ενέργεια, όση χρειάζεται για να διατηρηθεί η ορμή του συστήματος.

5. Εκπομπή ακτινοβολίας Cherenkov.

Όταν φορτισμένα σωματίδια διέρχονται από υλικό μέσο με ταχύτητες, μεγαλύτερες της ταχύτητας του φωτός στο μέσο αυτό, έχουμε την εκπομπή μίας χαρακτηριστικής ακτινοβολίας, της ακτινοβολίας Cherenkov (σχήμα 16).



Σχήμα 16 : Απεικόνιση της ακτινοβολίας Cherenkov.

Στην περίπτωση των φορτισμένων σωματιδίων μεγάλης μάζας, όπως είναι τα σωματίδια α και τα θραύσματα σχάσεως, εκτός από τα παραπάνω φαινόμενα, είναι δυνατό να παρατηρηθούν και φαινόμενα αυξήσεως ή ελαττώσεως του ηλεκτρονικού περιφερειακού πληθυσμού τους, που τελικά οδηγούν στη δημιουργία ουδέτερων ατόμων. Κατά τη διέλευση ενός τέτοιου σωματιδίου μέσα από την ύλη, παρατηρούνται φαινόμενα ανταλλαγής ηλεκτρονίων μεταξύ του σωματιδίου και της ύλης.

Ο ρυθμός και το συνολικό πλήθος αυτών των ανταλλαγών εξαρτάται από την ταχύτητα, το είδος του σωματιδίου καθώς και το είδος του μέσου, στο οποίο αυτό κινείται. Έχει βρεθεί ότι κατά τη διαδρομή ενός σωματιδίου α , ενέργειας περίπου 1 MeV , στον αέρα, παρατηρούνται περίπου 100 τέτοιες ανταλλαγές ανά χιλιοστό (mm) διαδρομής. Επιπροσθέτως, η συχνότητα των ανταλλαγών είναι τόσο μεγάλη όσο μικρότερη γίνεται η ταχύτητα του σωματιδίου.

Από όλες τις διαδικασίες αυτή με τη μεγαλύτερη πιθανότητα, είναι η ανελαστική σκέδαση από ατομικά ηλεκτρόνια ($\sigma = 10^{-17} - 10^{-16} \text{ cm}^2$), η οποία μελετήθηκε από τον *Niels Bohr*. Ο *Bohr*, εξήγαγε την σχέση της απώλειας ενέργειας φορτισμένων σωματιδίων, χρησιμοποιώντας την κλασική θεωρία. Η παρακάτω σχέση, είναι ο τύπος του *Bohr*.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N_e \ln \frac{\gamma^2 m v^3}{z e^2 \tilde{\nu}}$$

όπου:

z : το φορτίο του εισερχόμενου σωματιδίου σε μονάδες φορτίου του ηλεκτρονίου,

e : το φορτίο του ηλεκτρονίου,

m_e : η μάζα του ηλεκτρονίου,

v : η ταχύτητα του εισερχόμενου σωματιδίου,

N_e : η πυκνότητα ηλεκτρονίων του υλικού του απορροφητή,

γ : ο παράγοντας Lorentz της σχετικιστικής μηχανικής,

m : η μάζα του εισερχόμενου σωματιδίου,

ν : η συχνότητα περιστροφής των ηλεκτρονίων του στόχου.

Η πλήρης και κβαντομηχανικά ορθή εκδοχή του υπολογισμού του *Bohr*, πραγματοποιήθηκε από τους *Hans Bethe* και *Julius Ashkin* και εν συνεχεία από τον *Felix Bloch*. Η **σχετικιστική εξίσωση Bethe – Bloch** μαζί με τις διορθώσεις της, είναι η ακόλουθη:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{z^2 Z}{A \beta^2} \left[\ln \left(\frac{2 m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta(I, \eta) - 2 \frac{C(I, \eta)}{Z} \right]$$

όπου:

$$2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 \text{ MeV cm}^2 / \text{gr}$$

r_e : η ακτίνα του ηλεκτρονίου που είναι ίση με $2,817 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$.

N_A : ο αριθμός Avogadro = $6.023 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$

z : το φορτίο του εισερχόμενου σωματιδίου σε μονάδες φορτίου του ηλεκτρονίου.

c : η ταχύτητα του φωτός στο κενό = $3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$

W_{max} : η μέγιστη μεταφορά ενέργειας σε μία σύγκρουση.

C : ο παράγοντας διόρθωσης φλοιών.

A : ο μαζικός αριθμός του απορροφητή.

Z : ο ατομικός αριθμός το απορροφητή.

β : η ταχύτητα v/c του εισερχόμενου σωματιδίου.

γ : ο παράγοντας Lorentz της σχετικιστικής μηχανικής, $1/\sqrt{1 - \beta^2}$

ρ : η πυκνότητα του απορροφητή.

I : το μέσο δυναμικό ιονισμού.

δ : ο παράγοντας διόρθωσης πυκνότητας.

N_e : η πυκνότητα ηλεκτρονίων του υλικού του απορροφητή.

Η ανά μονάδα μήκους απώλεια ενέργειας των ηλεκτρονίων, λόγω διεγέρσεων και ιονισμών, είναι αντιστρόφως ανάλογη της ταχύτητας στο όριο των χαμηλών ενεργειών και ως εκ τούτου, όσο μικρότερη είναι η ενέργειά τους τόσο μεγαλύτερη είναι η απώλεια τους.

Όταν έχουμε, εκπομπή ακτινοβολίας πεδήσεως, η ανά μονάδα μήκους απώλεια ενέργειας είναι μεγαλύτερη όσο αυξάνεται η κινητική ενέργεια των σωματιδίων. Συνεπώς, για μεγάλες ενέργειες η απώλεια λόγω πεδήσεως, γίνεται συγκρίσιμη με αυτή των διεγέρσεων – ιονισμών. Προσεγγιστικά, ο λόγος των δύο απωλειών ενέργειας για ταχύτητες που πλησιάζουν την ταχύτητα του φωτός στο κενό, είναι:

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{exc}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}} = \frac{Z \cdot E(\text{MeV})}{700}$$

όπου,

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{exc} = \frac{2\pi e^4 NZ}{m_e v^2} \left[\ln \frac{m_e c^2}{2I^2(1-\beta^2)} - \ln 2 \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) + \frac{(1-\sqrt{1-\beta^2})^2}{8} \right]$$

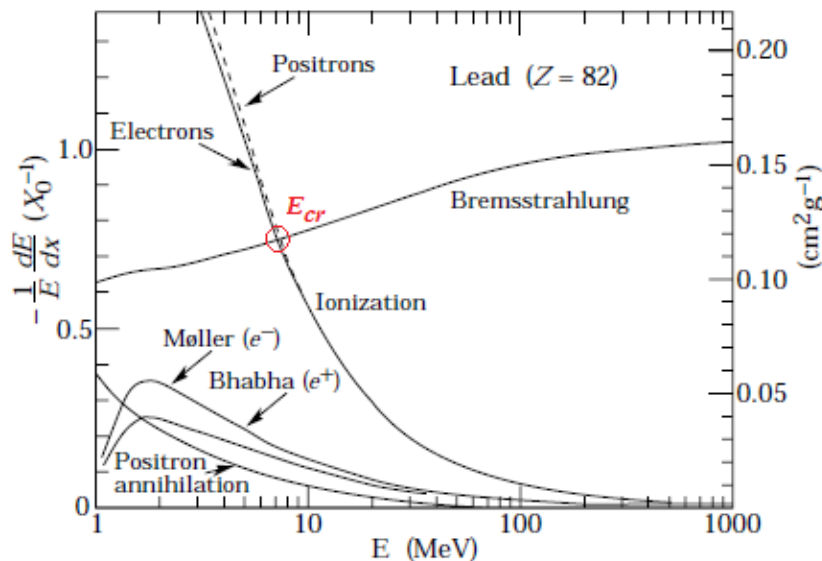
είναι η μείωση της κινητικής ενέργειας των ηλεκτρονίων ανά μονάδα μήκους, εξαιτίας των ιονισμών και

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{e^4 NZ(Z+1)E}{m_e^2 c^4} \left[4 \ln \frac{2E}{m_e c^2} - \frac{4}{3} \right]$$

είναι η μείωση της κινητικής ενέργειας των ηλεκτρονίων ανά μονάδα μήκους, λόγω της ακτινοβολίας πεδήσεως.

Η ενέργεια στην οποία, η απώλεια ενέργειας λόγω ιονισμού εξισώνεται με την απώλεια ενέργειας λόγω ακτινοβολίας πεδήσεως, ονομάζεται **κρίσιμη ενέργεια (Critical Energy)**, σχήμα 17) και εξαρτάται κυρίως από τον τύπο του υλικού. Προσεγγιστικά, η κρίσιμη ενέργεια για τα αέρια δίνεται από τον παρακάτω τύπο:

$$E_{cr} = \frac{610 (\text{MeV})}{Z + 1.24}$$



Σχήμα 17: Η «Κρίσιμη ενέργεια» για ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια μέσα στον μόλυβδο.

Οι δύο κύριες ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις, για τα βαρέα φορτισμένα σωματίδια, είναι η μη – ελαστική σκέδαση με τα ατομικά ηλεκτρόνια του υλικού και η ελαστική σκέδαση με τους πυρήνες των ατόμων του υλικού. Αυτή με την μεγαλύτερη συνεισφορά στην απώλεια ενέργειας είναι η πρώτη αλληλεπίδραση. Σ' αυτές τις διαδικασίες, η ενέργεια μεταφέρεται από τα σωματίδια της δέσμης στα ηλεκτρόνια των ατόμων του υλικού, προκαλώντας ιονισμούς και διεγέρσεις.

Γενικά, η ενέργεια που χάνει το σωματίδιο μετά από μία κρούση είναι ένα μικρό κλάσμα της συνολικής του ενέργειας, παρόλα αυτά, υπάρχει ισχυρή εξάρτηση από την πυκνότητα του υλικού. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα, την αύξηση του αριθμού των κρούσεων ανά μονάδα μήκους. Μεγαλύτερος αριθμός κρούσεων σημαίνει, αύξηση της απώλειας ενέργειας της δέσμης ακόμη και αν το πάχος του υλικού είναι μικρό. Ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα είναι: Για να χάσει ένα πρωτόνιο ενέργειας, 10 MeV, όλη του την ενέργεια, αρκούν μόνο 0.25 mm χαλκού.

Αυτές οι κρούσεις μπορούν να καταταγούν ως εξής:

- «Μαλακές» (*soft*) κρούσεις, που προκαλούν διέγερση του υλικού.
- «Σκληρές» (*hard*) κρούσεις, που προκαλούν ιονισμό, δηλαδή, εκπομπή ηλεκτρονίων.

Όπως είδαμε παραπάνω, το μεγαλύτερο μέρος των πληροφοριών που συγκεντρώνουμε για τις αλληλεπιδράσεις στα άτομα και στο εσωτερικό τους προέρχονται από το **φαινόμενο της σκέδασης**. Γενικά, για να περιγράψουμε το φαινόμενο της σκέδασης, χρειαζόμαστε μια δέσμη και ένα στόχο. Η δέσμη, αποτελείται από σωματίδια και δημιουργείται από κάποια πηγή. Η πηγή με τη σειρά της κατευθύνει, σε παράλληλες τροχιές, τα σωματίδια προς το στόχο.

Ο στόχος, του υπό μελέτη υλικού, είναι είτε ένας πυρήνας ατόμου είτε ένα άτομο του υλικού και θεωρείται ακίνητος. Τα σωματίδια της δέσμης πλησιάζουν το στόχο, αλληλεπιδρούν με αυτόν, και στη συνέχεια διασκορπίζονται σε διάφορες κατευθύνσεις. Με κατάλληλο ανιχνευτικό σύστημα, τοποθετημένο μακριά από το στόχο και σε διαφορετικές διευθύνσεις στο χώρο, μετράμε τον αριθμό των σωματιδίων που καταφθάνουν σε αυτούς στη μονάδα του χρόνου. Τα δεδομένα που καταγράφονται από το ανιχνευτικό μας σύστημα, μετά από κατάλληλη επεξεργασία μας δίνουν την δυνατότητα να εξαγάγουμε πληροφορίες για τη δομή των ατόμων ή των πυρήνων των ατόμων του στόχου, καθώς και για τη φύση της αλληλεπίδρασης μεταξύ της δέσμης και του στόχου. Παραπάνω, επισημάναμε ότι ο αριθμός κρούσεων των σωματιδίων της δέσμης εξαρτάται από την πυκνότητα του υλικού αλλά στην περίπτωση μας και από την πυκνότητα της δέσμης. Συνεπώς, η **ενεργός διατομή** (*cross section*) για μια συγκεκριμένη πυρηνική αντίδραση, η οποία μετρείται σε *barn* ($1\text{ barn} = 10^{-24}\text{ cm}^2$), μας δείχνει πόσο πιθανό είναι να γίνει η αντίδραση αυτή για μία δεδομένη πυκνότητα δέσμης σωματιδίων. Λόγου χάρη, η εξαιρετικά μικρή ενεργός διατομή των κοσμικών νετρίνο με την ύλη ($\sigma_{\nu} \approx 10^{-20}\text{ barn}$) είναι αυτό που κάνει τη Γη διαφανή σε αυτά. Η χρήση των ενεργών διατομών στις πυρηνικές αντιδράσεις είναι εφικτή εξαιτίας, της πεπερασμένης εμβέλειας των πυρηνικών αντιδράσεων εν αντιθέσει με των Βαρυτικών.

2.4.1 Διαφορική ενεργός διατομή

Έστω ένα σωματίδιο – στόχος, η ενεργός διατομή, σ , μπορεί να οριστεί ως εξής :

$$\sigma = \frac{\text{Σκεδαζόμενη ροή σωματιδίων ανά μονάδα χρόνου}}{\text{Προσπίπτουσα ροή σωματιδίων ανά μονάδα επιφάνειας ανά μονάδα χρόνου}} = \frac{I_{scat}}{J_{inc}}$$

Αν έχουμε N σωματίδια στόχου, τότε:

$$\sigma = \frac{I_{scat}}{N \cdot J_{inc}}$$

Μια ποσότητα που χαρακτηρίζει το στόχο είναι η **διαφορική ενεργός διατομή**, η οποία, ορίζεται με τον ακόλουθο τρόπο. Ας θεωρήσουμε μια προσπίπτουσα δέσμη σωματιδίων που χαρακτηρίζεται από την ταχύτητα u_{inc} και από την πυκνότητα n_{inc} .

Αν θεωρήσουμε μια επιφάνεια A πάχους dx τοποθετημένη κάθετα στη διαδρομή των σωματιδίων, μέσα σε χρονικό διάστημα dt , τότε, ο αριθμός των σωματιδίων που θα διαπεράσουν την επιφάνεια, είναι:

$$dN_{inc} = u_{inc} n_{inc} A dt$$

Συνεπώς, η ροή των εισερχόμενων σωματιδίων ανά μονάδα επιφάνειας ανά μονάδα χρόνου, δίνεται από την σχέση:

$$J_{inc} = \frac{dN_{inc}}{dt} = u_{inc} n_{inc}$$

όπου, είναι προφανές ότι η ποσότητα αυτή έχει μονάδες $cm^{-1}sec^{-1}$. Ας θεωρήσουμε τώρα, τα σκεδαζόμενα σωματίδια, τα οποία σκεδάζονται ανά μονάδα χρόνου dt σε στερεά γωνία $d\Omega$. Ο αριθμός των σωματιδίων αυτών, δίνεται από τη σχέση:

$$I_{scat} = \frac{dN_{scat}}{dt}$$

και είναι προφανές ότι έχει διαστάσεις sec^{-1} .

Αν θέλουμε να εκφράσουμε τον αριθμό των σωματιδίων ανά μονάδα επιφάνειας και ανά μονάδα χρόνου που σκεδάζονται προς μία συγκεκριμένη κατεύθυνση ανά μονάδα στερεάς γωνίας ορίζουμε τη ποσότητα:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\text{Σκεδαζόμενη ροή σωματιδίων στη στερεά γωνία } d\Omega \text{ σε γωνίες } \theta, \varphi \text{ ανά μονάδα χρόνου}}{\text{Προσπίπτουσα ροή σωματιδίων ανά μονάδα επιφάνειας ανά μονάδα χρόνου}}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\frac{dN_{inc}}{dt}}{d\Omega \cdot J_{inc}}$$

Η ποσότητα αυτή, είναι η **διαφορική ενεργός διατομή**, και έχει διαστάσεις επιφάνειας cm^2 .

2.4.2 Ολική ενεργός διατομή

Αν ολοκληρώσουμε την διαφορική ενεργό διατομή για όλες τις στερεές γωνίες $d\Omega$, τότε προκύπτει η **ολική ενεργός διατομή** η οποία ορίζεται, ως εξής:

$$\sigma_{total} = \int \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \sin\theta d\theta d\varphi = 2\pi \int_0^{\pi} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \sin\theta d\theta$$

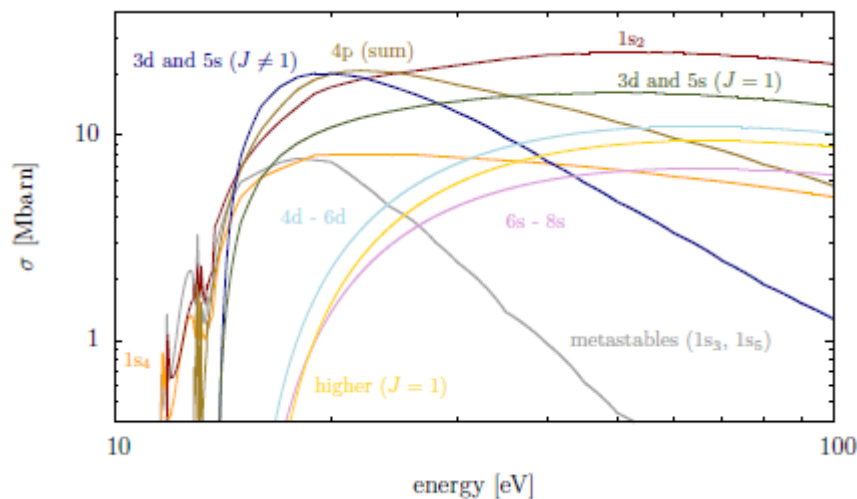
Βλέπουμε ότι, όπως η διαφορική ενεργός διατομή, έτσι και η ολική έχει διαστάσεις επιφανείας, αφού η ολοκλήρωση ως προς τη στερεά γωνία δεν αλλάζει τις διαστάσεις. Η ολική ενεργός διατομή, είναι μία ποσότητα η οποία μπορεί να μετρηθεί πειραματικά με άμεσο τρόπο και σχετίζεται με την πιθανότητα να συμβεί η αλληλεπίδραση μεταξύ των σωματιδίων της δέσμης με αυτά του στόχου με τον παρακάτω τύπο:

$$dP = \sigma n dx$$

όπου, n είναι η πυκνότητα σωματιδίων του στόχου και dx το πάχος του.

2.4.3 Excitation cross – sections

Ας δούμε τώρα με βάση τα παραπάνω, ένα παράδειγμα για τη ενεργό διατομή των διεγερμένων καταστάσεων του αερίου Αργού. Η ενεργός διατομή των διεγερμένων καταστάσεων του ^{40}Ar , με τη βοήθεια του προγράμματος Magboltz, παρουσιάζεται στο επόμενο σχήμα (σχήμα 17b).



Σχήμα 17b: Ενεργός διατομή των διεγερμένων καταστάσεων στο Αργό με τη βοήθεια του Magboltz 8.9.

Οι ενεργειακά χαμηλότερες στάθμες, οι οποίες είναι και οι πιο πιθανές, είναι οι 4 καταστάσεις που συμβολίζονται με $3p^54s$ (συμβολισμός του Paschen: $1s_5, 1s_4, 1s_3, 1s_2$). Οι δύο από αυτές, οι $1s_5$ ($J=2$) στα 11.55eV και $1s_2$ ($J=0$) στα 11.72eV , είναι μεταστάθμες, δηλαδή, ασταθείς στάθμες (*metastables*), διότι, οι μεταβάσεις «ηλεκτρικού δίπολου» (*electric dipole transitions*) προς τη θεμελιώδη είναι *απαγορευμένες*. Οι καταστάσεις $4s$, είναι στάθμες που ακτινοβολούν (*radiative*

states), $1s_4$ στα 11.62eV και $1s_2$, στα 11.83eV. Η ενεργειακά υψηλότερη από τις 2 είναι και η πιο δυνατή. Οι δέκα στάθμες $4p$ (συμβολισμός του Paschen: $2p_{10} - 2p_1$), έχουν ενέργειες μεταξύ των 12.91eV – 13.48eV. Στο σχήμα, φαίνεται μόνο το άθροισμα των ενεργών διατομών τους. Οι $3d$ στάθμες, οι οποίες έχουν ενέργειες μεταξύ των 13.85eV – 14.3eV, επικαλύπτονται με τις $5s$ στις ενέργειες των 14.1eV και 14.25eV. Στο σχήμα, οι συγκεκριμένες στάθμες δίνονται σε 2 ομάδες, αυτές με συντονισμό (*resonant, J=1*) και αυτές χωρίς συντονισμό (*non - resonant, J≠1*).

2.5

Κατανομή Landau

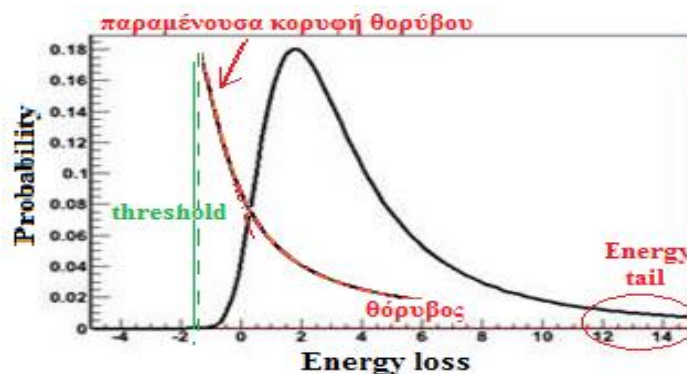
Παρά το γεγονός ότι, ο τύπος *Bethe – Bloch* μας δίνει τη μέση τιμή των ενεργειακών απωλειών, στατιστικές διακυμάνσεις (όσον αφορά τον αριθμό των συγκρούσεων) λαμβάνουν μέρος στο ποσοστό της ενέργειας που μεταφέρεται σε κάθε σύγκρουση. Η συνεισφορά του στατιστικού αυτού φαινομένου, καλείται *συνεισφορά Landau*.

Η μορφή της κατανομής αυτής, δίνεται από την σχέση:

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda+e^{-\lambda})}$$

όπου, με λ συμβολίζεται η κανονικοποιημένη απόκλιση από την πιθανή ενεργειακή απώλεια $(\Delta E)_{mp}$, όταν ΔE , είναι η πραγματική απώλεια και ξ , η μέση ενεργειακή απώλεια, οι οποίες δίνονται από τους παρακάτω τύπους:

$$\lambda = \frac{\Delta E - (\Delta E)_{mp}}{\xi} \quad \text{και} \quad \xi = K\rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2}$$



Σχήμα 18: Κατανομή Landau

Λόγω της στατιστικής φύσης των συγκρούσεων στις ενεργειακές απώλειες, πρέπει να εισάγεται και η συνεισφορά *Landau*, η κατανομή της οποίας έχει τη μορφή που αναπαριστάται στο παραπάνω σχήμα (σχήμα 18). Η κλίμακα είναι αυθαίρετη. Η κορυφή στην καμπύλη της κατανομής, είναι γνωστή ως, *Landau MPV (Most Probable Value)* και μας δίνει την πιο πιθανή τιμή της απώλειας ενέργειας $(\Delta E)_{mp}$.

Ακόμη είναι εύκολο να παρατηρηθεί ότι η κατανομή εμφανίζει μία ουρά στην περιοχή των υψηλών απωλειών, η οποία οφείλεται στις *ακτίνες - δ* (ή *ηλεκτρόνια - δ*). Αυτή η ουρά, εξαναγκάζει τη μέση τιμή ξ των ενεργειακών απωλειών να μετατοπίζεται προς τα δεξιά, δηλαδή, σε υψηλότερες τιμές.

Το όνομα δ – rays, προέρχεται από το φυσικό *J.J.Thomson*, στην εργασία του πάνω στην εξαγωγή των ηλεκτρονίων από άτομα, όταν τα τελευταία βομβαρδίζονται από σωμάτια – α [1]. Το 1960, η έρευνα των *Kobetich* και *Katz* εστίασε στην εύρεση μίας σχέσης που θα περιγράφει τη μεταφορά των δ – rays από την ύλη [2],[3]. Η σχέση που εξήγαγαν, είναι μία απλή σχέση για την εξάρτηση της ενέργειας των ακτινών – δ από το μέσο, στο οποίο γίνεται η διέλευσή τους. Το σημαντικό στη σχέση αυτή είναι, η συμφωνία της με τα πειραματικά δεδομένα της εποχής της [2],[3].

A. Delta-Ray Generation

Όταν τα βαριά ιόντα περνούν από την ύλη, τότε υφίστανται αλληλεπιδράσεις *Coulomb* από τα ηλεκτρόνια του αερίου (στα στερεά, τα ηλεκτρόνια αυτά είναι τα ηλεκτρόνια σθένους). Το μέτρο της συγκεκριμένης αλληλεπίδρασης εξαρτάται από την ταχύτητα του προσπίπτοντος ιόντος, το οποίο περιγράφεται από την ταχύτητα Fermi, v_F [9].

Η ταχύτητα Fermi, v_F , είναι η ταχύτητα που σχετίζεται με την ενέργεια Fermi, μέσω της σχέσης:

$$E_F = \frac{1}{2}mv_F^2$$

Αν τώρα, λύσουμε την παραπάνω σχέση ως προς v_F , όπου m , η μάζα του σωματιδίου [4],[5]. Συνεπώς, παίρνουμε

$$v_F = \sqrt{\frac{2E_F}{m}}$$

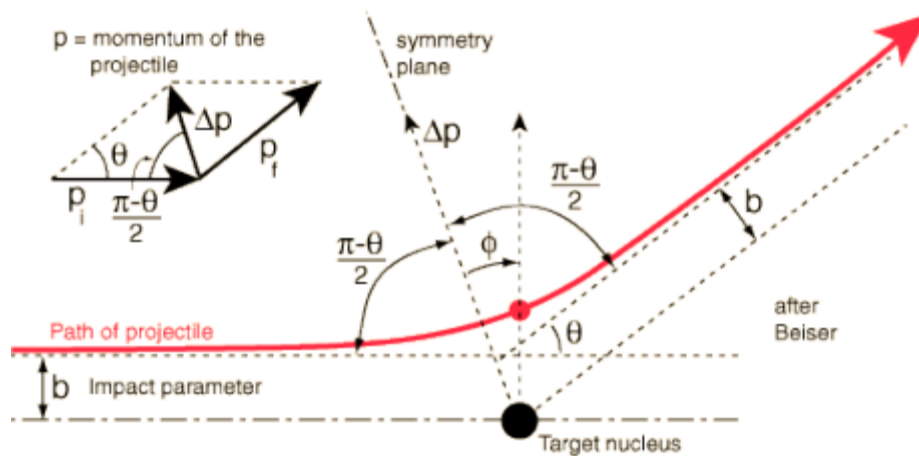
όπου, E_F , η ενέργεια Fermi, η οποία δίνεται από τον τύπο:

$$E_F = -\alpha(T)kT$$

με $\alpha(T)$, ο αριθμός των σωματιδίων σε ένα σύστημα, το οποίο βρίσκεται σε θερμοκρασία T και k , η σταθερά του *Boltzmann* [6],

Όσο η ταχύτητα του προσπίπτοντος ιόντος προσεγγίζει την ταχύτητα Fermi, ξεκινούν οι αλληλεπιδράσεις *Coulomb* να λαμβάνουν χώρα. Αποτέλεσμα αυτού, είναι η αύξηση της ηλεκτρονιακής «δύναμης σταματήματος» (*electronic stopping power*), S_e , των ιόντων, η οποία συμβολίζει, το ρυθμό της απώλειας ενέργειας ανά μονάδα μήκους.

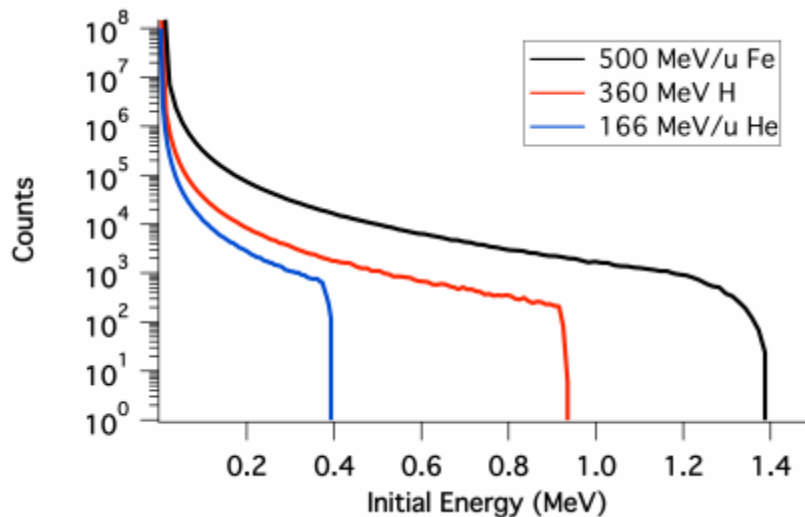
Δύο είναι οι πιο σημαντικοί παράμετροι της συγκεκριμένης κίνησης. Ο παράγοντας κρούσης του προσπίπτοντος σωματιδίου, b , ο οποίος περιγράφει την κανονική απόσταση μεταξύ του προσπίπτοντος σωματιδίου και του στόχου και το φορτίο (*effective charge*) του ιόντος, το οποίο μας δείχνει πόση ενέργεια μπορεί να κερδίσει το ιόν από την σύγκρουση με ένα άλλο σωματίδιο (π.χ. πυρήνας ή άτομο ή άλλο ιόν) όπως φαίνεται και στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 19).



Σχήμα 19: Γεωμετρία της σκέδασης μεταξύ του προσπίπτοντος σωματιδίου και του στόχου.

Σε αυτές τις συγκρούσεις, πολλά από τα ηλεκτρόνια μπορούν να κερδίσουν αρκετή ενέργεια, μέσω των αλληλεπιδράσεων, με αποτέλεσμα να υπερνικήσουν την ενέργεια σύνδεσης του ατόμου καθιστώντας τα ελεύθερα. Τα ελεύθερα αυτά ηλεκτρόνια, μπορούν να κινηθούν σε τυχαίες κατευθύνσεις. Αν τώρα αυτή η ενέργεια είναι πολύ μεγαλύτερη από την ενέργεια σύνδεσης, τότε αυτά, ονομάζονται, **ακτίνες - δ**.

Το αποτέλεσμα του παράγοντα κρούσης, είναι η δημιουργία κατανομής (σχήμα 20) των παραγόμενων ακτινών - δ, με βάση την αρχική τους ενέργεια, για ένα και μόνο ιονιστικό γεγονός.



Σχήμα 20: Ενεργειακή κατανομή των παραγόμενων ακτινών - δ, σε ένα «μπλοκ» πυριτίου.

Κατά τον ιονισμό, τα ηλεκτρόνια που εκδιώκονται, μπορούν να έχουν κινητική ενέργεια E_{kin} , από 0 έως μία μέγιστη, E_{max}^{kin} , που είναι η μέγιστη επιτρεπόμενη τιμή της κινητικής ενέργειας των

ηλεκτρονίων αυτών. Τα ηλεκτρόνια, που έχουν ενέργεια μεγαλύτερη από μερικά keV , είναι γνωστά με τον όρο **ακτίνες - δ (δ-rays)** ή **knock-on ηλεκτρόνια**.

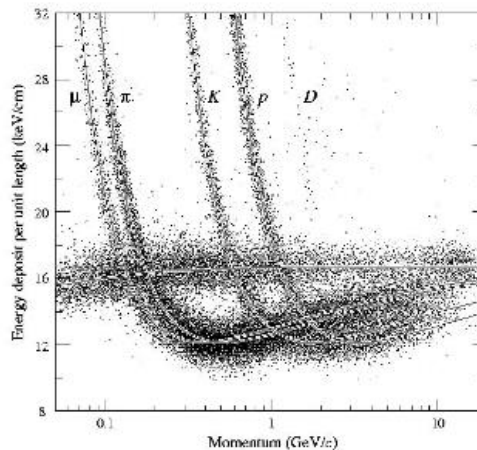
Ο αριθμός των δ - ηλεκτρονίων, που έχουν ενέργεια μεγαλύτερη ή ίση με E_0 , θα δίνεται από τη σχέση :

$$N(E \geq E_0) = \int_{E_0}^{E_{max}} P(E)dE = W \left(\frac{1}{E_0} - \frac{1}{E_{max}} \right)$$

όπου, με $P(E)$ είναι πιθανότητα να έχει ένα ηλεκτρόνιο ενέργεια E . Ουσιαστικά, αποτελεί τον πρώτο όρο της σχέσης *Bethe-Bloch*, ενώ το W , είναι μια σταθερά. Τα ηλεκτρόνια αυτά, εκπέμπονται υπό γωνία :

$$\cos^2\theta = \frac{E}{E_{max}}$$

Η παραπάνω σχέση, μας δείχνει ότι για μεγάλες ενέργειες, τα ηλεκτρόνια αυτά εκπέμπονται κάθετα. Η απώλεια ενέργειας ως συνάρτηση της ορμής, δίνεται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 21). Όπως φαίνεται σωματίδια με ορμή μεγαλύτερη από $1GeV/c$, έχουν την ίδια απώλεια ενέργειας. Η περιοχή αυτή, ονομάζεται, **πλατώ ιονιστικής ικανότητας (minimum ionization plateau)**.



Σχήμα 21: Η ενεργειακή απώλεια ως συνάρτηση της ορμής.

B. Delta-Ray Range

Αυτό που θα πρέπει να μας ενδιαφέρει περισσότερο, είναι η σχέση μεταξύ της κινητικής ενέργειας των ακτίνων - δ και του εύρους (απόσταση) τους από το στόχο (εδώ, έχουμε τα άτομα του μίγματος, Ar/CO_2). Στην εργασία του [1], ο Kobetich, περιγράφει το εύρος της προσπίπτουσας ακτίνας - δ σε Αλουμίνιο (Al), με τη σχέση:

$$R = AE \left(1 - \frac{B}{1+CE} \right) \quad (A),$$

όπου, E , είναι η ενέργεια της ακτίνας - δ σε διάστημα ενεργειών από $300eV$ έως $3MeV$, A , είναι μία παράμετρος με τιμή $5,37 \cdot 10^{-4} grcm^{-2}$, B , άλλη παράμετρος, ίση με 0.9815 και C , ομοίως με τιμή, $3.123 \cdot 10^{-3} keV^{-1}$.

Αναφέραμε παραπάνω τον τύπο του εύρους αν ο στόχος είναι ένα στερεό. Πάμε να δούμε πως μετασχηματίζεται το εύρος για την περίπτωση του αερίου μας. Για τα δεδομένης ενέργειας, γρήγορα ηλεκτρόνια (ηλεκτρόνια – δ), παρατηρούμε ότι, η σκέδασή τους γίνεται, σχεδόν ακαριαία και τυχαία από την αρχική τους τροχιά, με αποτέλεσμα να εμφανίζουν διακύμανση στην απόσταση που διανύουν. Η συγκεκριμένη απόσταση, ονομάζεται, **πρακτικό εύρος**, R_p (*practical range*). Μία παραμετροποίηση της εξάρτησης της R_p (σε gr/cm^2) από την ενέργεια των ηλεκτρονίων E (σε MeV) δίνεται από τη σχέση:

$$R_p(E) = 0.71 E^{1.72}$$

και γίνεται σημαντική για ενέργειες μεγαλύτερες των μερικών εκατοντάδων keV [7].

2.7

Αλληλεπίδραση φωτονίων – ύλης

Η αλληλεπίδραση των φωτονίων με την ύλη διαφέρει αισθητά από την αλληλεπίδραση των φορτισμένων σωματιδίων όπως θα δούμε στην συγκεκριμένη παράγραφο. Αυτό συμβαίνει, γιατί τα φωτόνια δεν «φέρουν» ηλεκτρικό φορτίο και δεν αλληλεπιδρούν ανελαστικά με τα ατομικά ηλεκτρόνια. Οι διαφορές των ακτινών – X και των ακτινών – γ , από τα φορτισμένα σωματίδια, εκτός από την ανελαστική σκέδαση, είναι η μεγάλη διεισδυτικότητα που εμφανίζουν αλλά και η εξασθένηση της έντασής τους και όχι της ενέργειάς τους κατά την διέλευσή τους από την ύλη.

Ξεκινώντας από την διεισδυτικότητα των φωτονίων, αυτή οφείλεται στη μικρή ενεργό διατομή των τριών κυρίαρχων μηχανισμών αλληλεπίδρασης φωτός – ύλης (το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, το φαινόμενο Compton και η δίδυμη γένεση), συγκρινόμενη με την αντίστοιχη της ανελαστικής σκέδασης των φορτισμένων σωματιδίων. Για την εξασθένηση της έντασης της δέσμης, αυτοί οι μηχανισμοί απομακρύνουν ένα φωτόνιο είτε με απορρόφηση, όπου έχουμε μεταβίβαση ολόκληρης της ενέργειας του φωτονίου (φωτοηλεκτρικό φαινόμενο) είτε με σκέδαση, όπου το φωτόνιο διατηρεί την αρχική του ενέργεια (φαινόμενο Compton).

2.7.1 Attenuation coefficient

Ο συντελεστής εξασθένησης, είναι εκείνη η ποσότητα η οποία χαρακτηρίζει την ευκολία ή δυσκολία μίας δέσμης να διεισδύσει σε ένα υλικό ή γενικά σε ένα μέσο. Μικρός συντελεστής εξασθένησης, σημαίνει ότι, το μέσο μας είναι διάφανο (**transparent**) στην διέλευση της ακτινοβολίας, δηλαδή, έχουμε μικρή εξασθένηση της δέσμης, ενώ μεγάλος συντελεστής σημαίνει μεγάλη εξασθένηση ή διαφορετικά, μικρή απόσταση διέλευσης.

Νόμος Beer – Lambert

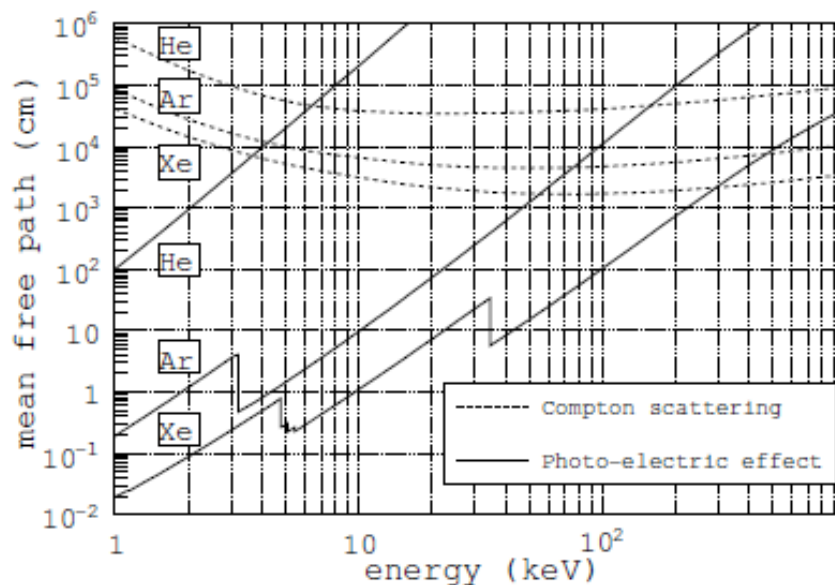
Ο εκθετικός νόμος Beer – Lambert περιγράφει, την εξασθένηση της έντασης της δέσμης των φωτονίων κατά την διέλευσή της από την ύλη [8]. Η μαθηματική σχέση του νόμου αυτού, είναι η ακόλουθη:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}$$

όπου, I_0 , η αρχική ένταση της δέσμης, x το πάχος του απορροφητή, μ ο συντελεστής εξασθένησης του υλικού [$m^2 gr^{-1}$] και $I(x)$ η ένταση της δέσμης μετά την διέλευσή της από απορροφητή πάχους x . Ένας σημαντικός παράγοντας που προέρχεται από το νόμο Beer – Lambert, είναι το **Half Value Layer (HVL)**. Το συγκεκριμένο μέγεθος, περιγράφει το πάχος που είναι απαραίτητο για να μειώσει το μέτρο της έντασης της δέσμης στο μισό. Ο παράγοντας εξασθένησης ενός υλικού, προσδιορίζεται από τον λόγο της διερχόμενης προς την προσπίπτουσα ακτινοβολία $\frac{I}{I_0}$. Ο γραμμικός συντελεστής εξασθένησης ενός υλικού, σχετίζεται με το συντελεστή μαζικής εξασθένησης (*mass attenuation coefficient*). Ο συγκεκριμένος συντελεστής δίνεται από το λόγο, μ/ρ , όπου, ρ η πυκνότητα του μέσου σε gr/cm^3 . Εκτός από τη σχέση του με τη μαζική εξασθένηση, ο συντελεστής εξασθένησης, εμφανίζει αντίστροφη αναλογία με τη μέση ελεύθερη διαδρομή. Η αριθμητική πυκνότητα (*number density*) του μέσου σχετίζεται με την πυκνότητα μάζας ή μαζική πυκνότητα (*mass density*), ρ , μέσω της σχέσης:

$$n = n_A \rho / A$$

όπου, $n_A = 6,02 \cdot 10^{23} mol^{-1}$, ο αριθμός Avogadro και A , η μάζα ενός mole του στοιχείου του μέσου που χρησιμοποιούμε. Στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 22), απεικονίζεται η εξάρτηση της ενέργειας από τη μέση ελεύθερη διαδρομή για το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο και τη σκέδαση Compton στα αέρια Ar, He και Xe σε κανονικές συνθήκες.

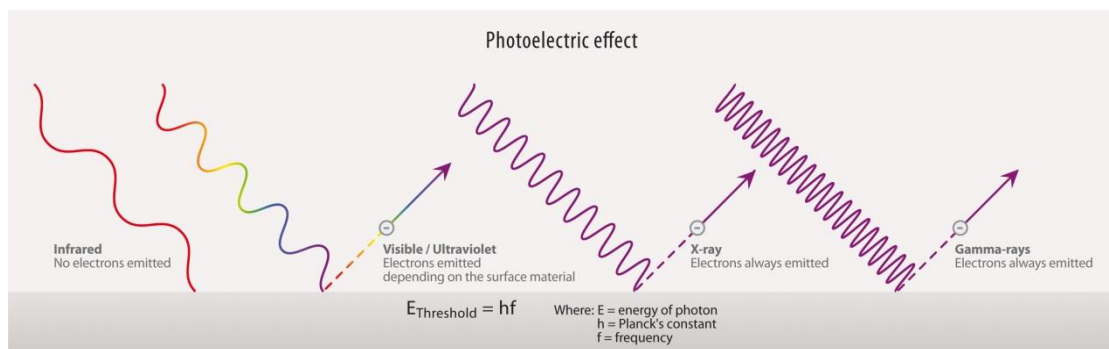


Σχήμα 22: Η μέση ελεύθερη διαδρομή για το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο και τη σκέδαση Compton στα αέρια Ar, He και Xe σε κανονικές συνθήκες.

Οι κύριοι μηχανισμοί αλληλεπίδρασης του φωτός με την ύλη, παρουσιάζονται αναλυτικά στις επόμενες σελίδες της παρούσας μεταπτυχιακής εργασίας.

2.7.2 Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο

Το **φωτοηλεκτρικό φαινόμενο**, παρατηρήθηκε πρώτη φορά από τον *Hertz* τυχαία το 1887. Παρατήρησε ότι ένας σπινθήρας, μπορούσε να εμφανιστεί πιο εύκολα μεταξύ δυο ηλεκτρικά φορτισμένων σφαιρών, αν οι επιφάνειες τους φωτίζονται από την λάμψη κάποιου άλλου σπινθήρα. Συνεπώς, μπορούμε να ορίσουμε το **φωτοηλεκτρικό φαινόμενο**, ως εκείνη την κβαντική διεργασία κατά την οποία απελευθερώνονται ηλεκτρόνια από μια επιφάνεια αγωγού όταν σε αυτή προσπέσει ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία κατάλληλης συχνότητας, ώστε τα ηλεκτρόνια να κατορθώσουν να υπερπηδήσουν το φράγμα δυναμικής ενέργειας που τα "εγκλωβίζει" στην επιφάνεια αυτή. Αυτό το φράγμα δυναμικού, είναι μια ελάχιστη ενέργεια που καλείται **έργο εξαγωγής** και συμβολίζεται με, b ⁽¹⁾. Παρακάτω δίνεται η σχηματική αναπαράσταση του φωτοηλεκτρικού φαινομένου (σχήμα 23).



Σχήμα 23: Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο.

Η ερμηνεία του φωτοηλεκτρικού φαινομένου έγινε το 1905 από τον *Albert Einstein* που πήρε το βραβείο Νόμπελ για αυτή του την εργασία. Για να ερμηνεύσει το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, ο *Einstein* υπέθεσε ότι η ενέργεια ενός ηλεκτρομαγνητικού κύματος δεν είναι ισοκαταμεμημένη στο κυματικό μέτωπο, αλλά μεταφέρεται σε διακριτές ποσότητες που ονομάζονται, **κβάντα φωτός** ή **φωτόνια**. Η διαπίστωση αυτή αποτέλεσε, μαζί με την ερμηνεία της ακτινοβολίας του μέλανος σώματος από τον *Planck* και την παρατήρηση του *Compton*, το θεμέλιο λίθο της θεωρίας για τον κυματοσωματιδιακό δυϊσμό του φωτός αλλά και της πρώιμης Κβαντικής Μηχανικής. Έτσι ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα συχνότητας ν , αποτελείται από μια δέσμη φωτονίων που όλα έχουν ενέργεια:

$$E = h\nu$$

Η ολική ενέργεια της δέσμης που αποτελείται από n φωτόνια, είναι:

$$E_n = nh\nu$$

Ο *Einstein* θεώρησε ότι κάθε φωτόνιο όταν δίνει την ενέργειά του, τη δίνει ολόκληρη και μόνο σε ένα ηλεκτρόνιο κάθε φορά και επιπλέον μόνο εάν είναι αρκετή για να απελευθερώσει το

¹ Η ύπαρξη του φράγματος δυναμικής ενέργειας ήταν ήδη γνωστή από το 1883, όταν ο *Tomas Edison* ανακάλυψε την Θερμιονική εκπομπή.

ηλεκτρόνιο από τις ελκτικές δυνάμεις του μετάλλου. Έτσι από την ενέργεια του φωτονίου μέρος χρησιμοποιείται για να υπερνικηθούν οι ελκτικές δυνάμεις του μετάλλου και η υπόλοιπη μένει στο ηλεκτρόνιο ως, κινητική ενέργεια. Έτσι έχουμε την ακόλουθη εξίσωση, η οποία ονομάζεται και **φωτοηλεκτρική εξίσωση του Einstein**:

$$E_{Kmax} + b = h\nu$$

Για τον υπολογισμό της ενεργούς διατομής, είναι αναγκαία η θεώρηση, πως για ενέργειες φωτονίων μεγαλύτερες από την ενέργεια του K φλοιού, τα ηλεκτρόνια που θα αλληλεπιδράσουν είναι αυτά της K στοιβάδας. Αν χρησιμοποιήσουμε μη – σχετικιστικές ενέργειες ($h\nu \ll m_e c^2$), η ενεργός διατομή του φωτοηλεκτρικού φαινομένου, μπορεί να υπολογιστεί χρησιμοποιώντας την **1^η προσέγγιση του Born**:

$$\Phi_{photo}(E) = \frac{6.3 \cdot 10^{-18}}{Z^2} \cdot \left(\frac{(Z - 0.03)^2 m_e c^2 a^2}{2E} \right)^{\frac{8}{3}}$$

όπου, Z , ο ατομικός αριθμός του απορροφητή, $a = 1/137$, η **σταθερά της λεπτής υφής**, E η ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου. Αντίστοιχες σχέσεις, χρησιμοποιούνται για τους φλοιούς L και M .

Πειραματικά, έχει διαπιστωθεί ότι, ισχύουν οι παρακάτω νόμοι:

- Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο συμβαίνει μόνο όταν η προσπίπτουσα στη μεταλλική επιφάνεια ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, έχει συχνότητα μεγαλύτερη ή ίση από μια ορισμένη τιμή. Η τιμή αυτή ονομάζεται, **οριακή συχνότητα** ή διαφορετικά **συχνότητα κατωφλίου** και συμβολίζεται με ν_0 ή f_0 .
- Αν η συχνότητα της ακτινοβολίας είναι τέτοια που μπορεί να προκαλέσει εξαγωγή ηλεκτρονίων, τότε ο αριθμός των ηλεκτρονίων που εκπέμπονται είναι ανάλογος της **έντασης, J** (ή **I**) της προσπίπτουσας ακτινοβολίας.
- Η εκπομπή φωτοηλεκτρονίων από το μέταλλο, γίνεται σχεδόν ταυτόχρονα με την πρόσπτωση των φωτονίων στην επιφάνειά του. Για την ακρίβεια ο χρόνος από το φωτισμό του μετάλλου μέχρι την εκπομπή των φωτοηλεκτρονίων, είναι μικρότερος του $10^{-9} sec$.
- Η μέγιστη κινητική ενέργεια με την οποία τα φωτοηλεκτρόνια εγκαταλείπουν το μέταλλο είναι γραμμική συνάρτηση της συχνότητας της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, με εξάρτηση μόνο από το έργο εξαγωγής του μετάλλου ενώ ταυτόχρονα είναι ανεξάρτητη από την ένταση της ακτινοβολίας.

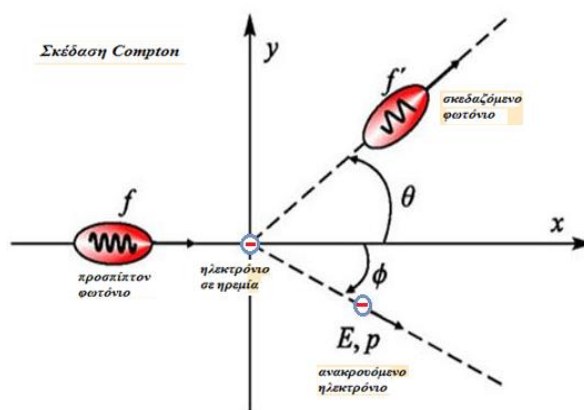
Εφαρμογές του Φωτοηλεκτρικού φαινομένου, απαντώνται στα φωτοκύτταρα ή φωτοστοιχεία, τα φωτοβολταϊκά στοιχεία, τα ηλιακά στοιχεία κ.ά.

2.7.3 Σκέδαση Compton

Στη Φυσική, το **φαινόμενο Compton**, αναφέρεται στη σκέδαση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας από φορτισμένα σωματίδια (συνήθως, ελαφρώς δέσμια ηλεκτρόνια). Ήταν ένα από τα φαινόμενα που αδυνατούσε να εξηγήσει η κλασική φυσική και μία από τις πρώτες επιτυχίες της κβαντικής θεωρίας. Ονομάστηκε έτσι, προς τιμή του Αμερικανού φυσικού *Arthur Compton*, ο

οποίος μελέτησε πειραματικά το πρόβλημα και κατάφερε να το εξηγήσει με τη βοήθεια της κβαντικής θεωρίας. Τιμήθηκε με το βραβείο Νόμπελ το 1927 για την ανακάλυψή του.

Ήδη από το 1922, ο *Compton* και οι συνεργάτες του είχαν αποδείξει πως η σκέδαση ακτινών X από ηλεκτρόνια δεν μπορούσαν να εξηγηθούν με τη βοήθεια της κλασικής φυσικής. Σύμφωνα με την κλασική ερμηνεία, οι ακτίνες X θέτουν σε ταλάντωση το ηλεκτρόνιο όταν προσπίπτουν πάνω του. Αυτό στη συνέχεια, επιταχύνεται και εκπέμπει με τη σειρά του ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία. Η ακτινοβολία αυτή, θα έχει συχνότητα που θα εξαρτάται από τον χρόνο έκθεσης του ηλεκτρονίου στην ακτινοβολία, καθώς και από την ένταση της τελευταίας. Το πείραμα, όμως, έδειχνε πως η συχνότητα της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας εξαρτάται μόνο από τη **γωνία σκέδασης**. Η κλασική θεωρία, ήταν κατά συνέπεια ανεπαρκής για την εξήγηση του φαινομένου. Ο *Compton* εκτέλεσε το πείραμα για διάφορες γωνίες σκέδασης και μετρώντας τα μήκη κύματος και την ένταση των σκεδαζόμενων δεσμών, παρατήρησε ότι υπήρχαν δύο κορυφές στην γραφική παράσταση της έντασης, συναρτήσεως του μήκους κύματος (σχήμα 24).



Σχήμα 24: Φαινόμενο *Compton*.

Η πρώτη κορυφή αντιστοιχούσε σε μήκος κύματος λ , το οποίο ήταν το μήκος κύματος της αρχικής δέσμης. Η δεύτερη κορυφή αντιστοιχούσε σε μήκος κύματος λ' , του οποίου η σχέση με τη γωνία σκέδασης φαινόταν από τον τύπο:

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\theta)$$

όπου, h η σταθερά (δράσεως) του *Planck*, m_e , η μάζα ηρεμίας του ηλεκτρονίου και c η ταχύτητα του φωτός. Η παραπάνω σχέση, ονομάζεται, **εξίσωση του φαινομένου *Compton*** και τα αποτελέσματα που έδινε ήταν πολύ κοντά στα αντίστοιχα πειραματικά του *Compton*. Οι υποθέσεις που εισήχθησαν στην θεωρητική της εξαγωγή, ήταν:

- Η προσπίπτουσα ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία αποτελείται από φωτόνια με ενέργεια που δίνεται από τον τύπο του *Planck* ($E = h\nu$).
- Τα φωτόνια, όντας σωματίδια, σκεδαζονται από ελαφρώς δέσμια ατομικά ηλεκτρόνια.
- Τα ηλεκτρόνια κινούνται με σχετικιστικές ταχύτητες.
- Η ενέργεια και η ορμή πριν και μετά την σκέδαση είναι διατηρούμενες ποσότητες.

Η διαφορική ενεργός διατομή της σκέδασης *Compton* δίνεται από την σχέση των *Klein – Nishina*, η οποία αν ολοκληρωθεί ως προς τις γωνίες, μας δίνει την ολική ενεργό διατομή του φαινομένου:

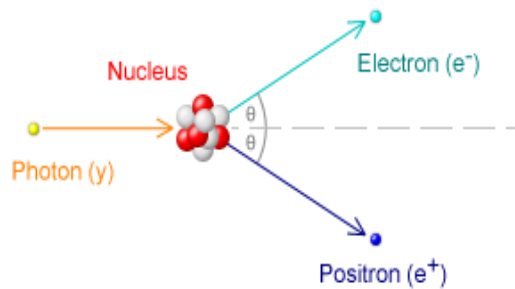
$$\sigma_c = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+a}{a^2} \left[\frac{2(1+a)}{1+2a} - \frac{1}{a} \ln(1+2a) \right] + \frac{1}{2a} \ln(1+2a) - \frac{1+3a}{(1+2a)^2} \right\}$$

όπου, $\alpha = \frac{E}{m_e c^2}$.

Για όλους τους παραπάνω λόγους, το φαινόμενο αυτό υπήρξε ένας από τους πρώτους θριάμβους της κβαντικής θεωρίας.

2.7.4 Δίδυμη γένεση.

Η **δίδυμη γένεση**, είναι το φαινόμενο της παραγωγής ενός ζεύγους σωματιδίου και του αντίστοιχου αντισωματιδίου του, δηλαδή, παραγωγή ζεύγους ποζιτρονίου – ηλεκτρονίου (σχήμα 25). Απαραίτητη προϋπόθεση, για να πραγματοποιηθεί το συγκεκριμένο φαινόμενο, είναι η αλληλεπίδραση με ένα φωτόνιο υψηλής ενέργειας, μεγαλύτερης από 1.022MeV , (ακτίνες γ) διότι, η ενέργεια του φωτονίου πρέπει να είναι τουλάχιστον ίση με την ολική μάζα ηρεμίας των δύο σωματιδίων, $2 \times 511\text{keV}$. Ένας δεύτερος τρόπος για να συμβεί η δίδυμη γένεση, είναι όταν ένα ουδέτερο σωματίδιο (για παράδειγμα, το μποζόνιο, Z_0), διέλθει εντός ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου, όπως στην περίπτωση, του ηλεκτρικού πεδίου που σχηματίζεται κοντά στον πυρήνα ενός ατόμου. Επίσης, ένα σημαντικό γνώρισμα της παραγωγής ζεύγους, είναι η διατήρηση της ενέργειας αλλά και της ορμής του συστήματος. Συνεπώς, λόγω διατήρησης της ορμής, η ορμή του αρχικού φωτονίου επιβάλλεται να απορροφηθεί από «κάτι», δηλαδή, η παραγωγή του ζεύγους δεν μπορεί να εμφανιστεί στο κενό από ένα μόνο φωτόνιο. Έτσι, απαιτείται η παρουσία ενός πυρήνα για να διατηρηθεί η ορμή και η ενέργεια.

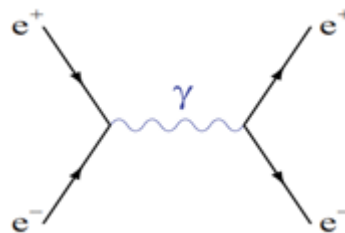


Σχήμα 25: Δίδυμη γένεση.

Όλοι οι άλλοι κβαντικοί αριθμοί των δύο σωματιδίων που παράγονται και διατηρούνται (στροφορμή και ηλεκτρικό φορτίο), πρέπει να έχουν άθροισμα μηδέν, έτσι ώστε τα δύο σωματίδια να έχουν αντίθετες τιμές αυτών των κβαντικών αριθμών. Για παράδειγμα, εάν το ένα σωματίδιο έχει θετικό φορτίο το άλλο θα έχει αρνητικό, ή αν το ένα έχει, **παραδοξότητα (strangeness) +1** τότε το άλλο πρέπει να έχει αντίστοιχη, **παραδοξότητα (strangeness) -1**. Το ίδιο συμβαίνει στην παραγωγή και των άλλων **λεπτονίων** (ταυ και μιονίο), μόνο που εδώ η ενέργεια του φωτονίου πρέπει να είναι πολύ μεγαλύτερη. Αυτές οι αλληλεπιδράσεις παρατηρήθηκαν αρχικά στον θάλαμο φυσαλλίδων του *Patrick Blackett*, που πήρε για αυτό το βραβείο Nobel του 1948 στη φυσική. Στην ημικλασική Γενική Σχετικότητα, η παραγωγή ζεύγους μπορεί να εξηγήσει και το **φαινόμενο της ακτινοβολίας Hawking**. Σύμφωνα με την Κβαντική Θεωρία, βραχύβια ζεύγη

σωματιδίων – αντισωματιδίων (*εικονικά σωματίδια*), εμφανίζονται και εξαφανίζονται συνεχώς, για απειροελάχιστα χρονικά διαστήματα.

Παραδείγματα, που λαμβάνει χώρα η δίδυμη γένεση, είναι σε περιοχές ισχυρών παλιρροιακών δυνάμεων βαρύτητας, όπου τα δύο σωματίδια μπορούν μερικές φορές να διαχωριστούν προτού να προλάβουν να εξαϋλωθούν αμοιβαία προς ένα φωτόνιο. Μόλις εισάγαμε την έννοια της *εξαϋλωσης*, η οποία είναι η αντίστροφη διαδικασία από την δίδυμη γένεση. Συμβαίνει όταν ένα ηλεκτρόνιο (e^-) και ένα ποζιτρόνιο (e^+ , δηλαδή, το αντίστοιχο αντισωματίδιο του ηλεκτρονίου) συγκρούονται. Το αποτέλεσμα της σύγκρουσης είναι συνήθως, η μετατροπή των δυο σωματιδίων σε φωτόνια ακτινοβολίας γ (σχήμα 26) ή σπανιότερα σε άλλα σωματίδια. Το φαινόμενο υπακούει σε μια σειρά φυσικών νόμων, που περιλαμβάνουν τις γνωστές σε μας, «αρχές διατήρησης» (ενέργειας, ορμής, στροφορμής, φορτίου κ.λπ.).



Σχήμα 26: Εξαϋλωση, ηλεκτρονίου (e^-) – ποζιτρονίου (e^+).

Επίσης, το φαινόμενο λαμβάνει χώρα στην περιοχή γύρω από μια μελανή οπή (μαύρη τρύπα), τότε ένα σωματίδιο μπορεί να δραπέτεύσει έξω από την μαύρη τρύπα, ενώ το αντισωματίδιο του συλλαμβάνεται από την αυτήν. Η παραγωγή ζεύγους ή δίδυμη γένεση είναι επίσης, ο υποτιθέμενος μηχανισμός πίσω από την έκρηξη των υπερκαινοφανών. Μια ακτίνα – γ , πολύ υψηλής ενέργειας, μέσα στον πυρήνα του άστρου παράγει ένα ζεύγος που διαφεύγει προς τα έξω. Το αποτέλεσμα αυτής της παραγωγής του ζεύγους χαμηλώνει αιφνίδια την πίεση μέσα σε ένα υπεργιγάντιο άστρο, οδηγώντας το σε μια μερική κατάρρευση, και έπειτα σε μια εκρηκτική θερμοπυρηνική καύση. Πιστεύεται ότι, η *supernova SN 2006gy*, είναι μια *supernova* του τύπου παραγωγής ζευγών σωματίου-αντισωματίου.

Η ενεργός διατομή για την δίδυμη γένεση, δίνεται από τον τύπο:

$$\tau_{pair} = 4Z^2 \alpha r_e^2 \left\{ \frac{7}{9} \left(\ln 2 \frac{E_\gamma}{m_e c^2} - f(Z) \right) - \frac{109}{54} \right\}$$

όπου,

Z : ο ατομικός αριθμός του απορροφητή,

r_e : η ακτίνα του ηλεκτρονίου = $2,817 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$,

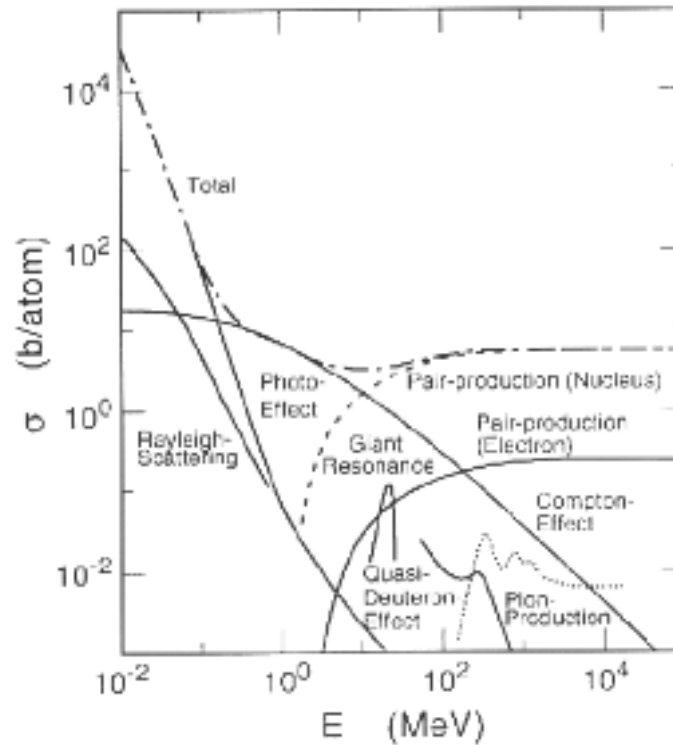
m_e : η μάζα του ηλεκτρονίου, α η σταθερά της λεπτής υφής (= $1/137$),

E : η ενέργεια του εισερχόμενου φωτονίου

$$f(Z) = a_z^2[(1 + a_z^2)^{-1} + 0.20206 - 0.0369a_z^2 + 0.0083a_z^4 - 0.002a_z^6]$$

$$a_z = Z/137.$$

Κλείνοντας το συγκεκριμένο κεφάλαιο, παραθέτουμε τη γραφική παράσταση της ενεργούς διατομής συναρτήσει της ενέργειας της δέσμης (σχήμα 27), των κύριων διαδικασιών αλληλεπίδρασης των φωτονίων με την ύλη. Εκτός από τις τρεις κύριες διαδικασίες στο σχήμα φαίνονται και η σκέδαση Rayleigh αλλά και η δίδυμη γένεση σε ηλεκτρικό πεδίο.



Σχήμα 27: Γραφική παράσταση της σχέσης που συνδέει την ενεργό διατομή με την ενέργεια της δέσμης.

Φαινόμενα μεταφοράς φορτίων σε αέρια

Κεφ.

3

Στο συγκεκριμένο κεφάλαιο, θα παρουσιάσουμε τα φαινόμενα που διέπουν την μεταφορά των φορτίων, δηλαδή, των ηλεκτρονίων και των ιόντων, στα αέρια. Επίσης, θα αναφερθούμε στον πολλαπλασιασμό των ηλεκτρονίων σαν συνέπεια, της ιονιστικής δράσης της ακτινοβολίας στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή. Θα δούμε ότι, η κυρίαρχη συνεισφορά στην προσφορά ηλεκτρικού σήματος στην έξοδο του ανιχνευτή, προσφέρεται απλόχερα από το φαινόμενο του ιονισμού των μορίων του αερίου και με την σειρά τους, τα φαινόμενα της διαχύσεως και του πολλαπλασιασμού του αριθμού των αρχικών ηλεκτρονίων.

3.1

Φαινόμενα Μεταφοράς Φορτίου

Φαινόμενα μεταφοράς, είναι οι διεργασίες εκείνες κατά τις οποίες ένα φυσικό μέγεθος, όπως η μάζα, η ενέργεια, η ορμή ή το ηλεκτρικό φορτίο, μεταφέρεται από μία περιοχή ενός συστήματος σε μία άλλη. Για παράδειγμα, μεταλλική ράβδος, η οποία συνδέει δύο αποθήκες θερμότητας διαφορετικών θερμοκρασιών. Στην περίπτωση αυτή έχουμε, μεταφορά ενέργειας μεταξύ των δύο αποθηκών. Επίσης, μεταφορά μάζας ρευστού, που γίνεται κατά την ροή εντός σωλήνα λόγω διαφοράς βαθμίδας πίεσης μεταξύ των άκρων του. Άλλο παράδειγμα είναι, η μεταφορά φορτίου μέσω αγωγού, δια της εφαρμογής διαφοράς δυναμικού στα άκρα του. Στην παρούσα εργασία, θα ασχοληθούμε με το τελευταίο παράδειγμα, δηλαδή, την μεταφορά του ηλεκτρικού φορτίου, όπου στην περίπτωσή μας, ο αγωγός έχει αντικατασταθεί από ένα αέριο, ικανό να ανταποκριθεί με επιτυχία στις απαιτήσεις των πειραμάτων μας.

Πριν αναλύσουμε την συμπεριφορά των φορτίων στα αέρια, θα πρέπει να έχουμε κατά νου, ότι ισχύουν κάποιες βασικές «ιδέες» για όλα τα φαινόμενα μεταφοράς φυσικών μεγεθών, από τις οποίες προέρχονται οι σχέσεις που θα παρουσιάσουμε παρακάτω.

Γενικά, όταν αναφερόμαστε σε **ροή**, δηλαδή, στην ποσότητα του φυσικού μεγέθους που μεταφέρεται ανά μονάδα χρόνου και ανά μονάδα επιφανείας κάθετης προς την διεύθυνση της ροής, είναι ανάλογη της βαθμίδας μίας άλλης φυσικής ποσότητας, όπως η θερμοκρασία, η πίεση, το ηλεκτρικό δυναμικό ή η συγκέντρωση.

Εάν διαλέγαμε ως άξονα διεύθυνσεως της ροής, τον άξονα x , τότε ο **γενικός νόμος μεταφοράς**, γράφεται ως εξής:

$$J_x = B \left(-\frac{\partial \gamma}{\partial x} \right) \quad (A)$$

όπου, J_x , είναι η ροή (ποσό ανά m^2 και ανά sec), B μία σταθερά αναλογίας, η οποία ονομάζεται **φαινομενολογικός συντελεστής** και τέλος το $\left(-\frac{\partial \gamma}{\partial x} \right)$, είναι η αρνητική βαθμίδα του γ κατά την διεύθυνση της ροής. Τα μέγεθος γ , συμβολίζει την θερμοκρασία, την πίεση, το δυναμικό κ..λπ.

Επειδή, η ροή είναι διανυσματικό μέγεθος, η εξίσωση (Α), περιγράφει την (κατά τον άξονα x) συνιστώσα του διανύσματος. Για την περίπτωση μας, η παραπάνω σχέση, γράφεται:

$$J_x = \kappa \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) \quad (\text{B})$$

όπου, κ , η ειδική αγωγιμότητα. Η σχέση (B), δεν είναι άλλη από τον *v.Ohm*.

$$J_x = \eta \left(-\frac{\partial p}{\partial x} \right) \quad (\text{Γ})$$

όπου, η , ο συντελεστής εσωτερικής τριβής ή *συντελεστής ιξώδους*. Η σχέση (Γ), είναι ο *νόμος του Poiseuille*. Επειδή αναφερόμαστε σε αέρια, ο συντελεστής ιξώδους, δίνεται από την σχέση:

$$\eta = \frac{1}{3\sqrt{2}} \frac{m}{\sigma_0} \sqrt{\frac{8}{\pi} \cdot \frac{kT}{m}} = \frac{1}{3\sqrt{2}} \frac{m}{\sigma_0} \bar{v}$$

Το σ_0 , είναι η ολική ενεργός διατομή σκέδασης και \bar{v} , η μέση ταχύτητα των μορίων του αερίου. Από αυτήν τη σχέση βλέπουμε ότι, το ιξώδες των αερίων είναι ανάλογο της θερμοκρασίας T και ανεξάρτητος της πυκνότητας και της πίεσης του αερίου, $p = nkT$. Η αύξηση του ιξώδους, η , με την θερμοκρασία, έχει επιβεβαιωθεί και πειραματικά. Το μόνο πρόβλημα που παρουσιάζει η παραπάνω σχέση, είναι ότι με την αύξηση της θερμοκρασίας αυξάνεται και η μέση ταχύτητα των μορίων, μειώνεται όμως η διάμετρος συγκρούσεως μεταξύ των μορίων με αποτέλεσμα να αυξάνεται η μέση ελεύθερη διαδρομή, l . Η ανεξαρτησία του ιξώδους από την πυκνότητα και κατ' επέκταση από την πίεση, έχει επίσης, αποδειχθεί πειραματικά, αρκεί οι πιέσεις να μην είναι πολύ μικρές ή πολύ μεγάλες. Σε πολύ μικρές πιέσεις, η μέση ελεύθερη διαδρομή γίνεται συγκρίσιμη με τις διαστάσεις του δοχείου που περιέχει το αέριο, με αποτέλεσμα οι συγκρούσεις να συμβαίνουν μόνο με τα τοιχώματα και όχι μεταξύ των κινούμενων μορίων. Αντίστοιχα αν οι πιέσεις είναι πολύ μεγάλες, θα πρέπει να λάβουμε υπόψη και τις διαμοριακές δυνάμεις.

3.2

Η εξίσωση Poiseuille

Αντίθετα απ' ότι δέχεται κανείς για τα ιδανικά ρευστά, στα πραγματικά ρευστά κυριαρχούν δυνάμεις συνοχής ανάμεσα στα επιμέρους στρώματα του ρευστού και δυνάμεις σννάφειας ανάμεσα στο ρευστό και στα τοιχώματα του δοχείου, με αποτέλεσμα αυτές να καθορίζουν σε μεγάλο βαθμό την ροή του ρευστού.

Η ταχύτητα ροής ενός ρευστού εντός σωλήνα, εξαρτάται από τις διαστάσεις του (ακτίνα και μήκος), το ιξώδες του ρευστού και την διαφορά πίεσης μεταξύ των άκρων του σωλήνα. Η εύρεση της σχέσης που συνδέει αυτά τα μεγέθη, προϋποθέτει τον υπολογισμό του όγκου του ρευστού που διέρχεται από κάθε σημείο στη μονάδα του χρόνου. Η ταχύτητα του ρευστού, έχει μέγιστη τιμή στον άξονα του σωλήνα και μηδενική τιμή στα στρώματα του ρευστού που εφάπτονται με τα τοιχώματά του.

Για σχετικά μικρές ταχύτητες, μπορεί κανείς να θεωρήσει ότι, νοητοί κυλινδρικοί όγκοι του ρευστού, αυξανόμενης ακτίνας από τον άξονα προς την περιφέρεια, γλιστρούν ο ένας μέσα στον

άλλον χωρίς να δημιουργούνται *δίνες*, ενώ ανάμεσα στις επιφάνειές τους αναπτύσσονται δυνάμεις τριβής. Η ροή, αν θεωρήσουμε τον κυλινδρικό σωλήνα στενό, προσεγγίζεται με καλή ακρίβεια από τη *στρωτή* ή *ομαλή* ή *παράλληλη ροή* (*laminar flow*). Κατά την στρωτή ροή, το ρευστό, ρέει σε παράλληλες προς τον άξονα του αγωγού γραμμές δίνοντας έτσι την εικόνα της ομαλής ή στρωτής ροής. Η πιο συνηθισμένη εικόνα παράλληλης ροής, είναι εκείνη του νερού από τις βρύσες. Σ' αυτήν την περίπτωση, η δύναμη της τριβής, F_f , σύμφωνα με τον νόμο του Νεύτωνα, είναι ανάλογη της βαθμίδας ταχύτητας du/dr , του εμβαδού S των επιφανειών που εφάπτονται και μιας σταθεράς η , δηλαδή, του **συντελεστή εσωτερικής τριβής** ή **ιξώδες** του ρευστού,

$$F_f = -\eta A \frac{\Delta u}{\Delta r}$$

Ο **συντελεστής εσωτερικής τριβής** ή το **ιξώδες** του ρευστού, είναι μια σταθερά που χαρακτηρίζει το ίδιο το ρευστό ως προς την ευκολία του να ρέει σε δεδομένο πεδίο ροής, εξαρτάται δε από το υλικό και αποτελεί επίσης, μία συνάρτηση της θερμοκρασίας ($\eta = f(T)$).

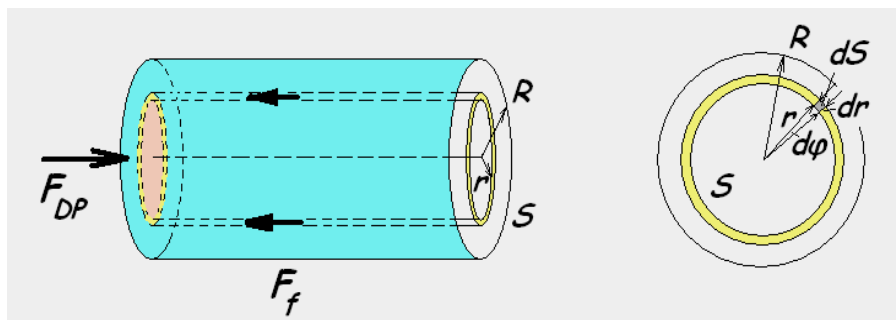
Μονάδα μέτρησης του ιξώδους είναι το **Poise** :

$$1 P = 10^2 cP = 1 grcm^{-1}sec^{-1} = 10^{-1} kg m^{-1}sec^{-1}$$

Στο διεθνές σύστημα μονάδων χρησιμοποιείται το *Pascal · sec* [$P \cdot s$]:

$$1 P \cdot s = 10 \text{ Poise}$$

Η μέθοδος που ακολουθείται στην μελέτη του νόμου του *Poiseuille*, είναι η ακόλουθη: Θεωρούμε έναν σωλήνα κυλινδρικής διατομής, ακτίνας R , γεμάτο με ρευστό. Κάθε νοητός κύλινδρος του ρευστού, με ακτίνα r , κινείται προς την κατεύθυνση της πτώσης της πίεσης ΔP που δέχονται οι δύο επιφάνειές του, ΔS (σχήμα 28).



Σχήμα 28: Νοητός κύλινδρος ρευστού μέσα στον σωλήνα και επιφάνεια της διατομής του

Κινητήρια δύναμη F για την ροή του ρευστού κατά μήκος του σωλήνα, αποτελεί η πίεση του ρευστού και μάλιστα η διαφορά πίεσης ΔP στην είσοδο ως προς την έξοδο του

$$\Delta P = P_2 - P_1$$

$$F = A \Delta P = \pi \Delta P r^2$$

Η τριβή που εμφανίζεται κατά την κίνηση, κατά την ροή του ρευστού, που είναι η δύναμη αντίστασης στην κίνηση αυτή, απορρέει από την αλληλεπίδραση των στρωμάτων του ρευστού και είναι, σύμφωνα με τον νόμο του Νεύτωνα, ανάλογη της βαθμίδας της ταχύτητας $\Delta u/\Delta r$, της επιφάνειας A και μιας σταθεράς η , δηλαδή, του συντελεστή εσωτερικής τριβής ή ιξώδες του ρευστού,

$$F_R = -\eta A \frac{\Delta u}{\Delta r} = -\eta 2\pi r \frac{\Delta u}{\Delta r}$$

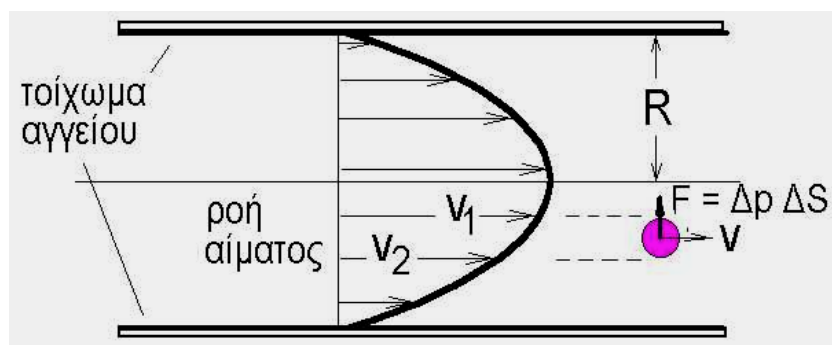
Ο συντελεστή εσωτερικής τριβής, χαρακτηρίζει το ίδιο το ρευστό, ως υλικό και η τιμή του εξαρτάται από την θερμοκρασία ($\eta = f(T)$).

Σε συνθήκες σταθερής κατάστασης, οι δύο δυνάμεις, η κινητήρια δύναμη εξαιτίας της διαφοράς πίεσης $F\Delta P$ και η δύναμη της τριβής F_f είναι ίσες και αντίθετες. Ως εκ τούτου, για τις δύο παραπάνω σχέσεις, ισχύει:

$$\eta 2\pi r l \frac{du}{dr} = \pi \Delta P r^2$$

Λύνοντας την σχέση αυτή ως προς u και ολοκληρώνοντας τα δύο μέρη της προκύπτει η παρακάτω σχέση, η οποία μας δίνει το προφίλ της ταχύτητας στο πεδίο ροής, μέσα σε κυκλικής διατομής σωλήνα:

$$u(R) = \int_r^R \frac{P_1 - P_2}{2\eta l} r dr = \frac{P_1 - P_2}{2\eta l} (R^2 - r^2)$$



Σχήμα 28: Το προφίλ της ταχύτητας του ρευστού μέσα στον σωλήνα.

Όπως φαίνεται και στο σχήμα και απορρέει και από την παραπάνω σχέση, η κατανομή της ταχύτητας έχει σχήμα παραβολής εκ περιστροφής.

Ένα σημαντικό μέγεθος για την ροή ενός ρευστού σε σωλήνα, είναι το μέγεθος της παροχής. Ως παροχή Π , ορίζεται το γινόμενο της ταχύτητας ροής του ρευστού επί το εμβαδόν της επιφάνειας, δηλαδή, της διατομής του σωλήνα από την οποία διέρχεται το ρευστό και ισούται με

$$\Pi = \frac{dV}{dt} = u(R)dS$$

Ολοκληρώνοντας τη παραπάνω σχέση και λαμβάνοντας υπόψη, όπως φαίνεται και στο σχήμα, ότι το εμβαδόν της στοιχειώδους επιφάνειας στη διατομή, είναι

$$dS = r d\phi dr$$

προκύπτει:

$$\Pi = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^P r dr u(R)$$

Μετά από αντικατάσταση της $u(R)$ στην σχέση αυτή και λαμβάνοντας υπόψη ότι η ταχύτητα στα τοιχώματα του σωλήνα είναι μηδενική, δηλαδή $u(R)=0$, έχουμε για την παροχή:

$$\Pi = \frac{\pi \Delta P}{2\eta l} \left(\int_0^R R^2 r dr - \int_0^P r^3 dr \right)$$

η οποία τελικά παίρνει τη μορφή:

$$\Pi = \frac{\pi (\Delta P)}{8\eta l} R^4$$

Η σχέση αυτή είναι γνωστή, ως “*νόμος Hagen – Poiseuille*”, ο οποίος εφαρμόζεται για τον υπολογισμό της παροχής ρευστού σε κυκλικής διατομής σωλήνα, με την προϋπόθεση ότι το ρευστό ρέει ακολουθώντας στρωτή ροή.

3.3

Μία σύντομη περιγραφή των αερίων

Οι ανιχνευτές αερίου, όπως θα παρουσιάσουμε αναλυτικά στο επόμενο κεφάλαιο, χρησιμοποιούνται για την παρακολούθηση και τη μέτρηση των ιχνών, που αφήνουν στον ενεργό τους όγκο, τα παραγόμενα από την προσπίπτουσα ακτινοβολία, φορτισμένα σωματίδια. Γενικά, οι ανιχνευτικές διατάξεις λειτουργούν σε συνθήκες «κανονικής» πίεσης και θερμοκρασίας ($P = 1 \text{ atm}$ και $T = 293^\circ \text{ K}$).

Ο αριθμός των μορίων στην μονάδα του όγκου, n , στις συγκεκριμένες συνθήκες, μπορεί να βρεθεί αν χρησιμοποιήσουμε το *νόμο των ιδανικών αερίων*:

$$n = \frac{P}{k_B T}$$

όπου, k_B , είναι η σταθερά του Boltzmann. Αν αντικαταστήσουμε τις παραπάνω τιμές πίεσης και θερμοκρασίας στην σχέση αυτή, βλέπουμε ότι, $n = 2.687 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, το οποίο μας δίνει τη μέση απόσταση μεταξύ δύο γειτονικών μορίων, η οποία είναι ίση με **3.4nm**. Η συγκεκριμένη παράμετρος, n , ονομάζεται, *αριθμός Loschmidt* και χρησιμοποιείται για να περιγράψουμε την ενεργό διατομή, σ , για μία δεδομένη διαδικασία και για δεδομένη μέση ελεύθερη διαδρομή. Η σχέση που τα συνδέει είναι η ακόλουθη:

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma}$$

Σαν παράδειγμα για την παραπάνω σχέση, ας πάρουμε αυτό της ελαστικής σκέδασης των θερμικών ηλεκτρονίων (0.04 eV) σε διαφορετικά αέρια. Για τα αέρια, θα χρησιμοποιήσουμε τα ευγενή, διότι είναι αυτά που χρησιμοποιήσαμε στο πείραμά μας. Οι τιμές της μέσης ελεύθερης διαδρομής, λ , δίνεται στον παρακάτω πίνακα (πίνακας II).

Atom	He	Ne	Ar	Kr	Xe
$\sigma_s \cdot 10^{16} \text{ (cm}^2\text{)}$	6	5	3	10	70
$\lambda_s \text{ (\mu m)}$	0.7	0.8	1.3	0.4	0.06

Πίνακας II: Η ενεργός διατομή και η αντίστοιχη μέση ελεύθερη διαδρομή για ελαστική σκέδαση, διαφόρων ευγενών αερίων.

Από τον παραπάνω πίνακα, παρατηρούμε ότι στις θερμικές ενέργειες η μέση ελεύθερη διαδρομή μεταξύ δύο διαδοχικών συγκρούσεων είναι μικρότερη από την απόσταση μεταξύ δύο γειτονικών μορίων. Η κινητική ενέργεια των μορίων ενός αερίου, το οποίο βρίσκεται σε θερμοδυναμική ισορροπία, ακολουθεί την κατανομή *Maxwell*, η οποία μας δίνει τον αριθμό των μορίων που έχουν ενέργειες στο διάστημα $(E, E+dE)$:

$$p(E)dE = N \frac{2}{\pi^{\frac{1}{2}}(k_B T)^{\frac{3}{2}}} \sqrt{E} \exp\left(\frac{-E}{k_B T}\right) dE$$

όπου, το T , είναι η απόλυτη θερμοκρασία, N , είναι ο ολικός αριθμός των μορίων στο αέριο. Αν m , είναι η μοριακή μάζα, τότε η κατανομή ταχυτήτων μπορεί να υπολογιστεί από την παρακάτω σχέση:

$$p(u)dE = N \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{m}{k_B T}\right)^{\frac{3}{2}} u^2 \exp\left(\frac{-mu^2}{k_B T}\right) du$$

Η μέση ενέργεια ενός μορίου του αερίου, στις συγκεκριμένες συνθήκες, εξαρτάται μόνο από τη θερμοκρασία και είναι ίση με, $3/2k_B T$. Αν την υπολογίσουμε από τον παραπάνω τύπο, βρίσκουμε ότι είναι ίση με, $0.04eV$ στους $293^\circ K$. Αυτή η ενέργεια, οφείλεται στην θερμική «αναταραχή», δίνοντας μέση ταχύτητα ίση με:

$$u = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}}$$

Αν κάποια ηλεκτρόνια και κάποια ιόντα εντός του αερίου, βρίσκονται σε θερμική ισορροπία με τα μόρια του αερίου, τότε αυτά μπορούν να περιγραφούν από την παραπάνω κατανομή. Στην περίπτωση μας, οι μέσες ταχύτητες είναι της τάξης των $10 \frac{cm}{\mu s}$, για τα ηλεκτρόνια και $0.01 \frac{cm}{\mu s}$, για τα ιόντα. Αν τώρα εφαρμόσουμε ένα ομοιόμορφο ηλεκτρικό πεδίο, τότε οι στιγμιαίες ταχύτητες των φορτισμένων σωματιδίων μεταξύ των κρούσεων, εμφανίζουν μία επιπρόσθετη συνιστώσα κατά μήκος του πεδίου. Στην μακροσκοπική κλίμακα, το σωματίδιό μας κινείται κατά μήκος του πεδίου, με μέση ταχύτητα, \mathbf{u}_d , η οποία ονομάζεται, **ταχύτητα ολίσθησης (Drift velocity)**. Από τη στιγμή της εφαρμογής του ηλεκτρικού πεδίου και μετά, η ενέργεια των σωματιδίων μας δεν ακολουθεί πλέον την κατανομή *Maxwell*! Παρόλα αυτά, απλές εξισώσεις μπορούν να χρησιμοποιηθούν για να κατανοήσουμε την κίνηση των ηλεκτρονίων και των ιόντων, τα οποία

υπόκεινται στην επίδραση ενός ηλεκτρικού και ενός μαγνητικού πεδίου. Στις επόμενες παραγράφους θα ασχοληθούμε με την μικροσκοπική μελέτη των παραπάνω φαινομένων.

3.4 Μικροσκοπική μελέτη της μεταφοράς φορτίων στα αέρια

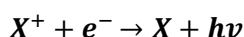
Εδώ θα χρησιμοποιήσουμε μία πιο λεπτομερή ανάλυση των όσων αναφέρθηκαν στις προηγούμενες παραγράφους, εισάγοντας έννοιες, όπως η πυκνότητα του αερίου (*gas number density*), η ενεργός διατομή σκέδασης (*scattering cross – section*), η κλασματική απώλεια ενέργειας (*fractional energy loss*) κ.ά. Επίσης, θα δείξουμε πως αυτές οι μικροσκοπικές ποσότητες σχετίζονται με την ταχύτητα ολίσθησης και τους συντελεστές διάχυσης.

3.4.1 Μεταφορά φορτίων στα αέρια

Η κίνηση των αερίων, όπως είδαμε σε προηγούμενες παραγράφους, περιγράφεται από την κλασική κινητική θεωρία των αερίων. Δύο είναι τα κύρια φαινόμενα που διέπουν αυτήν την κίνηση, η *διάχυση* (*diffusion*) και η *ολίσθηση* (*drift*) των φορτίων. Η διαφορά των δύο αυτών φαινομένων, βασίζεται στην ύπαρξη ή μη ηλεκτρικού πεδίου. Άλλα δύο βασικά φαινόμενα είναι η *επανασύνδεση* (*recombination*) και *προσάρτηση ηλεκτρονίου* (*electron attachment*). Ας ξεκινήσουμε λοιπόν να παρουσιάζουμε ένα – ένα τα παραπάνω φαινόμενα.

3.4.2 Επανασύνδεση (*recombination*)

Απουσία ηλεκτρικού πεδίου, το ζεύγος ιόντος – ηλεκτρονίου, επανασυνδέεται λόγω των ελκτικών ηλεκτρικών δυνάμεων *Coulomb*. Η διαδικασία αυτή, οδηγεί σε εκπομπή φωτονίου και είναι συμβολικά η ακόλουθη:



Ο ρυθμός με τον οποίο γίνεται η επανασύνδεση των ηλεκτρονίων στα ιόντα, εξαρτάται από τη συγκέντρωση των φορτίων αλλά και από το είδος του αερίου. Η περιγραφή του συγκεκριμένου ρυθμού δίνεται από την παρακάτω μαθηματική σχέση:

$$dn = bn^-n^+dt \quad (A)$$

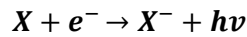
όπου, n^-, n^+ οι συγκεντρώσεις των ηλεκτρονίων και των ιόντων αντίστοιχα. Το b , είναι ένας παράγοντας που εξαρτάται από το αέριο. Συνήθως, η δημιουργία ζευγών, είναι μία συμμετρική διαδικασία τέτοια ώστε, $n^- = n^+ = n$, με αποτέλεσμα η ολοκλήρωση της σχέσης (A), δίνει:

$$n = \frac{n_0}{1 + bn_0t}$$

όπου, n_0 , η συγκέντρωση φορτίων για $t = 0$.

3.4.3 Προσάρτηση ηλεκτρονίου (*electron attachment*)

Κατά την προσάρτηση ηλεκτρονίων, ένα ηλεκτρομαγνητικό άτομο, υφαρπάζει ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο, δημιουργώντας με αυτόν τον τρόπο ένα αρνητικό ιόν, εκπέμποντας παράλληλα ένα φωτόνιο. Η συγκεκριμένη διαδικασία δίνεται από την ακόλουθη σχέση:



3.4.4 Διάχυση (*diffusion*)

Η μεταφορά ηλεκτρικών φορτίων στα αέρια, όταν αυτά δε υπόκεινται στην επίδραση ηλεκτρικού πεδίου, περιγράφεται όπως είπαμε από τον όρο, **διάχυση**. Όταν δεν εφαρμόζεται κάποιο ηλεκτρικό πεδίο, τα ελεύθερα ηλεκτρόνια, εντός του αερίου, έχουν **θερμική** κινητική ενέργεια ίση με $\frac{3}{2}k_B T$ και τυχαία προσανατολισμένη στιγμιαία ταχύτητα. Σε αυτή τη διαδικασία, υφίστανται πολλαπλές συγκρούσεις με τα μόρια του αερίου, χάνοντας με αυτόν τον τρόπο την ενέργειά τους, με αποτέλεσμα την πλήρη αποκατάσταση θερμικής ισορροπίας με το αέριο και τελικώς την επανασύνδεσή τους (*recombine*).

Στις θερμικές ενέργειες οι ταχύτητες των φορτίων περιγράφονται από την κατανομή *Maxwell*, η οποία μας δίνει:

$$u = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}}$$

όπου, k_B είναι η σταθερά του *Boltzmann*, T είναι η θερμοκρασία και m , η μάζα του σωματιδίου. Όπως είναι προφανές, η μέση ταχύτητα των ηλεκτρονίων είναι πολύ μεγαλύτερη από αυτή των ιόντων, εξαιτίας της πολύ μικρότερής τους μάζας.

Σε θερμοκρασία δωματίου, η ταχύτητα του ηλεκτρονίου είναι της τάξεως των $10^6 \frac{cm}{sec}$, ενώ η ταχύτητα των θετικών ιόντων είναι δύο τάξεις μεγέθους μικρότερη, $10^4 \frac{cm}{sec}$. Από την κινητική θεωρία, η γραμμική κατανομή των φορτίων μετά τη διάχυση, τη χρονική στιγμή t , έχει τη μορφή κατανομής *Gauss*:

$$\frac{dN}{N_0} = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{r^2}{4Dt}}$$

όπου, με N_0 , συμβολίζουμε το συνολικό αριθμό των φορτίων, με x , την απόσταση από το σημείο της δημιουργίας και με D , τον συντελεστή διάχυσης.

Μπορεί να δείχθει ότι μετά από χρόνο t , η κατανομή πυκνότητας του νέφους μας, αν το κέντρο του είναι στο σημείο $(0,0,u_d t)$, είναι μία τρισδιάστατη Γκαουσιανή κατανομή, όπου η πυκνότητα $n(r)$ δίνεται από τη σχέση:

$$n_d(r) = \left(\frac{1}{4\pi D_c t}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-i\frac{r^2}{4D_c t}}$$

με $\sigma = \sqrt{2D_c t}$, στις δύο διαστάσεις και $\sigma = \sqrt{6D_c t}$, κατ' αντιστοιχία, στις τρεις διαστάσεις η σφαιρική «διάχυση». Η $\sigma(r)$, δείχνει την εξάπλωση του νέφους της διάχυσης στον χώρο. Για

παράδειγμα, η ακτινική «διάδοση» των ιόντων στον αέρα (διάχυση του νέφους) υπό φυσιολογικές συνθήκες, είναι περίπου 1mm σε χρόνο 1sec μετά τον ιονισμό.

Ο *συντελεστής διάχυσης*, D ή D_c , ουσιαστικά είναι μια παράμετρος η οποία μπορεί να υπολογιστεί από την κινητική θεωρία και πιο συγκεκριμένα είναι :

$$D_c = \frac{1}{3} v_d \lambda$$

όπου, με λ , συμβολίζουμε τη μέση ελεύθερη διαδρομή (*mean free path*) του ηλεκτρονίου ή του ιόντος στο αέριο, όπως την έχουμε ορίσει σε προηγούμενη παράγραφο. Για ένα κλασσικό ιδανικό αέριο, η μέση ελεύθερα διαδρομή εξαρτάται από τη θερμοκρασία, και την πίεση p , μέσω της σχέσης :

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{k_B T}{\sigma_0 p}$$

όπου, με σ_0 , συμβολίζουμε τη συνολική ενεργό διατομή (*cross section*) για μια σύγκρουση με ένα μόριο του αερίου. Αντικαθιστώντας τις παραπάνω σχέσεις στον συντελεστή διάχυσης, τότε ο τελευταίος παίρνει τη μορφή:

$$D_c = \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \frac{1}{\sigma_0 p} \sqrt{\frac{(k_B T)^3}{m}}$$

3.4.5 Κανόνες του FICK για τη διάχυση

Υπάρχουν δύο νόμοι του *A.Fick* οι οποίοι αφορούν τη διάχυση. Γενικά, όταν η συγκέντρωση ύλης δεν είναι ομοιόμορφη σε ένα χώρο, τότε αυτή ρέει σε αυτόν τον χώρο. Το αποτέλεσμα της ροής είναι να μεταβάλλεται η συγκέντρωση, μέχρις ότου να δημιουργηθεί μια δυναμική ισορροπία, δηλαδή, να μη μεταβάλλεται η συγκέντρωση (αλλά εξακολουθούν να υπάρχουν ροές οι οποίες αλληλοεξουδετερώνονται). Οι *νόμοι του Fick*, περιγράφουν την τάση να διαμορφωθεί μια *ομογενής κατανομή* στο χώρο. Υπάρχουν ροές ύλης που οφείλονται σε πεδία δυνάμεων, οι οποίες δεν περιγράφονται από τους νόμους του *Fick* και γι' αυτό το λόγο πρέπει να είμαστε ιδιαίτερα προσεκτικοί στην χρήση τους.

1^{ος} νόμος του Fick

Έστω ότι έχουμε ένα χώρο, διατομής A . Έστω τώρα ότι, x η συντεταγμένη που είναι κάθετη σε αυτή τη διατομή. Η συγκέντρωση, c , της ύλης είναι μια συνάρτηση της συντεταγμένης της θέσης, x (θεωρώντας ότι η διατομή είναι απειροστή), τότε:

$$J = -D \frac{\partial c}{\partial x}$$

όπου, J , η ποσότητα της ύλης που διέρχεται ανά μονάδα επιφάνειας, $\frac{\partial c}{\partial x}$, η μεταβολή της συγκέντρωσης ανά μονάδα απόστασης και D η σταθερά της διάχυσης.

Το J , εκφράζει τη διάχυση δια μέσου της διατομής A και η D , την ευκολία διέλευσης της ύλης από τη διατομή. Τέλος, ο παράγοντας $\frac{\partial c}{\partial x}$, εκφράζει την ανομοιομορφία της κατανομής στο συγκεκριμένο σημείο. Σύμφωνα με το νόμο, η διάχυση είναι τόσο έντονη, όσο πιο ανομοιόμορφη είναι η συγκέντρωση στα διάφορα μέρη του χώρου.

2^{ος} νόμος του Fick

Θεωρούμε ξανά ένα χώρο, διατομής A και x μία συντεταγμένη, η οποία είναι κάθετη στη διατομή. Η συγκέντρωση, c της ύλης είναι μια συνάρτηση της x , θεωρώντας ξανά ότι η διατομή είναι απειροστή, τότε:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\frac{\partial J}{\partial x} = \frac{\partial(D\frac{\partial c}{\partial x})}{\partial x} \quad [9]$$

όπου, J η ποσότητα της ύλης που διέρχεται ανά μονάδα επιφάνειας, $\frac{\partial c}{\partial x}$ η μεταβολή της συγκέντρωσης ανά μονάδα απόστασης, D η σταθερά διάχυσης (η οποία μπορεί να είναι διαφορετική από σημείο σε σημείο) και t ο χρόνος [9].

Το $\frac{\partial c}{\partial t}$, εκφράζει το ρυθμό μεταβολής της συγκέντρωσης σε ένα σημείο και το $\frac{\partial J}{\partial x}$ εκφράζει τη ροή της ύλης από ή προς το συγκεκριμένο σημείο. Το άλλο μέρος της ισότητας προκύπτει από απλή αντικατάσταση του πρώτου νόμου του Fick.

Κάθε σημείο του χώρου μπορεί να έχει μια διαφορετική ροή. Ο ρυθμός μεταβολής της συγκέντρωσης, είναι ανάλογος της διαφοράς της ροής από το ένα μέρος του χώρου σε ένα άλλο μέρος του χώρου. Το πρόσημο μείον (-), εκφράζει ότι όταν υπάρχει ροή, ικανή να αποσπάσει ύλη από ένα σημείο, τότε η συγκέντρωση της ύλης σε αυτό το σημείο μειώνεται, ενώ αντίστροφα όταν η ροή προσθέτει ύλη σε ένα σημείο, τότε η συγκέντρωση αυξάνεται.

3.4.6 Ολίσθηση.

Όπως αναφέραμε παραπάνω, όταν εφαρμόζεται ένα ηλεκτρικό πεδίο τότε, έχουμε το φαινόμενο της **ολίσθησης** των φορτίων. Ιδανικά, αν εφαρμόσουμε ένα ηλεκτρικό πεδίο, τότε το φορτίο μας ακολουθεί τις δυναμικές γραμμές του εφαρμοζόμενου ηλεκτρικού πεδίου. Στην πράξη όμως, παρατηρούνται αποκλίσεις από τις αναμενόμενες τροχιές, οι οποίες οφείλονται στο γεγονός ότι, ένα φορτισμένο σωματίδιο το οποίο ολισθαίνει κάτω από την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου, σκεδάζεται από τα μόρια του αερίου χωρίς να ακολουθεί επακριβώς τις δυναμικές γραμμές του πεδίου. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα, την δημιουργία ενός «νέφους», το οποίο κινείται γύρω και κατά μήκος των δυναμικών γραμμών του πεδίου. Η συγκεκριμένη κίνηση ονομάζεται, **εγκάρσια** και **διαμήκης διάχυση**.

Τα μέτρα των δύο συνιστωσών, είναι διαφορετικά για τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα. Μετά από μία κρούση, τα ιόντα διατηρούν την διεύθυνση της κίνησής τους, λόγω της μάζας τους που είναι συγκρίσιμη με αυτή των μορίων του αερίου. Παρατηρούμε, δηλαδή, ότι διαχέονται ελάχιστα από τις δυναμικές γραμμές του πεδίου (που χρησιμοποιείται στους ανιχνευτές). Αντίθετα με τα ιόντα, τα ηλεκτρόνια σκεδάζονται σχεδόν ιστροπικά και η διεύθυνση της κίνησής τους είναι τυχαία μετά από κάθε σύγκρουση.

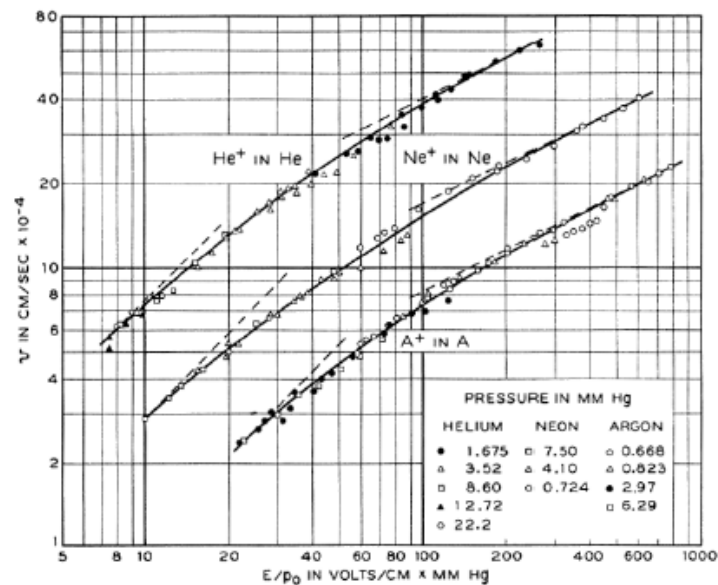
Το ηλεκτρόνιο κερδίζει μεταξύ δύο διαδοχικών συγκρούσεων μία επιπρόσθετη ταχύτητα v , ίση με την επιτάχυνση κατά μήκος του πεδίου πολλαπλασιασμένη με το χρόνο μεταξύ των δύο συγκρούσεων. Αν ονομάσουμε, Δt , το μέσο ελεύθερο χρόνο (*mean free time*), η μέση, αποκτώμενη, ταχύτητα μπορεί να περιγραφεί από τη σχέση:

$$\vec{v} = \vec{v}_d = \frac{e}{m} \Delta t \cdot E$$

Αυτή η μέση ταχύτητα που αποκτάται είναι γνωστή με τον όνομα, **ταχύτητα ολίσθησης** (*drift velocity*) του φορτίου. Οι συγκρούσεις αυτές, επηρεάζουν την ταχύτητα ολίσθησης των ιόντων, η οποία εξαρτάται από το ηλεκτρικό πεδίο και την πίεση του ανιχνευτή, μέσω της σχέσης:

$$u_d = \mu^+ E \frac{p_0}{p}$$

όπου, $p_0 = 1013 \text{ mbar}$ και μ^+ , η **ευκινησία** του ιόντος και E , η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου. Για σταθερή πίεση, αυτό σημαίνει ότι η ευκινησία μ , είναι σταθερή. Για δεδομένο E , είναι εξίσου ξεκάθαρο ότι η ευκινησία μ , μεταβάλλεται αντιστρόφως ανάλογα της πίεσης, p . Στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 29), φαίνονται οι ταχύτητες ολίσθησης των ιόντων διαφορετικών αερίων σαν συνάρτηση του λόγου E/p .



Σχήμα 29: Οι ταχύτητες ολίσθησης των ιόντων Neon, Helium και Argon στα αντίστοιχα αέρια [Hornbeck, 1951]

Στην περίπτωση των ιδανικών αερίων, στα οποία τα κινούμενα φορτία παραμένουν σε θερμική ισορροπία, η ευκινησία μπορεί να αποδειχτεί ότι σχετίζεται με τη σταθερά διάχυσης μέσω της σχέσης:

$$\frac{D}{\mu} = \frac{k_B T}{e}$$

Συγκρινόμενη με τη θερμική ταχύτητα, η ταχύτητα ολίσθησης των ιόντων είναι μικρή. Παρ' όλα αυτά, στην περίπτωση των ηλεκτρονίων, η ταχύτητα ολίσθησης μπορεί να είναι αρκετά μεγαλύτερη, εξαιτίας της «ελαφρότητας» των ηλεκτρονίων. Στον παρακάτω πίνακα (πίνακας III), παρουσιάζονται κάποιες βασικές τιμές της κινητικότητας των ιόντων κάποιων βασικών ευγενών αερίων.

Gas	Ion	mobility μ^+ in cm^2/Vs	source
Ar	Ar^+	1.54	[K. Nakamura et al. (Particle Data Group), 2010; MacDaniel and Mason, 1973]
Ar	Ar^+	1.7	[Sauli, 1977]
Ar/ CO_2	CO_2^+	1.72	[K. Nakamura et al. (Particle Data Group), 2010]
CO_2	CO_2^+	1.09	[K. Nakamura et al. (Particle Data Group), 2010]

Πίνακας III: Κινητικότητα διαφόρων ιόντων σε διαφορετικά αέρια.

Για τα βαρέα ευγενή αέρια, όπως τα *Ar*, *Kr* και *Xe* αλλά και για τα ελαφριά μοριακά αέρια, όπως τα CO_2 και CH_4 , η ενεργός διατομή της ελαστικής σκέδασης, παρουσιάζει μία πτώση (*dip*) για ενέργειες μερικών δεκάδων *eV*. Η πτώση αυτή, οφείλεται στην ανάμιξη των δέσμιων καταστάσεων (*bound states*) και των καταστάσεων διαχύσεως (*diffusion states*) των ηλεκτρονίων, για ενέργειες στις οποίες το μήκος κύματος *de Broglie* της κυματοσυνάρτησης του εισερχόμενου ηλεκτρονίου γίνεται συγκρίσιμο με τις ατομικές διαστάσεις (**φαινόμενο Ramsauer**).

Παρατηρούμε ότι, η ταχύτητα εμφανίζει αντίστροφη αναλογία με την ενεργό διατομή της ελαστικής σκέδασης, με αποτέλεσμα όσο βρισκόμαστε κοντά στο ελάχιστό της, κατά τη διάρκεια της ολίσθησης, τόσο πιο μεγάλες είναι οι ταχύτητες των ολισθαινόντων φορτίων.

Στα καθαρά (*pure*) ευγενή αέρια, η ενέργεια των ηλεκτρονίων προέρχεται από διεγέρσεις και ιονισμούς. Το κατώφλι για τις συγκεκριμένες ανελαστικές σκεδάσεις, είναι αρκετά *eV* υψηλότερα από τα αντίστοιχα των ελαστικών, με αποτέλεσμα η πλειοψηφία των συγκρούσεων να είναι ελαστικής φύσεως και η μέση κλασματική απώλεια ενέργειας να είναι πολύ μικρή ($f \rightarrow 0$, *mean fraction of energy lost, f*). Σε αυτήν την περίπτωση, η ενέργεια των ηλεκτρονίων αυξάνεται γρήγορα πάνω από το **ελάχιστο του Ramsauer**, με την ταχύτητα ολίσθησης να είναι μικρή. Στα αέρια, όπου, η ενέργεια των ηλεκτρονίων είναι υψηλή ονομάζονται, **hot gases**.

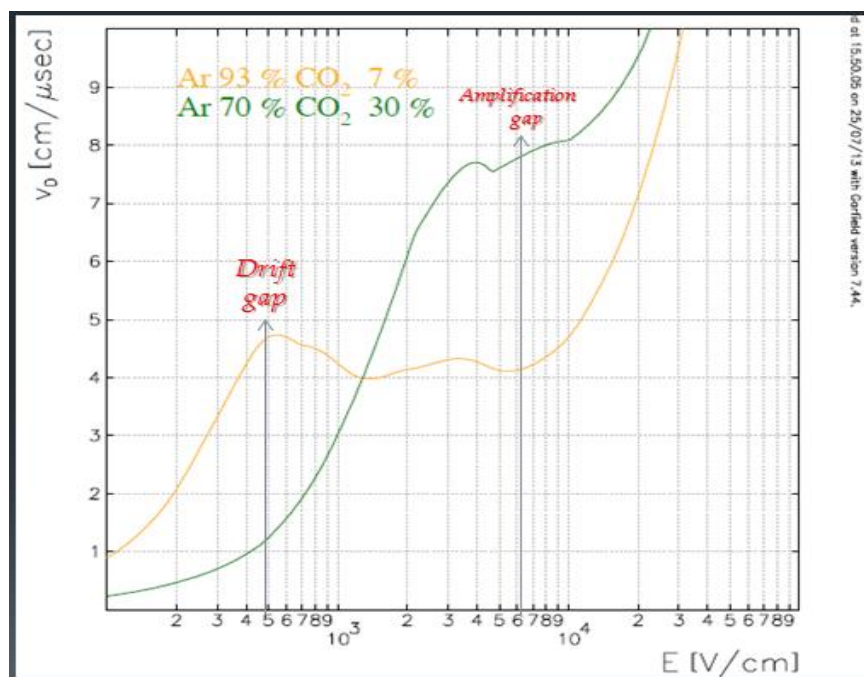
Στα μοριακά αέρια από την άλλη μεριά, εμφανίζουν *περιστροφικές* και *ταλαντωτικές στάθμες*, σε ενέργειες μερικών εκατοντάδων eV. Η μέση κλασματική απώλεια ενέργειας, είναι ως εκ τούτου πολύ μεγαλύτερη από την αντίστοιχη των ευγενών αερίων, με αποτέλεσμα τα ηλεκτρόνια να έχουν μικρότερες ενέργειες. Τα αέρια αυτά, ονομάζονται, *cool gases*. Με βάση τα παραπάνω, η ταχύτητα ολίσθησης εξαρτάται ισχυρά από την σύσταση του χρησιμοποιούμενου αερίου.

Η ολίσθηση των ηλεκτρονίων, εν γένει, είναι μία πιο πολύπλοκη διαδικασία. Στον παρακάτω πίνακα (πίνακας) δίνονται οι τιμές ευκινησίας για διάφορα μίγματα αερίων [10, πιν.28.6].

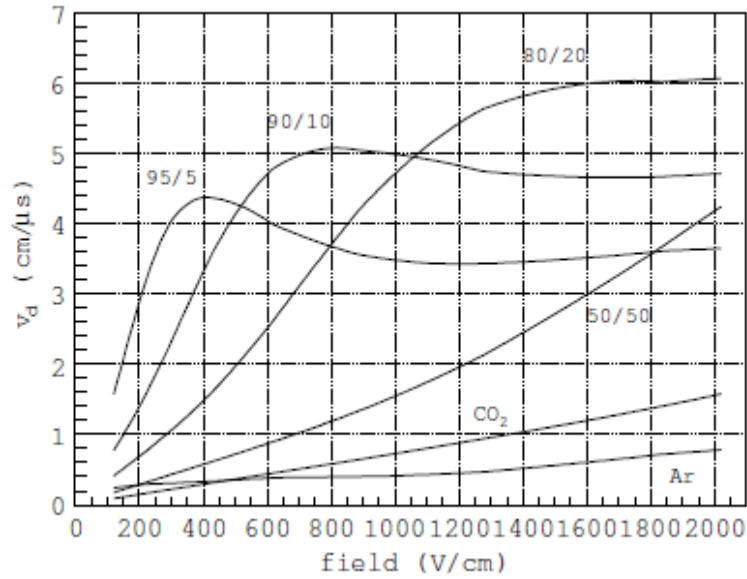
Αέριο	Ιόν	μ^+ [cm ² /Vs]
Ar	Ar ⁺	1.54
Ar/CH ₄	CH ₄ ⁺	1.87
Ar/CO ₂	CO ₂ ⁺	1.72
CH ₄	CH ₄ ⁺	2.26
CO ₂	CO ₂ ⁺	1.09

Πίνακας IV: Ευκινησία των ιόντων για διάφορα μίγματα αερίων.

Τέλος, στον υπό μελέτη ανιχνευτή, τον ανιχνευτή MicroMeGaS, χρησιμοποιούνται αέρια μίγματα με βάση το αργό (Ar) και ογκώδη μόρια – απορροφητές (*Quencher*), όπως είναι τα CO₂, CH₄ κ.ά., τα οποία αρχικά «πνίγουν» τον ιονισμό και εν συνεχεία δύναται μέσω συγκρούσεων με ηλεκτρόνια να τα αποκόπτουν από την αρχική τους διεύθυνση. Στα παρακάτω σχήματα (σχήμα 30), βλέπουμε την ταχύτητα ολίσθησης συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου για δυο αλλά και περισσότερες αναλογίες αερίου, όπως έχει προκύψει μετά την προσομοίωση σε υπολογιστή μέσω των προγραμμάτων Garfield και Magboltz αντίστοιχα. [11, εικ.2.6].

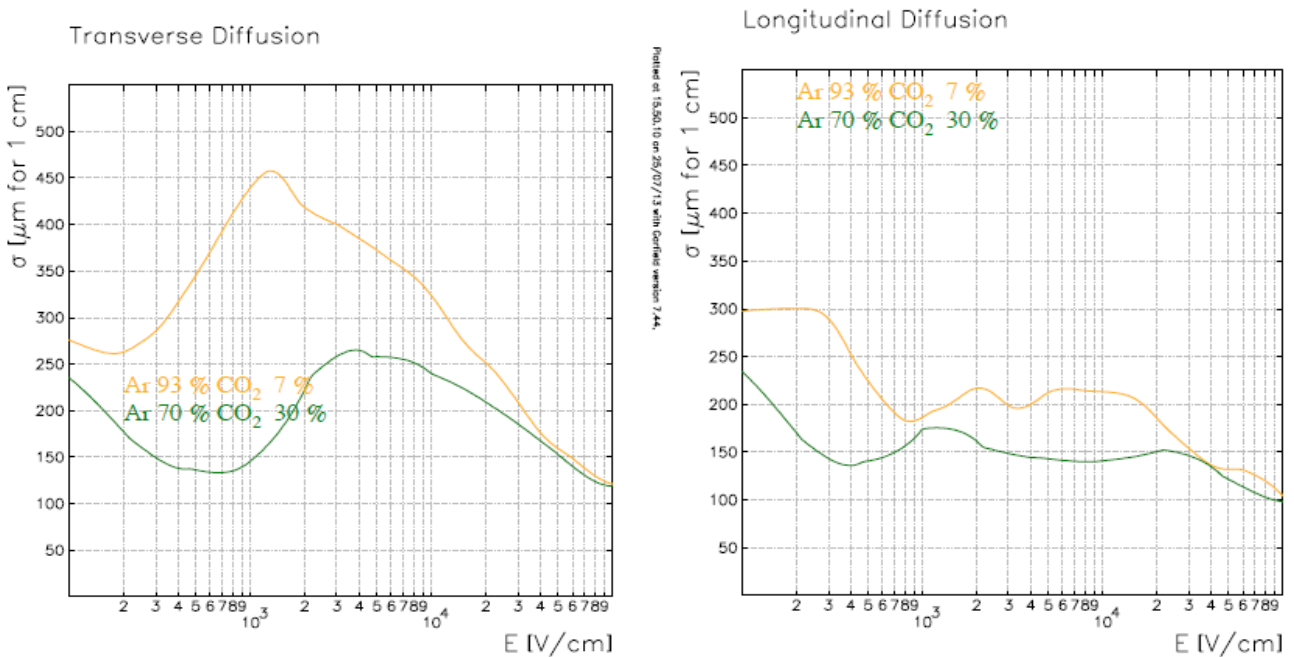


Σχήμα 30α: Ταχύτητα ολίσθησης συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου. (Σχήμα από, Γ. Ιακωβίδης).



Σχήμα 30β: Ταχύτητα ολίσθησης συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου (Magboltz in various Ar/CO₂ gas mixtures and in pure gases)

Από το σχήμα 30α, παρατηρούμε ότι, η αναλογία μίγματος 93% – 7% είναι αποδοτικότερη από την αναλογία 70% – 30%. Βλέπουμε ότι, η αύξηση του quencher έχει κατασταλτική επίδραση πάνω στην ταχύτητα ολίσθησης. Για να είμαστε πιο ακριβείς, έχουμε μικρή ταχύτητα ολίσθησης ($u \sim 1 \text{ cm}/\mu\text{sec}$) στην περιοχή μετατροπής ($E \sim 500 \text{ V}/\text{cm}$), με αποτέλεσμα να μην οδηγούνται γρήγορα τα ηλεκτρόνια στην περιοχή του mesh, αυξάνοντας την πιθανότητα σύλληψης και μειώνοντας την πιθανότητα ιονισμού. Αντίστοιχα στην περιοχή πολλαπλασιασμού ($E \sim 6 \text{ kV}/\text{cm}$), τα ηλεκτρόνια έχουν τεράστιες ταχύτητες ($u \sim 8 \text{ cm}/\mu\text{sec}$), με αποτέλεσμα να αυξάνεται ο νεκρός χρόνος του ανιχνευτή και να μειώνεται η ενεργειακή διακριτική ικανότητά του.



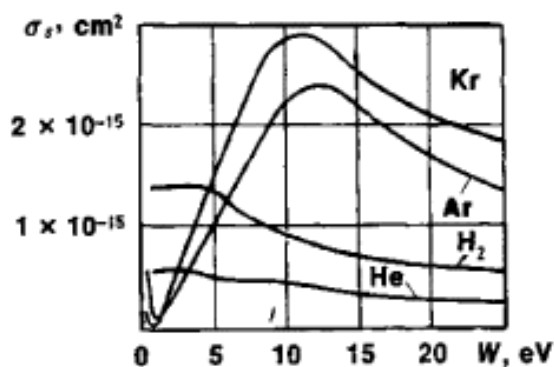
Σχήμα 30γ: Εγκάρσια και διαμήκης διάχυση συναρτήσει του ηλεκτρικού πεδίου. (Σχήμα από, Γ. Ιακωβίδης).

Παρατηρούμε ότι, η διάχυση είναι ισχυρό φαινόμενο το οποίο λαμβάνει χώρα, σε μικρότερο ποσοστό βέβαια, ακόμη και αν έχουμε εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου. Με την παρουσία ηλεκτρικού πεδίου, τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα επιταχύνονται από τις γραμμές του πεδίου προς την άνοδο και την κάθοδο αντιστοίχως. Οι συγκρούσεις με τα μόρια του αερίου, θέτουν όρια στη μέγιστη μέση ταχύτητα, η οποία μπορεί να αποκτηθεί από το φορτίο κατά τη διεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου. Παραπάνω, αναφέραμε το φαινόμενο *Ramsauer* και το φαινόμενο *Quenching*, τα οποία λαμβάνουν χώρα στον ανιχνευτή μας. Στην επόμενη παράγραφο παραθέτουμε εν συντομία μία περιγραφή των δύο αυτών φαινομένων.

3.4.7 Ramsauer Effect

Το φαινόμενο *Ramsauer*, αναφέρεται στο βαθμό διαφάνειας (*transparency*), που εμφανίζουν τα μόρια ή τα άτομα των αερίων στα χαμηλής ενέργειας ηλεκτρόνια. Με άλλα λόγια, περιγράφει την «ανώμαλη» συμπεριφορά, με βάση την κλασική σκοπιά, της αλληλεπίδρασης των ηλεκτρονίων με τα ουδέτερα μόρια συγκεκριμένων αερίων. Το συγκεκριμένο φαινόμενο παρατηρήθηκε το 1921 από τον γερμανό φυσικό C. Ramsauer, σε ένα πείραμα μελέτης της σκέδασης των ηλεκτρονίων σε αέριο, Αργό (Ar).

Το φαινόμενο αυτό, προσδιορίζεται από μία ελάχιστη τιμή της ενεργούς διατομής, σ , των συγκρούσεων μεταξύ των ηλεκτρονίων και των ατόμων του αερίου σε ενέργειες της τάξης του $1eV$. Με βάση το παρακάτω σχήμα (σχήμα 31), έχουμε αύξηση της ενεργού διατομής μέχρι την ενέργεια των $12eV$.



Σχήμα 31: Η ενεργός διατομή της ελαστικής σκέδασης των ηλεκτρονίων σε διαφορετικά αέρια συναρτήσει της ενέργειας των ηλεκτρονίων, W .

Το συγκεκριμένο φαινόμενο δεν συνάδει με την κλασική φυσική, διότι το σωματίδιο στις χαμηλές ενέργειες, συμπεριφέρεται σαν κύμα! Όταν, το μήκος κύματος του κινούμενου ηλεκτρονίου είναι της τάξης των ατομικών διαστάσεων, τότε, δημιουργούνται κατάλληλες συνθήκες, για τη διέλευση του κύματος μέσα από το άτομο! Χρησιμοποιώντας μία πιο αυστηρή κβαντική περιγραφή για το φαινόμενό μας, η ερμηνεία του μπορεί να διατυπωθεί, ως εξής: Η κυματοσυνάρτηση του ηλεκτρονίου, χωρίζεται σε επιμέρους αρμονικές (γραμμικός συνδυασμός) με βάση τις διαφορετικές τιμές της κβαντισμένης γωνιακής ορμής (στροφορμής) του ηλεκτρονίου,

λαμβάνοντας πάντα υπόψη μας το άτομο που θα σκεδάσει αλλά και τη μετατόπιση φάσης (*phase shift*) η οποία εμφανίζεται σε αυτές τις αρμονικές, λόγω του πεδίου του ατόμου. Το φαινόμενο *Ramsauer*, λαμβάνει χώρα αν, η μετατόπιση φάσης, η οποία σχετίζεται με ένα ακέραιο αριθμό μηκών κύματος, περιγράφει εκείνη την αρμονική που συνεισφέρει στην ενεργό διατομή. Το φαινόμενο *Ramsauer* [12], έχει σημαντικό ρόλο στην διαδικασία των ηλεκτρικών εκφορτίσεων των αερίων.

3.4.8 Φαινόμενο Quenching

Το φαινόμενο *Quenching*, αναφέρεται σε κάθε διαδικασία κατά την οποία έχουμε μείωση της έντασης της ακτινοβολίας (π.χ. ακτινοβολίας φθορισμού, *fluorescence*, [13]), δεδομένου υλικού. Πολλοί είναι οι μηχανισμοί, οι οποίοι μπορούν να προκαλέσουν το συγκεκριμένο φαινόμενο. Τέτοιοι μηχανισμοί είναι, οι διεγερμένες καταστάσεις, η μεταφορά ενέργειας, το *complex – formation quenching*, οι συγκρούσεις (*collisional quenching*) κ.λπ. [14],[15]. Εν γένει, το φαινόμενο εμφανίζει ισχυρή εξάρτηση στην πίεση και στη θερμοκρασία. Το μοριακό οξυγόνο, τα ιωδιούχα ιόντα και η *acrylamide* είναι χαρακτηριστικοί χημικοί *quenchers*. Όπως έχει ήδη αναφερθεί στην περίπτωση μας χρησιμοποιούμε συνήθως, το διοξείδιο το άνθρακα, το ισοβουτάνιο και άλλα. Αν μας ζητούσαν μία πιο λεπτομερή ανάλυση, για την περιγραφή της κίνησης των φορτίων κάτω από την επίδραση ηλεκτρικού πεδίου, θα μπορούσαμε να χρησιμοποιήσουμε την «*φόρμουλα του Langevin*». Η συγκεκριμένη φόρμουλα, παρουσιάζεται αναλυτικά στην ακόλουθη παράγραφο.

3.4.9 Η φόρμουλα του Langevin

Το διάνυσμα της ταχύτητας \vec{v} , ενός σωματιδίου μάζας m και φορτίου e , το οποίο κινείται εντός ηλεκτρικού πεδίου, \vec{E} και μαγνητικού πεδίου, \vec{B} , υπακούει στην ακόλουθη εξίσωση της κίνησης:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

Λόγω της επιβράδυνσης των ηλεκτρονίων ολίσθησης από τα μόρια του αερίου, αν θέλουμε το παραπάνω μοντέλο να περιγράφει με καλύτερη ακρίβεια την κίνησή μας, θα πρέπει να λάβουμε υπόψη μας και τη δύναμη τριβής, $\vec{f} = -K\vec{v}$.

Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα η παραπάνω σχέση να παίρνει τη μορφή:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) - K\vec{v}$$

Ιστορικά, αναφέρουμε ότι η συγκεκριμένη προσέγγιση έγινε από τον *Langevin*, για να περιγράψει την *κίνηση Brown* των σωματιδίων. Σημειώνουμε ακόμη ότι, το $\tau = m/K$, έχει διαστάσεις χρόνου με αποτέλεσμα το αριστερό μέλος της παραπάνω εξίσωσης αν θεωρήσουμε, $t \gg \tau$, να αναφέρεται σε σταθερή ταχύτητα ίση με την ταχύτητα ολίσθησης, \vec{v}_d , υπακούοντας πλέον στην εξίσωση:

$$\frac{\vec{v}_d}{\tau} - \frac{e}{m} (\vec{v}_d \times \vec{B}) = \frac{e}{m} \vec{E}$$

Αν χρησιμοποιήσουμε την κυκλική συχνότητα, $\omega = \frac{e}{m} \vec{B}$, τότε, η λύση της παραπάνω εξίσωσης μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$\vec{v}_d = \frac{e}{m} \tau \mathbf{E} \frac{1}{1 + (\omega\tau)^2} (\vec{u}_E + \omega\tau (\vec{u}_E \times \vec{u}_B) + (\omega\tau)^2 (\vec{u}_E \cdot \vec{u}_B) \vec{u}_B)$$

όπου, \vec{u}_E και \vec{u}_B , είναι τα μοναδιαία διανύσματα στη διεύθυνση του πεδίου. Η συγκεκριμένη εξίσωση ονομάζεται, «**φόρμουλα του Langevin**». Αυτή μας δείχνει ότι, για ένα αυθαίρετα προσανατολισμένο ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο, το διάνυσμα της ταχύτητας ολίσθησης, έχει συνιστώσες κατά μήκος των διευθύνσεων των $\vec{E} \cdot \vec{B}$ και $\vec{E} \times \vec{B}$. Τα μέτρα των συγκεκριμένων μεγεθών, εξαρτώνται από την αδιάστατη παράμετρο, $\omega\tau$. Η γωνία μεταξύ της ταχύτητας ολίσθησης και του ηλεκτρικού πεδίου, ονομάζεται, **γωνία του Lorentz**, α_L [A].

Αν τώρα, θεωρήσουμε ότι δεν εφαρμόζεται μαγνητικό πεδίο, η παράμετρος $\omega\tau$ είναι ίση με μηδέν ($\omega\tau = 0$) και το διάνυσμα της ταχύτητας ολίσθησης προσανατολίζεται στην διεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου:

$$\vec{v}_d = \frac{e}{m} \tau \vec{E} = \mu \vec{E}$$

όπου, μ , είναι η **κινητικότητα** ή **ευκινησία (mobility)**, η οποία είναι συνάρτηση του αερίου, του πεδίου και του ολισθαίνοντος σωματιδίου. Αν τώρα υπάρχει μαγνητικό πεδίο, τότε το διάνυσμα της ταχύτητας ολίσθησης μειώνεται κατά έναν παράγοντα:

$$\frac{v_d(\omega)}{v_d(0)} = \left(\frac{1 + \omega^2 \tau^2 \cos\phi}{1 + \omega^2 \tau^2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

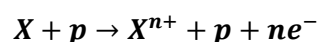
όπου, ϕ , είναι η γωνία μεταξύ των δύο πεδίων, \vec{E} και \vec{B} . Η συγκεκριμένη εξίσωση, προβλέπει ότι η ταχύτητα ολίσθησης είναι ανεξάρτητη του μαγνητικού πεδίου αν το τελευταίο είναι προσανατολισμένο παράλληλα στο ηλεκτρικό πεδίο.

3.5

Διεγέρσεις και ιονισμοί στα αέρια

3.5.1 Μηχανισμοί Ιονισμού

Με τον όρο ιονισμό, αναφερόμαστε στο φαινόμενο της απομάκρυνσης ενός ή περισσότερων ηλεκτρονίων από ένα αρχικά ουδέτερο άτομο, το οποίο το συμβολίζουμε με το γράμμα, X. Η αντίδραση που περιγράφει το φαινόμενο του ιονισμού ενός ατόμου, είναι η ακόλουθη:

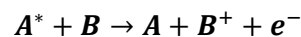


όπου, p , το φορτισμένο σωματίδιο. Από τη στιγμή που μιλάμε για απομάκρυνση ηλεκτρονίου από ένα άτομο, θα πρέπει πρώτα απ' όλα να σκεφτούμε την ενέργεια για την οποία μπορεί να λάβει χώρα αυτό το φαινόμενο. Η ενέργεια αυτή είναι χαρακτηριστική για κάθε άτομο και ονομάζεται,

ενέργεια ιονισμού. Συνεπώς, το εισερχόμενο σωματίδιο p , θα πρέπει να έχει ενέργεια μεγαλύτερη από την ενέργεια ιονισμού του ατόμου X . Η ενεργός διατομή για τον ιονισμό, είναι της τάξης των 10^{-16}cm^2 . Τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα που δημιουργούνται απευθείας από το εισερχόμενο σωματίδιο (**ακτινοβολία σύμπτωσης**), αναφέρονται ως, **ζεύγη ηλεκτρονίων – ιόντων**. Σε κάποιους από τους ιονισμούς, η εισερχόμενη ακτινοβολία μεταφέρει επαρκές ποσό ενέργειας στα ηλεκτρόνια, με αποτέλεσμα αυτά (ακτίνες δ), να μπορούν να ιονίσουν περαιτέρω το αέριο. Εκτός από τον «άμεσο» ιονισμό που αναφέραμε, υπάρχουν και άλλοι μηχανισμοί που μπορούν να προκαλέσουν ιονισμό. Αυτοί είναι με την σειρά που παρουσιάζονται παρακάτω, το φαινόμενο *Penning* και ο σχηματισμός μοριακών ιόντων.

3.5.2 *Penning effect, Penning correction και Jesse effect*

Ένας δεύτερος μηχανισμός ιονισμού αερίων είναι γνωστός με τον όρο, ***Penning effect***. Το συγκεκριμένο φαινόμενο, αναφέρεται στον ιονισμό ενός αερίου B από μία διεγερμένη κατάσταση ενός αερίου A^* (μέσω αποδιέγερσής του), το οποίο περιγράφεται από την αντίδραση:



όπου, το ιονιστικό δυναμικό B , είναι μικρότερο από το διεγερμένο δυναμικό A .

Αναλυτικότερα, το φαινόμενο μπορεί να περιγραφεί ως εξής: σε συγκεκριμένα άτομα μετασταθείς (*metastable*) καταστάσεις διεγείρονται χωρίς να μπορούν να αποδιεγερθούν αμέσως, στην θεμελιώδη κατάσταση, εκπέμποντας ένα φωτόνιο εξαιτίας της μεγάλης διαφοράς ***spin – parity***. Συνεπώς, σε αυτά τα άτομα μπορεί να συμβεί αποδιέγερση μέσω σύγκρουσης με ένα δεύτερο άτομο, το οποίο είναι αποτέλεσμα του ιονισμού του τελευταίου. Εν γένει τα αέρια A και B αναφέρονται σε ίδιο είδος αερίου, αλλά μελέτες έχουν δείξει ότι το συγκεκριμένο φαινόμενο, απασχολεί περισσότερο μίγματα είτε δύο ευγενών αερίων είτε ενός ευγενούς αερίου με κάποιο μοριακό αέριο. Κοινό παράδειγμα, με βάση την αρχική μας αντίδραση και το είδος των αερίων του μίγματος, δηλαδή, μοριακά αέρια με ευγενή αέρια, είναι το ακόλουθο:



Εκτός από την αύξηση της απόδοσης του πρωτογενή ιονισμού, το *Penning effect*, βελτιώνει και την ενίσχυση (*gain*) του αερίου (δες παρακάτω, αλλά και το **κεφ.5**).

Ένα αξιοσημείωτο σενάριο όπως αναφέραμε είναι, όταν εισάγουμε ένα αέριο χαμηλού δυναμικού ιονισμού σε ένα άλλο μεγάλης ενέργειας διεγέρσεως. Το αντίστοιχο *gain* που θα προστεθεί, προέρχεται από το μετασχηματισμό της ενέργειας διεγέρσεως σε ενέργεια ιονισμού, με βάση την πρώτη σχέση, ο συντελεστής Townsend πρέπει πλέον να διορθωθεί με τη εισαγωγή του **συντελεστή μεταφοράς *Penning***, δηλαδή,

$$\sigma_{eff}(E) = \sigma(E) \left(1 + \frac{v_{exc}}{v_{ion}} \right)$$

όπου, r , είναι η πιθανότητα μία διεγερμένη κατάσταση να μετατραπεί σε μία κατάσταση ιονισμού, καθώς v_{exc} και v_{ion} , είναι οι συχνότητες διεγέρσεως και ιονισμού, αντίστοιχα (συγκρούσεις ανά

μονάδα διαστήματος χρόνου, εν γένει σε MHz) [16]. Οι συγκεκριμένες συχνότητες, προσδιορίζονται από τη μέση ελεύθερη διαδρομή των σωματιδίων και από την ταχύτητα ολίσθησης και για τους δύο μηχανισμούς (ιονισμός και διέγερση) των μορίων του αερίου.

Ένα τελευταίο φαινόμενο που μπορεί να λάβει χώρα στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή μας, είναι το φαινόμενο του Jesse. Το φαινόμενο Jesse (Jesse effect), αναφέρεται στην αύξηση του ιονισμού που παράγεται σε ένα αέριο από τις ιονιστικές ακτινοβολίες (α , β , γ), όταν σε αυτό υπάρχει μία μικρή συγκέντρωση αερίου (για παράδειγμα, συγκέντρωση προσμίξεων σε αέριο Αργό, Ar) με χαμηλό δυναμικό ιονισμού, I .

3.5.3 Δημιουργία μοριακών ιόντων.

Ένας τρίτος και πολύ σημαντικός μηχανισμός ο οποίος συμβαίνει στα ευγενή αέρια, είναι ο σχηματισμός μοριακών ιόντων. Σε αυτή τη διαδικασία, ένα αέριο με θετικά ιόντα (*positive gas ion*) αλληλεπιδρά με ένα ουδέτερο άτομο του ίδιου τύπου για τον σχηματισμό ενός μοριακού ιόντος. Το παράδειγμα που ακολουθεί, αποτελεί μια χαρακτηριστική περίπτωση για την προαναφερθείσα διαδικασία.



3.5.4 Ο ρόλος των φωτονίων

Η ενεργός διατομή του ιονισμού και της διεγέρσεως ενός ατόμου, είναι περίπου της ίδιας τάξης μεγέθους για ενέργειες μεγαλύτερες του κατωφλίου της ανελαστικής σκέδασης. Σαν συνέπεια αυτού, ο αριθμός των ιονισμών και ο αριθμός των διεγέρσεων που λαμβάνουν χώρα στο αέριο μας, είναι ισοδύναμοι. Στα ευγενή αέρια, η αποδιέγερση, από τις διεγερμένες στάθμες στη θεμελιώδη, πραγματοποιείται με ταυτόχρονη εκπομπή ενός φωτονίου. Η διέγερση αναφέρεται, λόγω πιθανότητας, στα ηλεκτρόνια των εξωτερικών φλοιών, η απευθείας μετάβαση τους (με ένα και μοναδικό άλμα) από αυτές, στην θεμελιώδη, έχει ως αποτέλεσμα την εκπομπή ενός φωτονίου με ενέργεια στο φάσμα του υπεριώδους (*UV – photon*). Κάποιες φορές, η αποδιέγερση γίνεται όχι με ένα αλλά με περισσότερα βήματα. Κάθε βήμα, μας δίνει από ένα φωτόνιο χαμηλότερης ενέργειας, στο εύρος του υπερώθρου (*IR – photon*).

3.5.5 Δημιουργία Ζεύγους

Η απώλεια ενέργειας ενός σωματιδίου είναι, όπως έχουμε επισημάνει, στατιστικής φύσεως, γεγονός που δηλώνει ότι, δύο πανομοιότυπα σωματίδια δεν θα δημιουργήσουν τον ίδιο αριθμό ζευγών ιόντων – ηλεκτρονίων. Ένα μέγεθος που θα ήταν πιο χρήσιμο στην μελέτη μας, είναι ο μέσος αριθμός των ζευγών που παράγονται για μία δεδομένη απώλεια ενέργειας, ο οποίος δεν είναι ίσος με την απώλεια ενέργειας δια το δυναμικό ιονισμού, επειδή μέρος της ενέργειας που εναποτίθεται, καταλήγει σε ατομική διέγερση του αερίου.

Για τα αέρια, ο μέσος αριθμός είναι, «1 ζεύγος για κάθε 30eV» που εναποτίθενται. Αξίζει να σημειωθεί ότι, ο συγκεκριμένος αριθμός, δεν εξαρτάται σημαντικά από το είδος του εισερχόμενου

σωματιδίου και από το αέριο. Στον παρακάτω πίνακα (πίνακας VI) δίνεται η μέση ενέργεια παραγωγής ζεύγους των διαφόρων αερίων που χρησιμοποιούνται στους ανιχνευτές.

Αέριο	Ενέργεια Διέγερσης [eV]	Ενέργεια Ιονισμού [eV]	Μέση Ενέργεια Παραγωγής Ζεύγους [eV]
<i>Ar</i>	11.6	15.8	26
<i>CO₂</i>	10.0	13.7	33
<i>CH₄</i>	12.6	14.5	28
<i>Kr</i>	10.0	14.0	24
<i>Xe</i>	8.4	12.1	22

Πίνακας VI: Μέση ενέργεια παραγωγής ζεύγους διαφορετικών αερίων.

Η μέση ενέργεια παραγωγής, w , είναι ένα σημαντικό φυσικό χαρακτηριστικό, γιατί καθορίζει την διακριτική ικανότητα του ιονιστικού μέσου. Συγκεκριμένα η σχέση εξάρτησης, είναι η ακόλουθη:

$$R = 2.35 \sqrt{\frac{Fw}{E}}$$

όπου, F , είναι ο παράγοντας *Fano* και E , η ενέργεια του εισερχόμενου σωματιδίου. Ο παράγοντας *Fano*, αποτελεί ιδιότητα του αερίου και είναι, $F < 1$. Ο υπολογισμός του F , δεν είναι μία εύκολη εν γένει διαδικασία. Στον παρακάτω πίνακα (πίνακας VII), δίνονται οι τιμές του συγκεκριμένου παράγοντα για τα βασικά ευγενή αέρια που χρησιμοποιούνται στους ανιχνευτές.

Αέριο	F
<i>Ar</i> 100%	0.2
<i>Xe</i> 100%	< 0.15
<i>Kr</i> 100%	< 0.19

Πίνακας VII: Χαρακτηριστικές τιμές του παράγοντα *Fano* για 3 ευγενή αέρια.

Η δημιουργία ζευγών ηλεκτρονίων – ιόντων δε συνεπάγεται τη συλλογή τους από την άνοδο του ανιχνευτή. Σε αυτό το σημείο, παραθέτουμε ένα συγκεντρωτικό πίνακα με τις τιμές των παραγόντων *Fano*, τις ενέργειες ιονισμού και τους τύπους των σωματιδίων που υπάρχουν σε αυτές (πίνακας VIII).

Gas	F	E_0 (keV)-particle	method	ref.
He	0.17	β	C.	[106]
Ne	0.17		C.	[106]
Ar	0.17		C.	[106]
	0.22	α	I.C.	[107]
	0.23±0.05	5.9 (^{55}Fe) - γ	P.S.	[108]
	0.20±0.02	5305 (^{210}Po) - α	I.C.	[109]
	≤0.40±0.03	1.49 (K_{α} Al) - γ	P.S.	[110]
Kr	≤0.19±0.02	1.49 (K_{α} Al) - γ	P.S.	[110]
Xe	≤0.15±0.03	1.49 (K_{α} Al) - γ	P.S.	[110]
	≤0.15	1.49 (K_{α} Al) - γ	P.S.	[110]
	0.170±0.007	1.49 (K_{α} Al) - γ	P.S.	[111]
	0.13±0.01	5.9 (^{55}Fe) - γ	P.S.	[112]
CH ₄	0.26	1.49 (K_{α} Al) - γ	D.	[113]
C ₂ H ₆	0.28	1.49 (K_{α} Al) - γ	D.	[113]
C ₂ H ₆	0.250±0.010	1.49 (K_{α} Al) - γ	E.C.	[114]
C ₃ H ₈	0.25	1.49 (K_{α} Al) - γ	D.	[113]
C ₄ H ₁₀	0.26	1.49 (K_{α} Al) - γ	D.	[113]
C ₄ H ₁₀	0.255±0.009	1.25 (K_{α} Mg) - γ	E.C.	[114]
C ₅ H ₁₂	0.27	1.49 (K_{α} Al) - γ	D.	[113]
C ₆ H ₁₄	0.26	1.49 (K_{α} Al) - γ	D.	[113]
C ₂ H ₂	0.31	1.49 (K_{α} Al) - γ	D.	[113]
CO ₂	0.33	1.49 (K_{α} Al) - γ	D.	[113]
Ar/CH ₄ 90/10	0.14	0.26 and 2.82 - β		[115]
Ar/CH ₄ 90/10	0.18±0.01	5305 (^{210}Po) - α	I.C.	[116]
Ar/CH ₄ 90/10	0.31±0.10	2.6 keV (^{37}Ar) - γ	D.	[117]
Ar/CH ₄ 90/10	0.21±0.10	5.9 keV (^{55}Fe) - γ	D.	[117]
Ar/C ₂ H ₆ 20/80	0.250±0.010	1.49 (K_{α} Al) - γ	E.C.	[114]
Ar/C ₄ H ₁₀ 20/80	0.250±0.010	1.25 (K_{α} Mg) - γ	E.C.	[114]
Ar/DME 20/80	0.315±0.015	1.25 (K_{α} Mg) - γ	E.C.	[114]
Ar/C ₂ H ₂ 99.5/0.5	0.09	5.68·10 ³ (^{224}Ra) - α	I.C.	[104]
Ar/CH ₄ 99.2/0.8	0.19	5.68·10 ³ (^{224}Ra) - α	I.C.	[104]

Πίνακας VIII: Συγκεντρωτικός πίνακας, με τις τιμές των παραγόντων F_{apo} , τις ενέργειες ιονισμού, τους τύπους των σωματιδίων που παράγονται αλλά και τους αντίστοιχους μηχανισμούς. Οι παραπομπές του πίνακα είναι στην [17].

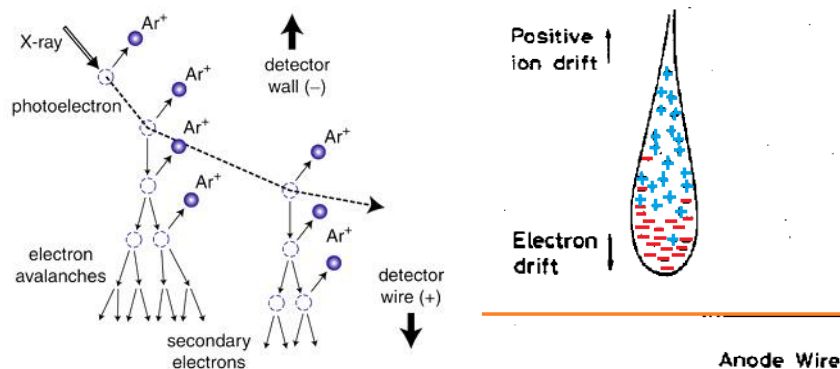
3.5.6 Ionization by relativistic charged particles

Ο ιονισμός του αερίου από σχετικιστικά φορτισμένα σωματίδια, είναι μία πολυσύνθετη διαδικασία και η ανάλυσή της είναι εκτός της σκοπιάς της παρούσας εργασίας. Εμείς, θα αναφερθούμε συνοπτικά στις βασικές αρχές του μηχανισμού αυτού. Για περαιτέρω αναφορά του συγκεκριμένου θέματος, ο αναγνώστης καλείται να ανατρέξει σε αντίστοιχα συγγράμματα [18]. Όταν ένα σχετικιστικό φορτισμένο σωματίδιο «ταξιδεύει» σε ένα αέριο, τότε ανταλλάσει με τα μόρια του αερίου ένα μεγάλο αριθμό χαμηλής ενέργειας «εικονικών» φωτονίων (*virtual photon*)! Τα συγκεκριμένα φωτόνια αλληλεπιδρούν, μέσω απορρόφησης, συνήθως με τα ηλεκτρόνια των εξωτερικών στοιβάδων των μορίων, προκαλώντας διεγέρσεις και ιονισμούς [19],[20]. Μετά από την εκπομπή του φωτο - ηλεκτρονίου, τα διεγερμένα ουδέτερα αλλά και φορτισμένα μόρια, αποδιεγείρονται μέσω του φαινομένου του **φθορισμού** (*fluorescence*), της **εκπομπής ηλεκτρονίου**

Auger και αν είναι δυνατόν μέσω του *φαινομένου Penning*. Ο πρωταρχικός ιονισμός προέρχεται κυρίως από τα φωτο-ηλεκτρόνια και από τα ηλεκτρόνια *Auger* ενώ ο δευτερογενής ιονισμός προέρχεται κυρίως από τα *φωτόνια φθορισμού* και τις *μεταφορές Penning*.

3.5.7 Το φαινόμενο της Χιονοστιβάδας

Στην μέχρι τώρα περιγραφή, έχει αποσαφηνιστεί ο τρόπος με τον οποίο δημιουργούνται τα ηλεκτρόνια και έχει κατανοηθεί η κίνησή τους προς την άνοδο, εντός του αέριου όγκου του ανιχνευτή υπό την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου. Θα μπορούσε πλέον κάποιος να πει, ότι στην άνοδο έχουμε ένα χρήσιμο προς επεξεργασία σήμα. Στην πραγματικότητα το σήμα αυτό, είναι πολύ ασθενές, με αποτέλεσμα να χρειάζεται ενίσχυση ή πολλαπλασιασμό. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί εύκολα με την εφαρμογή ενός ηλεκτρικού πεδίου, μεγαλύτερο από το προηγούμενο, το οποίο επιταχύνει τα ηλεκτρόνια, τα οποία με τη σειρά τους αποκτούν επαρκή κινητική ενέργεια για να ιονίσουν περαιτέρω το αέριο. Η παραπάνω διαδικασία είναι γνωστή με το όνομα, «*φαινόμενο της χιονοστιβάδας*» ή «*πολλαπλασιασμός χιονοστιβάδας*». Εξαιτίας της μεγάλης ευκινησίας των ηλεκτρονίων, η μορφή της χιονοστιβάδας θυμίζει «σταγόνα» (σχήμα 32), με τα γρήγορα ηλεκτρόνια να βρίσκονται στην κεφαλή και τα αργά ιόντα, στην ουρά.



Σχήμα 32: (α) Το φαινόμενο της χιονοστιβάδας, (β) Η μορφή της χιονοστιβάδας σαν «σταγόνα».

Αν λ , είναι η μέση ελεύθερη διαδρομή για το ηλεκτρόνιο, τότε $1/\lambda$ είναι η «πιθανότητα» να παρατηρηθεί ιονισμός ανά μονάδα μήκους. Ο συντελεστής α , είναι γνωστός σαν *συντελεστής Townsend*. Αν θεωρήσουμε ένα ομογενές ηλεκτρικό πεδίο, ο αριθμός dn των δευτερογενών ηλεκτρονίων που θα δημιουργηθούν στη χιονοστιβάδα, είναι ανάλογος του μήκους διαδρομής dx , που θα διανύσουν τα n πρωτογενή ηλεκτρόνια. Άρα,

$$dn = \alpha n dx$$

Αν ολοκληρωθεί η συγκεκριμένη σχέση και θεωρηθεί ότι για $x = 0 \Rightarrow n(0) = n_0$, τότε:

$$n(x) = n_0 e^{\alpha x}$$

Η ενίσχυση του αερίου, όπως θα την αναπτύξουμε στο επόμενο κεφάλαιο, δίνεται από την σχέση:

$$G = \frac{n(x)}{n(0)} = e^{ax}$$

Από την εξίσωση αυτή, φαίνεται ότι η ενίσχυση του αερίου μπορεί να πάρει οποιοσδήποτε τιμές. Στην πραγματικότητα όμως, η ενίσχυση G , μπορεί να πάρει τιμές,

$$G < 10^8$$

Αυτό το όριο μπορεί να γραφεί με τη μορφή, $ax < 20$, το οποίο είναι γνωστό ως το «**όριο του Raether**» (*Raether limit*). Το φαινόμενο της «χιονοστιβάδας», είναι απαραίτητο για τη διαδικασία της διηλεκτρικής καταρρέυσης στα αέρια. Η συγκεκριμένη διαδικασία, όπως θα δούμε στην επόμενη παράγραφο, μπορεί να μεσουρανήσει μέσω, εκφορτίσεων *corona*, των *streamers*, των *leaders*, των *sparks* ή μέσω μίας συνεχούς εκκένωσης, της *arc*, η οποία «γεφυρώνει» το χάσμα μεταξύ των ηλεκτρικών αγωγών (ηλεκτροδίων, π.χ. *mesh – strips*) στους οποίους εφαρμόζεται τάση. Η διαδικασία αυτή, όπως είπαμε, καταλήγει σε *sparks – streamers*, δηλαδή, σε φωτεινές εκκενώσεις, οι οποίες προκαλούνται από τον σχηματισμό της χιονοστιβάδας και οφείλονται στο τεράστιο δυναμικό που συναντούν μπροστά τους. Ο καταιγισμός αυτός, πολλές φορές ενισχύεται από την δημιουργία φωτοηλεκτρονίων, από τα υπεριώδη φωτόνια (*UV – photons*) που εκπέμπουν τα άτομα του διεγερμένου αερίου στην περιοχή πίσω από αυτά (*aft-tip region*).

3.6

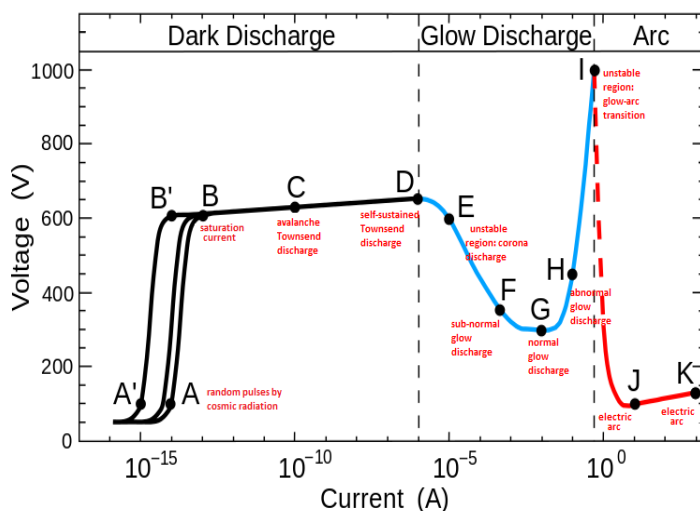
Εκκενώσεις του αερίου (*gas discharges*)

Ο παράγοντας πολλαπλασιασμού ή ενίσχυση (*gain*), όπως είδαμε δεν μπορεί να αυξάνεται κατά βούληση, λόγω του ορίου του *Raether*. Όπως επισημάνθηκε, πάνω από το όριο αυτό (10^8 ηλεκτρόνια), η χιονοστιβάδα μας καταρρέει (*breakdown*). Αν τον παραπάνω αριθμό, τον μετατρέψουμε σε όρους ενίσχυσης (μερικές εκατοντάδες χιλιάδες), τότε πάνω από μία τιμή της ενίσχυσης, το ηλεκτρικό φορτίο βελτιώνει το ηλεκτρικό πεδίο που βρίσκεται στο χώρο μπροστά από τη χιονοστιβάδα. Συνέπεια αυτού, είναι ότι τα ηλεκτρόνια και τα φωτόνια παράγονται με ραγδαίο ρυθμό, προκαλώντας αστάθειες στην διαδικασία του πολλαπλασιασμού. Αν τώρα τα φωτόνια είναι πάρα πολλά, δεν μπορούν να «κατασβεσθούν» (*Quenching*) με αποτέλεσμα να εμφανίζονται δευτερογενής χιονοστιβάδες, οι οποίες με την σειρά τους συνεισφέρουν στον σχηματισμό **πλάσματος**, συγκεκριμένης μορφής και σχήματος (έχει το ίδιο σχήμα με ένα νήμα ηλεκτρονικής λυχνίας). Αυτό το νηματοειδές πλάσμα, ονομάζεται, **Streamer**. Αν τώρα, το τελευταίο μεγαλώσει μέχρι εκείνο το σημείο, στο οποίο βρίσκονται συνδεδεμένα τα ηλεκτρόδια του ανιχνευτή μας, τότε έχουμε τη δημιουργία ενός **αγώγιμου «μονοπατιού»** στο αέριο, με αποτέλεσμα την «εκφόρτιση» του ανιχνευτή μας. Όπως θα δούμε στα επόμενα κεφάλαια ένας ανιχνευτής λειτουργεί σαν ένας πυκνωτής συγκεκριμένης χωρητικότητας.

3.6.1 Τύποι εκφορτίσεων

Σε καθοδικούς σωλήνες (*cold cathode tubes*), η ηλεκτρική εκφόρτιση των αερίων, αποτελείται από τρεις περιοχές. Αυτές, χωρίζονται με βάση τις χαρακτηριστικές καμπύλες, $V-I$, μεταξύ της εφαρμοζόμενης τάσης, V και της έντασης του ρεύματος, I [21].

- **Townsend discharge:** Η συγκεκριμένη περιοχή βρίσκεται κάτω από τη τάση κατάρρευσης (*breakdown voltage*). Για χαμηλές τιμές τάσης, τα μόνα ρεύματα που εμφανίζονται, οφείλονται στην παραγωγή φορτισμένων σωματιδίων από τις κοσμικές ακτίνες ή από άλλες ιοντίζουσες ακτινοβολίες. Όσο το εφαρμοζόμενο δυναμικό αυξάνεται, τα ελεύθερα ηλεκτρόνια, τα οποία κουβαλούν το ρεύμα, κερδίζουν ενέργεια για να προκαλέσουν περαιτέρω ιοντισμούς, προκαλώντας με τη σειρά τους χιονοστιβάδα ηλεκτρονίων. Σε αυτήν την κατάσταση, το ρεύμα αυξάνεται από *femtoamperes* (fA) σε *microamperes* (μA), για την ακρίβεια 9 τάξης μεγέθους για μικρή αύξηση της τάσης. Η χαρακτηριστική καμπύλη $V-I$, αρχίζει να μειώνεται σταδιακά και μία λάμψη (*glow*) αρχίζει να γίνεται ορατή.
- **Glow discharge:** Ξεκινάει από τη στιγμή που η εφαρμοζόμενη τάση γίνεται ίση με την τάση κατάρρευσης. Η τάση μεταξύ των ηλεκτροδίων πέφτει απότομα με ταυτόχρονη αύξηση του ρεύματος, φτάνοντας τα *milliamperes* (mA). Στα χαμηλά ρεύματα, η τάση κατά μήκος του σωλήνα, σχεδόν εξαρτάται από το ρεύμα. Επίσης, η περιοχή μεταξύ των ηλεκτροδίων, καλύπτεται από μία εκφόρτιση λάμψης (*glow discharge*), η οποία είναι ανάλογη του ρεύματος. Σε υψηλότερες τιμές ρεύματος, η συγκεκριμένη εκφόρτιση έχει μη – ομαλή συμπεριφορά και η τάση κατά μήκος του σωλήνα αυξάνεται βαθμιαία. Αυτή η αύξηση, προκαλεί την επέκταση της εκφόρτισης. Αυτή πλέον, καταλαμβάνει μεγαλύτερη επιφάνεια στα ηλεκτρόδια. Σε αυτή την περιοχή λειτουργούν συσκευές όπως τα, *glow discharge thyratrons*, σταθεροποιητές τάσης, *decatrons*, λάμπες *neon* (Ne), κ.λπ.
- **Arc discharge:** Εδώ πλέον βρισκόμαστε στην περιοχή των *Ampere* (A), το δυναμικό κατά μήκος του σωλήνα μειώνεται καθώς αυξάνεται το ρεύμα. Συσκευές που λειτουργούν σε αυτήν την περιοχή είναι, τα *ignitron*, *krytron*, *sprytion*, *high power mercury arc valves* και πολλές φωτεινές πηγές υψηλής ισχύος (*mercury vapor lamps*).



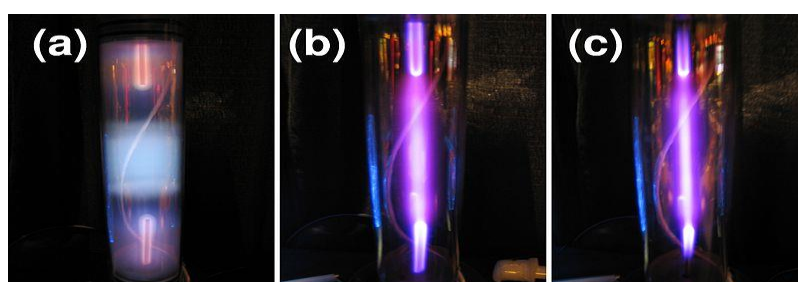
Σχήμα 33: Η χαρακτηριστική καμπύλη $I-V$ των εκφορτίσεων του αερίου και οι περιοχές λειτουργίας της σε αέριο neon, σε πίεση 1 Torr, όπου τα ηλεκτρόδια απέχουν μεταξύ τους 50cm.

Η περιοχή A – D, ονομάζεται, *σκοτεινή εκφόρτιση (dark discharge)*. Εδώ υπάρχει μικρό ποσοστό ιονισμού, αλλά το ρεύμα είναι πολύ μικρό, κάτω από 10μΑ, με αποτέλεσμα να μην παράγεται επαρκής ποσότητα ακτινοβολίας.

Η περιοχή F – H, ονομάζεται, περιοχή, *glow discharge*. Το πλάσμα που σχηματίζεται, εκπέμπει μία αχνή λάμψη (ακτινοβολία), η οποία καταλαμβάνει σχεδόν ολόκληρο τον όγκο του σωλήνα. Το μεγαλύτερο μέρος του εκπεμπόμενου φωτός προέρχεται από διεγερμένα ουδέτερα άτομα.

Η περιοχή I – K, ονομάζεται, περιοχή *arc discharge*. Το πλάσμα ,συγκεντρώνεται σε μία πολύ στενή περιοχή κατά μήκος του κέντρου του σωλήνα, με αποτέλεσμα να παράγεται μεγάλο ποσοστό ακτινοβολίας.

Στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 34) παρουσιάζονται οι παραπάνω περιοχές και η μετάβαση από το *glow discharge* στο *arc discharge* σε αέριο αργό (Ar), μέσω της αύξησης της πίεσως του αερίου.



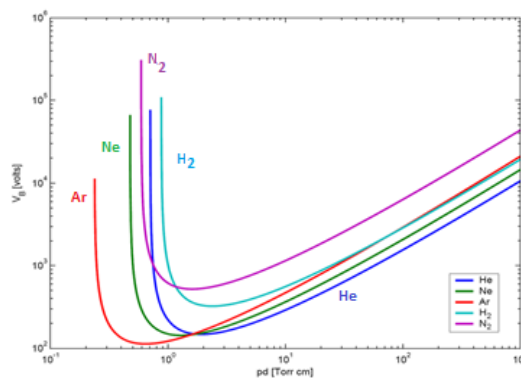
Σχήμα 34: Η μετάβαση από το glow στο arc discharge στο αργό (Ar), με την αύξηση της πίεσως του αερίου.

Για το σχηματισμό της *glow discharge*, πρέπει η μέση ελεύθερη διαδρομή να είναι αρκετά μεγάλη, αλλά πάντα μικρότερη από την απόσταση μεταξύ των δύο ηλεκτροδίων. Επίσης, άλλος ένας σημαντικός παράγοντας για να λάβει χώρα η συγκεκριμένη εκφόρτιση, είναι η *πίεση* του αερίου. Αυτή, δεν πρέπει να παίρνει τιμές ούτε πολύ μικρές αλλά ούτε και πολύ μεγάλες. Άρα, με την βοήθεια των παραπάνω, το δυναμικό κατάρρευσης, εξαρτάται ισχυρά, με μη – γραμμική σχέση, από την πίεση του αερίου αλλά και από την απόσταση μεταξύ των ηλεκτροδίων, υπακούοντας στο *νόμο του Paschen*. [21]. Πολλές φορές, χρησιμοποιούμε κάποιο ραδιενεργό υλικό είτε για να διαχωρίσουμε τα διαφορετικά υλικά της διάταξής μας (*nickel – 63*) είτε σαν επιπρόσθετο στρώμα πάνω στην επιφάνεια των ηλεκτροδίων (*thorium*), για να επιτύχουμε, «*προ – ιονισμό*» του αερίου. Αυτή η βοήθεια στο μηχανισμό του ιονισμού του αερίου, έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση της αξιοπιστίας των ηλεκτρικών καταρρεύσεων (*electrical breakdown*) και κατ' επέκταση της έναρξης της διαδικασίας των εκφορτίσεων. Ένας άλλος τρόπος για να επιτύχουμε κάτι τέτοιο, είναι η χρησιμοποίηση ενός αερίου ισότοπου, όπως το *Krypton – 85* [22]. Τέλος, άλλη μία παράμετρος που μας ενδιαφέρει, είναι ο λόγος, $\frac{E}{N}$, μεταξύ του ηλεκτρικού πεδίου E και της συγκεντρώσεως των ουδέτερων σωματιδίων, N . Αυτός ο λόγος έχει ιδιαίτερο ενδιαφέρον, διότι η μέση ενέργεια των ηλεκτρονίων είναι ανάλογη του $\frac{E}{N}$. Αν αυξήσουμε την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου E , κατά ένα παράγοντα q , τότε αυτό έχει το ίδιο αποτέλεσμα με τη μείωση της πυκνότητας του αερίου κατά τον ίδιο παράγοντα.

3.6.2 Ο νόμος του Paschen

Ο νόμος του Paschen, είναι εκείνη η εξίσωση που περιγράφει το δυναμικό κατάρρευσης, δηλαδή, της τάσης που απαιτείται για να ξεκινήσει μία φωτεινή εκφόρτιση μεταξύ δύο ηλεκτροδίων σε ένα αέριο, συναρτήσει της πίεσως και της αποστάσεως των ηλεκτροδίων (*gap length*) [23][24]. Ο νόμος αυτός πήρε το όνομά του από τον Friedrich Paschen, ο οποίος τον ανακάλυψε πειραματικά το 1889 [25].

Ο Paschen, μελέτησε το συγκεκριμένο δυναμικό για διαφορετικά αέρια μεταξύ δύο παράλληλων μεταλλικών πλακών, για διάφορες τιμές πίεσης αλλά και αποστάσεως μεταξύ των ηλεκτροδίων. Η χαρακτηριστική καμπύλη, μεταξύ της τάσης και των πιέσεως – εύρους χάσματος (σχήμα 35), ονομάζεται, *καμπύλη του Paschen*.



Σχήμα 35: Η καμπύλη του Paschen, για τα αέρια helium, neon, argon, hydrogen and nitrogen.

Πάμε να δούμε ένα παράδειγμα, για να κατανοήσουμε τα μεγέθη για τα οποία αναφέρεται ο συγκεκριμένος νόμος. Γενικά στον αέρα, η μέση ελεύθερη διαδρομή των μορίων είναι της τάξης των $96nm$. Επειδή τα ηλεκτρόνια είναι μικρότερα η μέση ελεύθερη διαδρομή τους, είναι περίπου 5 φορές μεγαλύτερη, δηλαδή, της τάξης των $0.5\mu m$. Για μια ελάχιστη *arc* εκφόρτιση, χρειαζόμαστε χάσμα μεταξύ των ηλεκτροδίων, περίπου ίσο με $7.5\mu m$. Αν τώρα το ηλεκτρόνιο βρίσκεται εντός ηλεκτρικού πεδίου, της τάξης των $43MV/m$, τότε το ηλεκτρόνιο θα επιταχυνθεί και θα αποκτήσει ενέργεια ίση με $21.5eV / 0.5\mu m$, που διανύει κατά μήκος του συγκεκριμένου πεδίου, κατευθυνόμενο προς την άνοδο. Μετά από αυτήν την επιτάχυνση το ηλεκτρόνιο, όπως γνωρίζουμε ήδη, θα προκαλέσει ιονισμούς λόγω των συγκρούσεων με τα μόρια του αερίου, με ταυτόχρονη τυχαιότητα της διεύθυνσής του. Μπορεί να γυρίσει προς τα πίσω κατευθυνόμενο προς την κάθοδο με αποτέλεσμα να επιβραδυνθεί από το ίδιο πεδίο που το επιτάχυνε! Η απώλεια ενέργειας λόγω των συγκρούσεων, απαιτεί μεγαλύτερα δυναμικά αν θέλουμε να έχουμε το σχηματισμό μίας χιονοστιβάδας (*breakdown avalanche*).

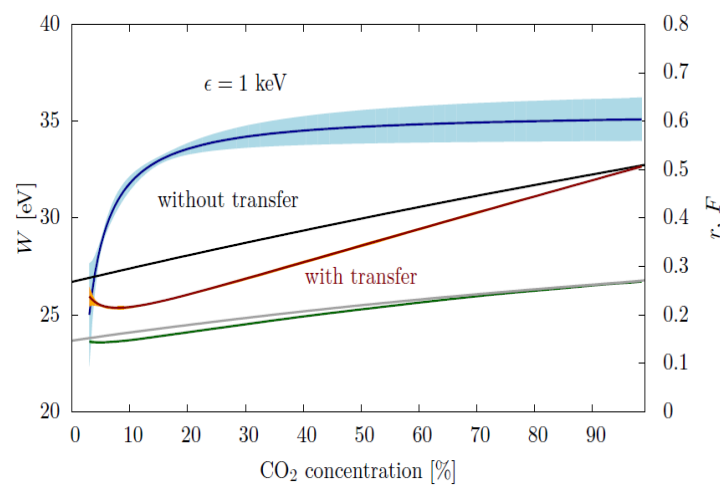
3.6.3 Regular and Penning gas mixtures

Γενικά, οι τιμές των W (μέση ενέργεια ανά ζεύγος ιόντος – ηλεκτρονίου) και F (παράγοντας του Fano), σε αέρια μίγματα εξαρτάται από την ύπαρξη του φαινομένου Penning. Η μείωση του W , λόγω μεταφοράς Penning, ονομάζεται *φαινόμενο του Jesse (Jesse effect)* [26],[δες, § 3.5.2]. Σε κανονικά

μίγματα, η μεταφορά *Penning*, δεν λαμβάνει χώρα μεταξύ των δύο αερίων και ο συνολικός ιονισμός του μίγματος, αποδίδεται κυρίως στον «άμεσο» ιονισμό του κάθε αερίου. Τα αέρια στα οποία εμφανίζεται το φαινόμενο *Penning*, λέγονται, **αέρια μίγματα *Penning*** (*Penning mixtures*). Ο ιονισμός σε αυτά είναι υψηλότερος από ότι στα κανονικά μίγματα (*regular mixtures*), διότι εκτός του άμεσου ιονισμού των εκάστοτε αερίων συστατικών του μίγματος, εμφανίζουν και ιονισμό λόγω της μεταφοράς *Penning*. Τέτοια μίγματα, πετυχαίνουν ισχυρή μεταφορά *Penning*, αρκεί να αποτελούνται από ένα μεγάλο ποσοστό ενός ευγενούς αερίου και από ένα μικρό ποσοστό (μερικά %) είτε από ένα άλλο ευγενές αέριο είτε από ένα μοριακό αέριο. Ας δούμε σαν παράδειγμα των παραπάνω, την επίδραση της μεταφοράς *Penning* για μίγμα αερίου **Ar/CO₂** διαφορετικών συγκεντρώσεων. Υπάρχει μία φόρμουλα *fit*, η οποία μας δίνει την συνολική απόδοση, *r*, συναρτήσει της συγκεντρώσεως του **CO₂**, *c*, για μετρήσεις του *gain* [27]. Η συγκεκριμένη φόρμουλα, περιγράφεται από τη σχέση:

$$r(c) = \frac{a_1 c + a_3}{c + a_2}$$

Με τη βοήθεια αυτής της σχέσης και του *Magboltz*, στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 36), παρουσιάζεται η απόδοση μεταφοράς, *r* (**transfer efficiency**), με παραμέτρους, $a_1 = 0,620 \pm 0,057$, $a_2 = 0,008 \pm 0,034$, $a_3 = -0,011 \pm 0,009$ [27]. Επίσης, στο σχήμα φαίνονται οι τιμές της *W* αλλά και του παράγοντα *Fano*, για ενέργειες πρωταρχικών ηλεκτρονίων της τάξης του *1keV*.



Σχήμα 36: Γραφική παράσταση της εξάρτησης των *W* και *F* από τη συγκέντρωση του **CO₂** σε μίγμα **Ar/CO₂**.

Όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε από το σχήμα, η ελάχιστη τιμή του *W*, είναι $W_{min} \approx 25.3 \pm 0.1$ για τιμή συγκεντρώσεως $c_{min} \approx 0.08 \pm 0.0005$. Βεβαίως, κάτι τέτοιο, για χαμηλές συγκεντρώσεις, είναι τυπικό των μιγμάτων αερίων που εμφανίζουν το φαινόμενο *Penning*. Στην βιβλιογραφία ([27],[28],[29] κ.λπ.), παρατηρούνται διάφορες τιμές για το συγκεκριμένο ελάχιστο, αλλά αυτό που πρέπει να έχουμε κατά νου, είναι ότι, η απόδοση, *r*, είναι μία μέση τιμή. Επιπροσθέτως, υπάρχει ισχυρή εξάρτηση από την πίεση του αερίου. Παρατηρώντας το σχήμα, η **μαύρη** γραμμή,

περιγράφει τις τιμές του W , χωρίς το φαινόμενο *Penning*. Η **κόκκινη** και η **πορτοκαλί** γραμμή, περιγράφει τις τιμές του W , παρουσία του φαινομένου *Penning*. Η **γκρι** γραμμή τις τιμές του F χωρίς το φαινόμενο *Penning*, ενώ η **πράσινη** γραμμή, περιγράφει τις τιμές του F παρουσία του φαινομένου *Penning*. Τέλος, η **μπλε** γραμμή, περιγράφει την απόδοση μεταφοράς, r . Παρατηρούμε επίσης, ότι όλες οι ζώνες που εμφανίζονται στο σχήμα, δηλώνουν την αντίστοιχη αβεβαιότητα/σφάλμα των μετρήσεων.

Ανιχνευτικές Διατάξεις και Ανιχνευτές Αερίου

Κεφ. **4**

Προκειμένου να κατανοήσουμε την φύση του πυρήνα, αλλά και να καταγράψουμε τις ιδιότητες των στοιχειωδών σωματιδίων, εκτός των επιταχυντικών συστημάτων και υποδομών, εξίσου απαραίτητη είναι και η χρήση ανιχνευτικών συστημάτων.

Με τον όρο *ανιχνευτή σωματιδίου*, εννοούμε οποιοδήποτε όργανο μας επιτρέπει την καταγραφή ενός ή περισσότερων ειδών σωματιδίων. Ένας ανιχνευτής μπορεί να καταγράφει την άφιξη ενός σωματιδίου ή ακόμα καλύτερα την ενέργειά του, την ακριβή χρονική στιγμή ανίχνευσης του ή και ακόμα να παρέχει πληροφορίες ικανές για την ταυτοποίηση του σωματιδίου που ανιχνεύτηκε.

Φυσικά με το πέρασμα του χρόνου, η τεχνολογία των ανιχνευτών άλλαξε σημαντικά. Από τα σχετικά πρωτόγονα συστήματα [δες, §1.4], όπου η διαδικασία ανίχνευσης ενός σωματιδίου στηριζόταν στην οξύτητα όρασης και στην ικανότητα γρήγορης απαρίθμησης του ερευνητή, σήμερα έχουμε περάσει σε ολοκληρωμένα συστήματα ανιχνευτών που υποστηρίζονται από πανίσχυρους υπολογιστές και από τελευταίας τεχνολογίας συστήματα πληροφορικής και επικοινωνίας.

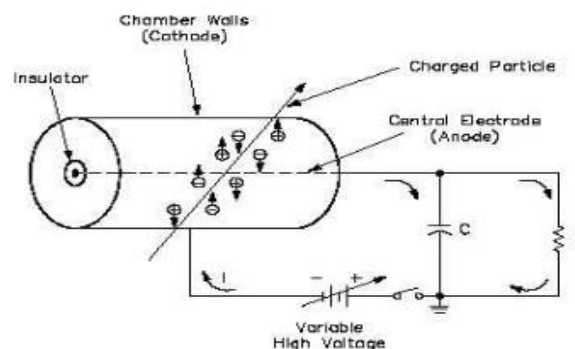
Ο πιο συνηθισμένος διαχωρισμός των ανιχνευτών σε κατηγορίες, είναι ανάλογα το υλικό με το οποίο αλληλεπιδρά το σωματίδιο που θέλουμε να ανιχνεύσουμε. Έτσι έχουμε: ανιχνευτές αερίου, σπινθηριστές, ανιχνευτές στερεάς κατάστασης, ανιχνευτές ακτινοβολίας *Cherenkov*, καλορίμετρα κτλ. Φυσικά, οι πιο πολύπλοκες και εντυπωσιακές σύνθετες ανιχνευτικές διατάξεις υπάρχουν στα δύο μεγάλα πειράματα του CERN, στο πείραμα CMS και στο ATLAS.

Προκειμένου να ανιχνεύσουμε ένα σωματίδιο θα πρέπει αυτό να αλληλεπιδράσει με το υλικό του ανιχνευτή. Φυσικά αυτό από μόνο του δεν φτάνει. Θα πρέπει να έχει σχεδιαστεί κατάλληλα ο ανιχνευτής μας ώστε η αλληλεπίδραση αυτή, να καταγραφεί από το ηλεκτρονικό κύκλωμα του ανιχνευτή και στη συνέχεια να επεξεργαστεί/αποθηκευτεί από το σύστημα συλλογής δεδομένων.

4.1

Ανιχνευτές Αερίου

Όπως ειπώθηκε προηγουμένως, μια μεγάλη κατηγορία ανιχνευτών είναι οι *ανιχνευτές αερίου* (σχήμα 37). Η βασική αρχή λειτουργίας των ανιχνευτών αυτών, στηρίζεται στην συλλογή των προϊόντων ιονισμού που παράγονται από την διέλευση της ακτινοβολίας στο αέριο του ανιχνευτή. Στην συνέχεια, τα προϊόντα ιονισμού (ηλεκτρόνια και θετικά φορτισμένα ιόντα) συλλέγονται από την άνοδο και την κάθοδο δημιουργώντας έτσι έναν ηλεκτρικό παλμό.



Σχήμα 37: Γραφική απεικόνιση της λειτουργίας ανιχνευτή αερίου.

Σε αυτό το σημείο είναι καλό να παρουσιάσουμε τα υπόλοιπα είδη ανιχνευτών αερίου, εν συντομία, τα οποία υπήρξαν πρόγονοι του υπό μελέτη ανιχνευτή μας, του MicroMeGaS.

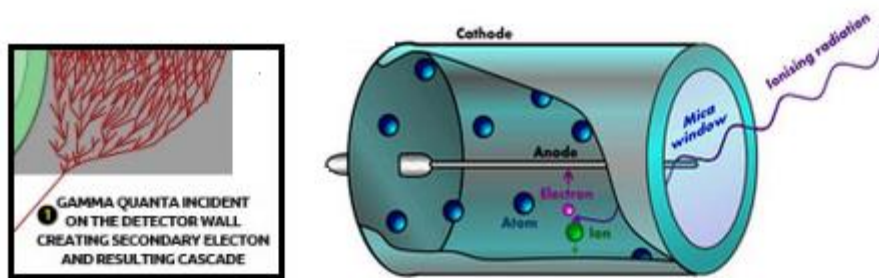
4.1.1 Proportional Counter

Ο **αναλογικός απαριθμητής**, είναι ένας τύπος «ιονιστικής» ανιχνευτικής συσκευής, η οποία χρησιμοποιείται για την καταμέτρηση παραγόμενων, από ιονιστική ακτινοβολία, σωματιδίων. Χαρακτηριστικό γνώρισμα του συγκεκριμένου ανιχνευτή, είναι η ικανότητά του να μετρά την ενέργεια που εναποθέτει, στον ενεργό του όγκο, κάθε προσπίπτουσα σε αυτόν ακτινοβολία. Με βάση αυτή την ικανότητα, μπορεί να διαχωρίζει/διευκρινίζει τις διαφορετικού τύπου ακτινοβολίες. Όπως για παράδειγμα, διαχωρίζει τις ακτινοβολίες των σωματιδίων – α από εκείνες των σωματιδίων – β , κ.λπ.

Η γεωμετρία είναι σχετικά απλή (σχήμα 38). Περιλαμβάνει ένα θάλαμο που περιέχει το αέριο, στο κέντρο του οποίου υπάρχει ένα σύρμα (άνοδος). Μια εξωτερική τάση V εφαρμόζεται μεταξύ του τοιχώματός του, το οποίο λειτουργεί ως κάθοδος και της ανόδου μέσω μιας εξωτερικής αντίστασης, R . Στον όγκο του αερίου που περιέχεται στο θάλαμο δημιουργείται ένα ηλεκτρικό πεδίο, λόγω της υψηλής τάσης V . Η γεωμετρία του θαλάμου του αναλογικού απαριθμητή αλλά και το εφαρμοζόμενο δυναμικό, δημιουργούν ένα μικρής έντασης ηλεκτρικό πεδίο, με αποτέλεσμα ο ανιχνευτής να λειτουργεί σαν θάλαμος ιονισμού. Παρόλα αυτά, το ηλεκτρικό πεδίο έχει τέτοια τιμή έντασης, έτσι ώστε, να αποφεύγεται η επανασύνδεση των ζευγών ιόντων αλλά και να οδηγεί, τα θετικά ιόντα στην κάθοδο και τα αρνητικά ηλεκτρόνια στην άνοδο. Αυτή η περιοχή ονομάζεται, **περιοχή ολίσθησης** (*ion drift region*). Στην «γειτονιά» της ανόδου, η ένταση του πεδίου γίνεται αρκετά μεγάλη, με αποτέλεσμα να έχουμε την παραγωγή μίας «χιονοστιβάδας» φορτίου, της γνωστής σε μας, «**χιονοστιβάδας**» του **Townsend** (*Townsend avalanche*).

Για να έχουμε αναλογία **παλμού – ενέργειας** σωματιδίου, πρέπει ο πολλαπλασιαστικός παράγοντας ή **gain** να είναι συνάρτηση του αρχικού ιονισμού. Αυτό συμβαίνει, όταν τα θετικά φορτία χώρου είναι λίγα, γιατί η ύπαρξή τους επηρεάζει το δυναμικό στο χώρο του αερίου ή όταν τα αρχικά ηλεκτρόνια δε διανύουν διαφορετικούς δρόμους. Η εξάρτηση του δευτερογενούς ιονισμού, από τη θέση που δημιουργείται ο αρχικός ιονισμός, μπορεί να αποφευχθεί αν διαλέξουμε κατάλληλη γεωμετρία θαλάμου του αναλογικού απαριθμητή. Βλέπουμε ότι, η συγκεκριμένη **περιοχή πολλαπλασιασμού** (*avalanche region*), λαμβάνει χώρα σε μία πολύ μικρή περιοχή, με ακτίνα της τάξης των χιλιοστών (*mm*), γύρω από την άνοδο. Ο σκοπός αυτής της περιοχής, είναι να εκμεταλλευτούμε το φαινόμενο του πολλαπλασιασμού – «χιονοστιβάδας», το οποίο παράγεται από ένα και μόνο ζεύγος ιόντων, δηλαδή ενός θετικού ιόντος και ενός εκδιωχθέντος ηλεκτρονίου (*ion pair*).

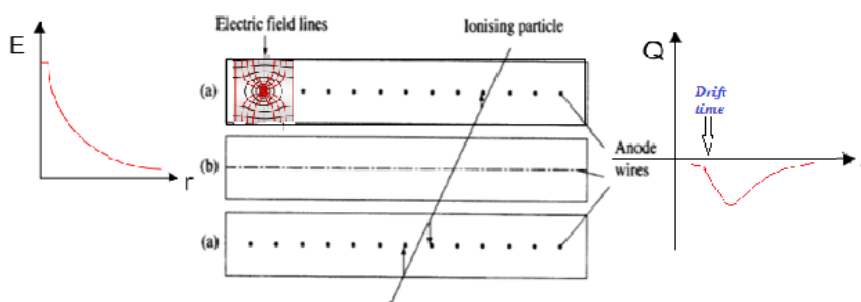
Συνοψίζοντας, ο στόχος στην σχεδίαση και στην κατασκευή ενός τέτοιου ανιχνευτή, βασίζεται στην παρακάτω αρχή: το αρχικό γεγονός ιονισμού, εξαιτίας της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, παράγει μόνο μία «χιονοστιβάδα». Αυτό γίνεται, για να πετύχουμε μία σχέση αναλογίας μεταξύ του αρχικού αριθμού γεγονότων και του ολικού παραγόμενου ρεύματος ιόντων. Συνεπώς, η επιλογή της γεωμετρίας του θαλάμου, του εφαρμοζόμενου δυναμικού και της διαμέτρου του σύρματος της ανόδου γίνεται με κριτήριο την εξασφάλιση της αναλογικότητας.



Σχήμα 38: Ο αναλογικός απαριθμητής.

4.1.2 Multi-wire proportional chamber

Εκτός των ανιχνευτών αερίου με απλή γεωμετρία, υπάρχουν και αρκετά σύνθετες πολυσυρματικές διατάξεις όπως στο σχήμα (σχήμα 39), όπου εκτός από τη μέτρηση του ηλεκτρικού παλμού, που είναι ανάλογος της ενέργειας του σωματιδίου, παρέχεται η δυνατότητα ανακατασκευής της τροχιάς του σωματιδίου. Αυτού του είδους ανιχνευτές, ονομάζονται **Multi – Wire proportional chambers (MWPC)**. Ανακαλύφθηκαν το 1968, από τον *Charpak*, ο οποίος τιμήθηκε για την συνεισφορά του αυτή στην πειραματική φυσική, με το βραβείο Νόμπελ το 1992.



Σχήμα 39: Γραφική απεικόνιση της λειτουργίας πολυσυρματικού (multiwire) ανιχνευτή αερίου.

Ο **MWPC**, αποτελείται από πολλά καλώδια τα οποία τοποθετούνται σε ένα κοινό θάλαμο αερίων. Τα καλώδια, είναι τοποθετημένα παράλληλα σε ίση απόσταση μεταξύ τους, μεταξύ δύο παραλλήλων επιπέδων, τα οποία διατηρούνται γειωμένα. Αν θεωρήσουμε ένα άπειρο επίπεδο κατά μήκος του άξονα x , στο οποίο τοποθετούνται παράλληλα καλώδια, σε ίση απόσταση d μεταξύ τους, με αρχή το $y = 0$. Δύο άπειρα γειωμένα παράλληλα επίπεδα τοποθετούνται στις θέσεις $z = +h$ και $z = -h$.

Αν τα καλώδια βρίσκονται σε δυναμικό, $V = V_0$, τότε το ηλεκτρικό του πεδίο θα δίνεται από τη σχέση:

$$E(x, z) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0 d} \frac{\sqrt{1 + \tan^2\left(\frac{\pi x}{d}\right) \cdot \tanh^2\left(\pi \frac{z}{d}\right)}}{\sqrt{\tan^2\left(\frac{\pi x}{d}\right) + \tanh^2\left(\pi \frac{z}{d}\right)}}$$

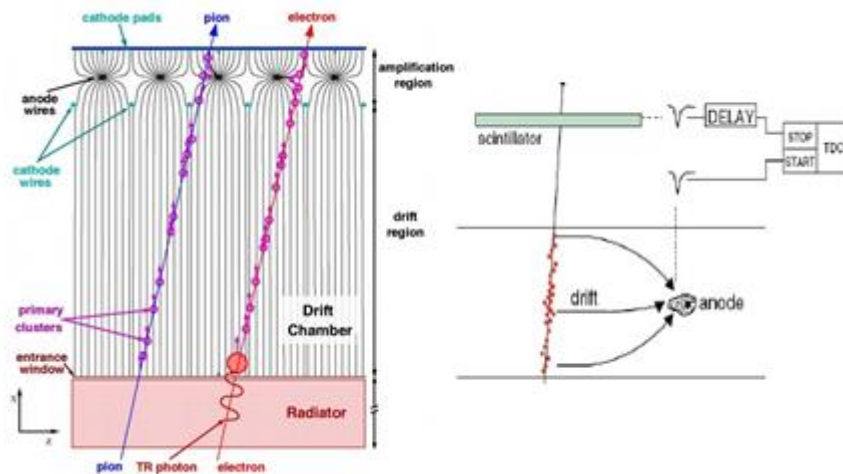
όπου, C είναι η χωρητικότητα, η οποία είναι ίση με:

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\frac{\pi h}{d} - \ln\left(\frac{2\pi a}{d}\right)}$$

Οι MWPCs, όπως αναφέραμε στην αρχή, προορίζονται για τη μέτρηση των σημείων της τροχιάς των σωματιδίων, τα οποία διέρχονται από το αέριο κάθετα στο επίπεδο του σύρματος (κατά μήκος του άξονα z). Με αυτήν τη διάταξη, ένας MWPC δεν παρέχει πληροφορίες κατά μήκος του σύρματος, δηλαδή, για την y -διεύθυνση αλλά μόνο για την x . Η άρση του περιορισμού επιτυγχάνεται αν τοποθετήσουμε σε μία στήλη πολλούς θαλάμους με διαφορετικούς προσανατολισμούς των συρμάτων ή με κατάτμηση της καθόδου σε μεμονωμένα ηλεκτρόδια. Έτσι οι MWPC έχουν εξαιρετική χωρική διακριτική ικανότητα, αλλά και πάλι απαιτούνται αρκετά ηλεκτρονικά για την επεξεργασία των δεδομένων που θα συλλεχθούν αλλά και η κατασκευή τους είναι αρκετά επίπονη και χρονοβόρα.

4.1.3 Drift Chamber.

Ο **θάλαμος ολίσθησης**, έχει παρόμοια γεωμετρία με αυτή των MWPC και χρησιμοποιείται για τη μέτρηση των αποστάσεων ολίσθησης των πρωτογενών ηλεκτρονίων, τα οποία είναι αποτέλεσμα της διελεύσεως ενός σωματιδίου από τον ενεργό όγκο του ανιχνευτή, υπό γωνία 90° , ως προς το επίπεδο των συρμάτων. Η μέτρηση αυτή, απαιτεί αφενός να είναι γνωστός ο χρόνος διέλευσης του σωματιδίου και αφετέρου να υπάρχει γραμμική εξάρτηση της απόστασης ολίσθησης Δd με το χρόνο ολίσθησης Δt . Τέλος, για να μετρηθεί με ακρίβεια ο χρόνος άφιξης των ηλεκτρονίων πρέπει να χρησιμοποιηθούν «γρήγορα» ηλεκτρονικά. Μια τυπική διάταξη θαλάμου ιονισμού, φαίνεται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 40).



Σχήμα 41: Γραφική απεικόνιση της λειτουργίας του Drift chamber.

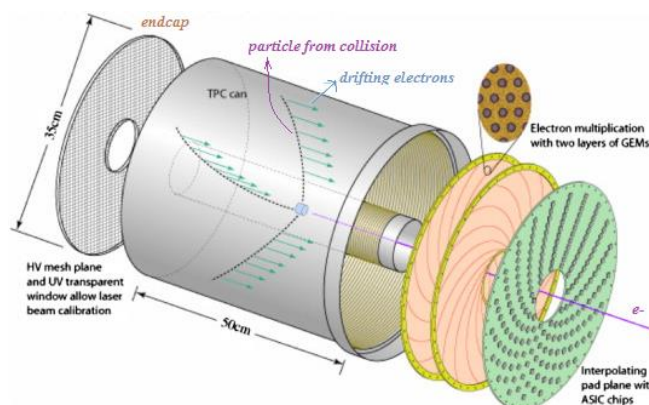
Η γραμμική σχέση μεταξύ των Δd και Δt , ικανοποιείται εάν η ταχύτητα μετακίνησης είναι σταθερή στον όγκο της ολίσθησης. Αυτή είναι μία διαφορά μεταξύ του θαλάμου ολίσθησης και του MWPC, διότι αυτό δεν συμβαίνει στην περίπτωση του τελευταίου, όπου το ηλεκτρικό πεδίο

γύρω από τα σύρματα είναι διαφορετικό. Βεβαίως, η ομοιογένεια του πεδίου μπορεί να βελτιωθεί εάν τοποθετηθούν σύρματα διαμόρφωσης πεδίου (*field wires*). Τα σύρματα αυτά, τοποθετούνται μεταξύ των συρμάτων ανόδου (*sensing wires*). Επίσης, το μίγμα των αερίων, μπορεί να επιλεγεί με τέτοιο τρόπο ώστε να υπάρχει η ελάχιστη εξάρτηση της ταχύτητας ολίσθησης από το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή αυτή. Πολλά επίπεδα συρμάτων, μπορούν να συνδυαστούν σε ένα ενιαίο όγκο αερίου, εάν η κάθοδος αντικατασταθεί από σύρματα διαμόρφωσης πεδίου.

Η χωρική διακριτική ικανότητα των θαλάμων ολίσθησης, εξαρτάται κυρίως από την ακρίβεια της μέτρησης του χρόνου, από τη διαμήκη και την εγκάρσια διάχυση του ηλεκτρονίου μέσα στο αέριο αλλά και από την ομοιογένεια του πεδίου. Κυλινδρικοί θάλαμοι ολίσθησης έχουν κατασκευαστεί για τον προσδιορισμό της τροχιάς σωματιδίων που παράγονται σε πειράματα σύγκρουσης δύο δεσμών σωματιδίων.

4.1.4 Time Projection Chamber.

Ο *Time Projection Chamber (TPC)*, είναι ένας σωματιδιακός ανιχνευτής. Κατασκευάστηκε από τον *David. R. Nygren*, στα τέλη του 1970, στο πανεπιστήμιο του *Berkeley*. Η λειτουργία του *TPC*, βασίζεται στην αρχή λειτουργίας των θαλάμων ολίσθησης, για τον καθορισμό σε τρισδιάστατο επίπεδο, της τροχιάς κατά μήκος της κατεύθυνσης του πεδίου, μετρώντας το χρόνο ολίσθησης των πρωτογενών ηλεκτρονίων. Αποτελείται από ένα μεγάλο κυλινδρικό θάλαμο που περιέχει πολλούς *MWPC*, τον ένα πάνω στον άλλο. Στα άκρα του θαλάμου υπάρχουν *wire chambers* για την ανίχνευση της προβολής των τροχιών. Μια τυπική διάταξη *TPC*, φαίνεται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 41).



Σχήμα 41: Σχηματική αναπαράσταση του *TPC*.

Επιπροσθέτως, εφαρμόζεται ένα μαγνητικό πεδίο, με σκοπό την ελαχιστοποίηση της διάχυσης των προερχόμενων, από τον ιονισμό του αερίου, ηλεκτρονίων. Η z – συντεταγμένη (κατά μήκος του κυλίνδρου), προσδιορίζεται από την μέτρηση του χρόνου ολίσθησης, δηλαδή, την χρονική διάρκεια από τον ιονισμό μέχρι να καταγραφεί το γεγονός στους *MWPCs*. Όπως αναφέραμε παραπάνω, αυτή είναι η τεχνική που χρησιμοποιείται στους θαλάμους ιονισμού. Ο *MWPC* που βρίσκεται στα άκρα του κυλίνδρου, προσανατολίζεται με τα σύρματα της ανόδου (*anode wires*) κατά την αζιμουθιακή διεύθυνση, θ , παρέχοντάς μας πληροφορίες για την ακτινική συντεταγμένη, r . Για να βρούμε την αζιμουθιακή διεύθυνση, θ , χωρίζουμε τις καθόδους σε λωρίδες (*strips*) κατά μήκος της ακτινικής συντεταγμένης, r .

Τα πρωτογενή ηλεκτρόνια που παράγονται κατά μήκος της τροχιάς του διερχόμενου σωματιδίου, επιταχύνονται κατά μήκος της κατεύθυνσης του ηλεκτρικού πεδίου. Όταν τα ηλεκτρόνια εισέρχονται στο θάλαμο πλησιάζουν την άνοδο, εισάγονται σε μια περιοχή υψηλού πεδίου, όπου και πολλαπλασιάζονται. Αρχικά, παίρνουμε πληροφορίες στο δυσδιάστατο επίπεδο από τους MWPC ενώ από την προβολή της τροχιάς στους *wire chambers*, υπολογίζουμε το χρόνο ολίσθησης και έτσι σε συνδυασμό με την πληροφορία στις δυο διαστάσεις μπορούμε να κάνουμε ανακατασκευή της τροχιάς στις τρεις διαστάσεις.

4.2 Αρχή λειτουργίας και περιοχές λειτουργίας των ανιχνευτών αερίων

Ας πάρουμε τα πράγματα από την αρχή, παρουσιάζοντάς τη λειτουργία του ανιχνευτή αερίου βήμα – βήμα. Οι συνθήκες λειτουργίας των ανιχνευτών αερίου, μελετώνται με την εφαρμογή μίας μεταβαλλόμενης τάσης V , ανάμεσα στα δυο ηλεκτρόδια. Τα φορτισμένα σωματίδια, όταν εισέλθουν στο αέριο ιονίζουν τα άτομά του. Με αυτόν τον τρόπο, έχουμε τη δημιουργία αρχικών ηλεκτρονίων ιοντισμού (πρωτογενής ιονισμός), τα οποία με τη σειρά τους και με την βοήθεια του πεδίου, έχουν ικανή ενέργεια για να προκαλέσουν περαιτέρω ιονισμό ή ιονισμούς (δευτερογενής ιονισμός, τριτογενής ιονισμός κ.ο.κ).

Η άνοδος, βρίσκεται σε υψηλότερο δυναμικό από την κάθοδο, με αποτέλεσμα να προσελκύει τα ηλεκτρόνια ενώ η κάθοδος με την σειρά της τα θετικά ιόντα. Τα πεδίο μεταξύ ανόδου και καθόδου, περιγράφεται από την παρακάτω σχέση:

$$E = \frac{1}{r} \cdot \frac{V_0}{\ln \frac{b}{a}}$$

όπου, r , η απόσταση από τον άξονα του κυλίνδρου, b , η ακτίνα του κυλίνδρου και a , η ακτίνα του σύρματος της ανόδου.

Έτσι, έχουμε την παραγωγή N , τον αριθμό, ιόντων στον ανιχνευτή αερίου ενώ ο ολικός αριθμός των ηλεκτρονίων, λόγω ιονισμού, περιγράφεται από τη σχέση:

$$n_{total} = \frac{\Delta E}{w} = \frac{\frac{dE}{dx} \cdot \Delta x}{w}$$

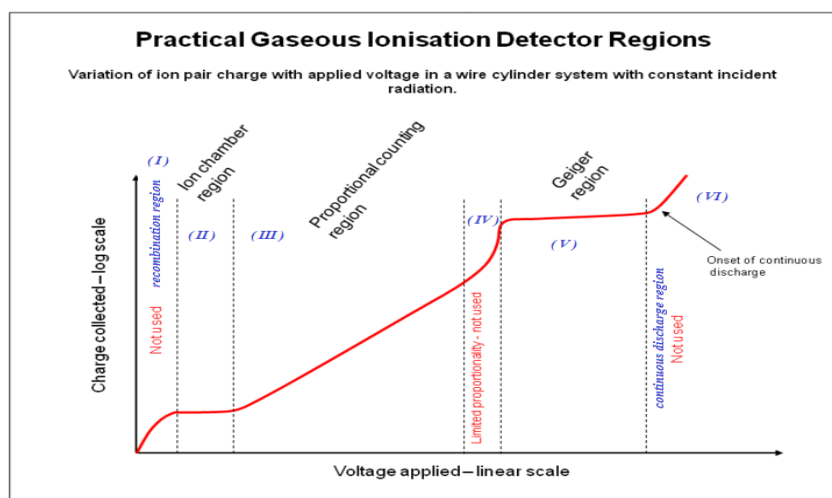
όπου, ΔE είναι η ολική απώλεια ενέργειας και w , η μέση ενέργεια που απαιτείται να δημιουργηθεί ένα ζεύγος ηλεκτρονίου-ιόντος.

Ο αριθμός ηλεκτρονίων που φτάνουν τελικά στην άνοδο, είναι συνάρτηση της τάσης. Συνεπώς, αυτό που τελικά εμείς θα «αντιληφθούμε» στην άνοδο, είναι ένα ηλεκτρικό ρεύμα, ένας ηλεκτρικός παλμός (κίνηση φορτίων). Το ύψος του παλμού, στην έξοδο του ανιχνευτή, εξαρτάται από την ένταση του επιβαλλόμενου ηλεκτρικού πεδίου (είναι ανάλογο της εφαρμοζόμενης τάσης), που δημιουργείται μεταξύ των ηλεκτροδίων. Η σχέση αυτή του φορτίου με την τάση, φαίνεται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 42), όπου ανάλογα με την τάση που εφαρμόζουμε στα ηλεκτρόδια, μπορούμε να κάνουμε ένα διαχωρισμό σε "περιοχές" λειτουργίας των ανιχνευτών αερίου. Οι **περιοχές λειτουργίας**, είναι:

- ο **Περιοχή I**: Στην περιοχή αυτή, η τάση V είναι μικρή με αποτέλεσμα το ηλεκτρικό πεδίο να είναι πολύ ασθενές για να μετακινήσει τα ιόντα μέχρι τα ηλεκτρόδια. Συνεπώς, τα κυρίαρχα φαινόμενα της περιοχής αυτής, τα οποία ανταγωνίζονται μεταξύ τους, είναι το φαινόμενο της

επανασύνδεσης και το φαινόμενο της **μετακίνησης** των ιόντων μέχρι τα ηλεκτρόδια κάτω από την επίδραση του πεδίου. Όσο αυξάνει το πεδίο, η ταχύτητα ολίσθησης των ιόντων αυξάνει, οπότε ο διαθέσιμος χρόνος για επανασύνδεση ελαττώνεται, με αποτέλεσμα όσο αυξάνει η τάση να αυξάνεται το ποσοστό των αρχικά δημιουργούμενων φορτίων που συλλέγονται.

- **Περιοχή II:** Στην περιοχή αυτή, γίνεται η συλλογή όλων των αρχικών ιόντων (**φαινόμενο κόρου**) και το ύψος παλμού που λαμβάνουμε, εξαρτάται από τη φύση και την κινητική ενέργεια του σωματιδίου. Ο ανιχνευτής, λειτουργεί ως **θάλαμος ιονισμού**.
- **Περιοχή III:** Τα ηλεκτρόνια που δημιουργούνται από τον αρχικό ιονισμό επιταχύνονται με τη σειρά τους αρκετά, λόγω της υψηλής τάσης V , με σκοπό να προκαλέσουν επιπρόσθετο ιονισμό μέσω συγκρούσεων, με αποτέλεσμα την αύξηση του αριθμού των αρχικών φορτίων. Στο αρχικό τμήμα της περιοχής III, ο πολλαπλασιαστικός παράγοντας, εξαρτάται αρκετά από την ενέργεια του σωματίου (ή από τον αρχικό αριθμό των παραγομένων ιόντων), για δεδομένη τάση V . Βλέπουμε ότι, στη συγκεκριμένη περιοχή, ο ανιχνευτής δίνει παλμούς διαφορετικού ύψους για σωματίδια διαφορετικής ενέργειας. Αυτή η αναλογία μεταξύ του ύψους παλμού και του αρχικού ιονισμού, μας επιτρέπει να χρησιμοποιήσουμε τον ανιχνευτή για διαχωρισμό σωματίων με διαφορετικές ενέργειες, δηλαδή, με διαφορετικές ιονιστικές ικανότητες. Όσο η τάση αυξάνεται η αναλογία καταστρέφεται και έτσι στο τελικό τμήμα της περιοχής III το ύψος του παλμού είναι ανεξάρτητο της ενέργειας του σωματίου. Η περιοχή αυτή (III) που περιλαμβάνει πολλαπλασιασμό, ενώ ταυτόχρονα υπάρχει εξάρτηση του δημιουργούμενου παλμού (αριθμός συλλεγόμενων ιόντων) από την ενέργεια του σωματίου, λέγεται **αναλογική περιοχή**.
- **Περιοχή IV:** Στην περιοχή αυτή είναι ιδιαίτερα ισχυρός, ο δευτερογενής ιονισμός,. Συνέπεια αυτού, είναι η ανεξαρτησία του ύψους του παλμού από τα χαρακτηριστικά του σωματιδίου (ανεξάρτητο της κινητικής ενέργειας, κ.λπ.). Το τελικό φορτίο, αυξάνεται με την τάση. Ο ανιχνευτής μας στην περιοχή αυτή, λειτουργεί με περιορισμένη αναλογικότητα.
- **Περιοχή V:** Το τελικό φορτίο που συλλέγεται, είναι ανεξάρτητο του αρχικού ιονισμού και της τάσης. Στην περιοχή αυτή, το κυρίαρχο φαινόμενο είναι, το φαινόμενο της χιονοστιβάδας. Εδώ, ο ανιχνευτής λειτουργεί ως **απαριθμητής Geiger-Muller**.
- **Περιοχή VI:** Πάνω από μια ορισμένη τιμή τάσης, η ενίσχυση σταματά, λόγω του **όριου Raether**. Στην περιοχή αυτή, παρατηρείται συνεχής **εκφόρτιση** με αποτέλεσμα να μην λαμβάνουμε σήμα στα ηλεκτρονικά του ανιχνευτή.



Σχήμα 42: Περιοχές λειτουργίας των ανιχνευτών αερίων.

Κλείνοντας το συγκεκριμένο κεφάλαιο, θα παραθέσουμε τις χαρακτηριστικές ιδιότητες των ανιχνευτών αερίου, οι οποίες θα μας απασχολήσουν στα επόμενα κεφάλαια, όπου θα γίνει η παρουσίαση αλλά και η μελέτη του ανιχνευτή MicroMeGaS.

4.3

Ιδιότητες ανιχνευτών αερίου

Τα κύρια χαρακτηριστικά των ανιχνευτών αερίου, που είναι, αν μπορούσαμε να χρησιμοποιήσουμε την έκφραση, «ζωτικής σημασίας», είναι επτά και παρουσιάζονται εν συντομία παρακάτω.

4.3.1 Ευαισθησία (Sensitivity)

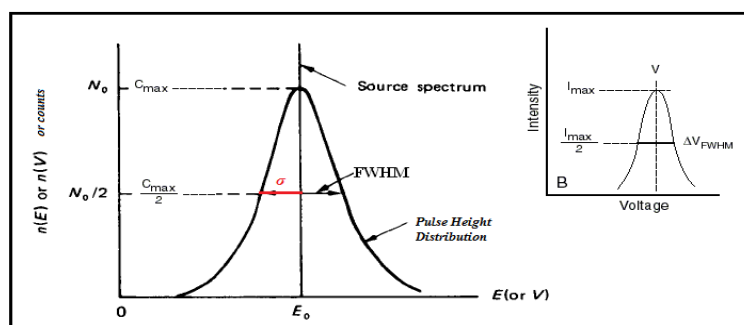
Η **ευαισθησία** (*sensitivity*) ενός ανιχνευτή, είναι η ικανότητα να δημιουργήσει χρήσιμο σήμα για μια συγκεκριμένη ακτινοβολία. Είναι συνάρτηση των στοιχείων του ανιχνευτή, όπως είναι:

- ο όγκος.
- ο ενδογενής θόρυβος.
- το προστατευτικό «παραθύρο».
- η ενεργός διατομή του υλικού.

Η ενεργός διατομή αλλά και η μάζα του ανιχνευτή, καθορίζουν την πιθανότητα της απορρόφησης μερικώς ή ολικώς της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Ο ενδογενής θόρυβος, είναι ανεξάρτητος από την πρόσπτωση ακτινοβολίας, καθορίζει όμως, το μικρότερο ποσό ιονισμού που πρέπει να προκληθεί για να έχουμε χρήσιμο σήμα. Το πάχος του προστατευτικού «παραθύρου» (ενέργειας), αποκλείει την ανίχνευση ακτινοβολιών κάτω από μία χαρακτηριστική τιμή ενέργειας, λόγω απορρόφησης.

4.3.2 Ενεργειακή Διακριτική Ικανότητα (Energy Resolution)

Η **ενεργειακή διακριτική ικανότητα** (*energy resolution*), είναι χαρακτηριστική ιδιότητα ενός ανιχνευτή και αναφέρεται στο διαχωρισμό της ενέργειας μεταξύ δύο διαφορετικών ακτινοβολιών κατά τη μέτρηση της ενέργειάς τους (E). Το μέτρο της διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή, είναι η γνωστή **τυπική απόκλιση**, σ ή το πλάτος στο μισό του μέγιστου ύψους κορυφής, **FWHM** (*Full Width Half Maximum*) της κατανομής της ενέργειας. Η γραφική παράσταση, που περιγράφει τα παραπάνω μεγέθη, φαίνεται στο παρακάτω σχήμα.



Σχήμα 43: Κατανομή Gauss, για την εύρεση της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας.

$$\frac{dN}{dE} = A \cdot e^{-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma^2}}$$

όπου,

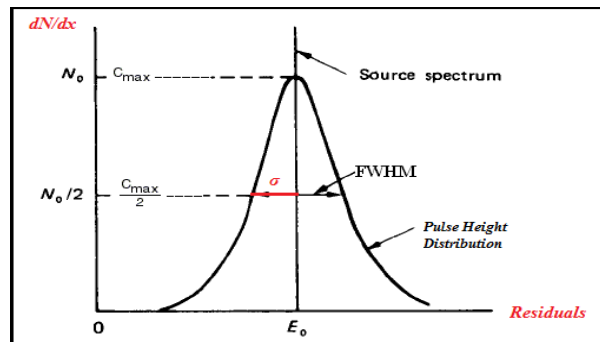
$$\sigma = \frac{FWHM}{2\sqrt{2\ln 2}}$$

ενώ η σχετική διακριτική ικανότητα, δίνεται από την σχέση:

$$\delta E = \frac{\sigma}{E_0}$$

4.3.3 Χωρική Διακριτική Ικανότητα (Spatial Resolution)

Η **χωρική διακριτική ικανότητα** ενός ανιχνευτή, είναι η δυνατότητα διαχωρισμού της θέσης μεταξύ των ιχνών που αφήνουν δύο ακτινοβολίες, οι οποίες ανιχνεύονται ταυτόχρονα από τον ανιχνευτή. Μέτρο της, είναι η **τυπική απόκλιση σ** ή το **FWHM** της κατανομής των διαφόρων ιχνών της ακτινοβολίας, από την τροχιά που προσδιορίζεται από αυτά (*residuals*). Είναι συνάρτηση, κυρίως της κατάρτησης (*granularity*) του ανιχνευτή, αλλά εξαρτάται και από άλλους ενδογενείς ή εξωγενείς παραμέτρους.



Σχήμα 44: Κατανομή Gauss, για την εύρεση της χωρικής διακριτικής ικανότητας.

4.3.4 Ανιχνευτική Ικανότητα (Detector Efficiency)

Ως **ανιχνευτική ικανότητα** ή **απόδοση** του ανιχνευτή [δες, §6.10], ορίζεται, η πιθανότητα καταγραφής ενός παλμού, όταν ένα σωματίδιο εκπέμπεται σε μια στοιχειώδη αντίδραση. Επίσης, μπορεί να οριστεί, ως το ποσοστό ανίχνευσης της προσπίπτουσας (ή εκπεμπόμενης) ακτινοβολίας στη μονάδα του χρόνου. Η **απόλυτη** ή **ολική ανιχνευτική ικανότητα** (*Absolute or Total Detection Efficiency*), δίνεται από τον παρακάτω τύπο:

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon_{int} \varepsilon_{geom}$$

όπου, ε_{int} και ε_{geom} , είναι η ενδογενής ανιχνευτική ικανότητα (*Intrinsic Detection Efficiency*) και η γεωμετρική ανιχνευτική ικανότητα (*Geometrical/Acceptance*) αντίστοιχα, του ανιχνευτή.

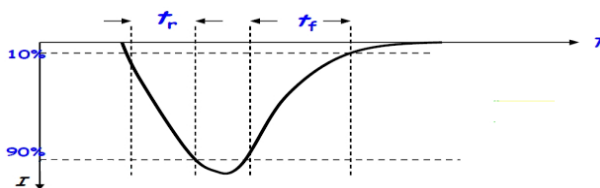
4.3.5 Γεωμετρική Αποδοχή (Solid Angle or Acceptance)

Γεωμετρική Αποδοχή (Solid Angle or Acceptance), ονομάζεται, το ποσοστό της εκπεμπόμενης ή προσπίπτουσας ακτινοβολίας που μπορεί να γίνει δεκτό από τον ανιχνευτή. Η γεωμετρική ανιχνευτική ικανότητα, μπορεί να υπολογιστεί από τη γεωμετρία του ανιχνευτή με τη βοήθεια της στερεάς γωνίας, η οποία αντιστοιχεί στην ενεργό περιοχή του ανιχνευτή, δηλαδή μπορεί να υπολογιστεί από την ακόλουθη σχέση:

$$\epsilon_{geom} = \frac{\Omega}{4\pi}$$

4.3.6 Χρόνος Απόκρισης (Response Time)

Ο **χρόνος απόκρισης**, είναι ο χρόνος που απαιτείται για να δώσει ο ανιχνευτής το ηλεκτρικό σήμα μετά την άφιξη της ακτινοβολίας. Δυο χαρακτηριστικοί χρόνοι, είναι ο χρόνος ανόδου t_r (**rise time**) και ο χρόνος καθόδου t_f (**fall time**) του παλμού, οι οποίοι λαμβάνονται στην έξοδο του ανιχνευτή. Οι χρόνοι αυτοί, εμφανίζουν ισχυρή εξάρτηση από το χρόνο απόκρισης, την ολική αντίσταση και την ολική χωρητικότητα του ανιχνευτή. Για παράδειγμα, μικρός χρόνος ανόδου, συνεπάγεται την καλή και γρήγορη λειτουργία (**χρονισμός**) του ανιχνευτικού μας συστήματος.

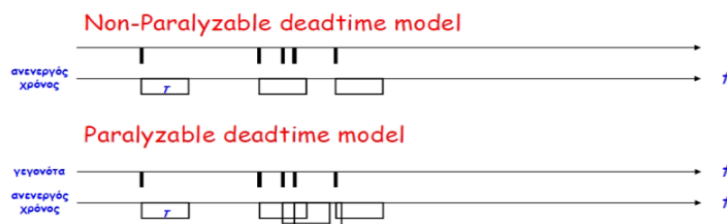


Σχήμα 45: Δυο χαρακτηριστικοί χρόνοι, είναι ο χρόνος ανόδου t_r (**rise time**) και ο χρόνος καθόδου t_f (**fall time**) του παλμού. (Το σχήμα έγινε από το Σ. Τσιγαρίδα).

4.3.7 Ανενεργός Χρόνος (Dead Time)

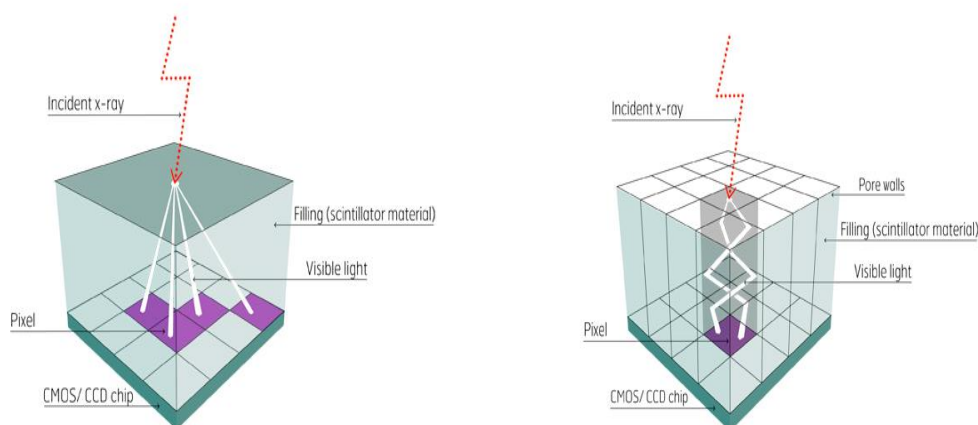
Ο **ανενεργός χρόνος**, είναι μία ενδογενής ιδιότητα του ανιχνευτή και μπορεί να επιδεινωθεί αν ο ανιχνευτής δεν είναι ικανός να επεξεργαστεί ένα γεγονός, διότι είναι απασχολημένος με ένα προηγούμενο. Αυτό το φαινόμενο, συμβαίνει στις περιπτώσεις, όπου, ο ρυθμός καταγραφής γεγονότων είναι πάρα πολύ μεγάλος. Ο ανενεργός χρόνος, βλέπουμε ότι σχετίζεται με την ικανότητα ανίχνευσης του ανιχνευτή μας. Οι πιο γνωστοί τρόποι μελέτης του ανενεργού χρόνου ενός ανιχνευτή (σχήμα 46), είναι:

a. Paralyzable deadtime model και **β. Non-Paralyzable deadtime model**



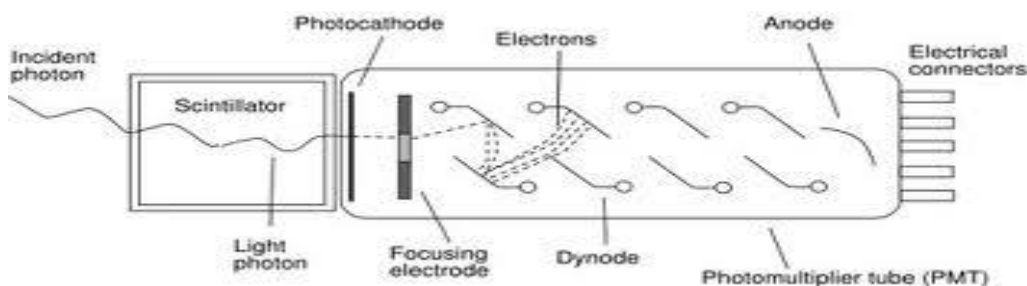
Σχήμα 46: Οι δύο κυριότεροι τρόποι μελέτης του ανενεργού χρόνου ενός ανιχνευτή. (Το σχήμα έγινε από τον Σ.Τσιγαρίδα).

Όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο περάσει μέσα από ένα σπινθηριστή (*scintillator*), διεγείρει τα άτομα του υλικού του σπινθηριστή κατά μήκος της διαδρομής του. Όταν τα διεγερμένα άτομα επιστρέψουν στη θεμελιώδη τους κατάσταση, εκπέμπουν φωτόνια. Τα φωτόνια αυτά, στη συνέχεια εισέρχονται στο φωτοπολλαπλασιαστή μέσω ενός παραθύρου. Πολλά από τα φωτόνια που παράγονται μέσα στο σπινθηριστή δε θα φτάσουν στο φωτοπολλαπλασιαστή. Αυτό όμως δεν έχει μεγάλη σημασία, καθώς ο αριθμός των φωτονίων που παράγονται από ένα διερχόμενο μόνιο σε 1cm (ή πιο σωστά σε 1cm^2) του σπινθηριστή υπολογίζεται σε $2 \cdot 10^4$ photons (σχήμα 47).



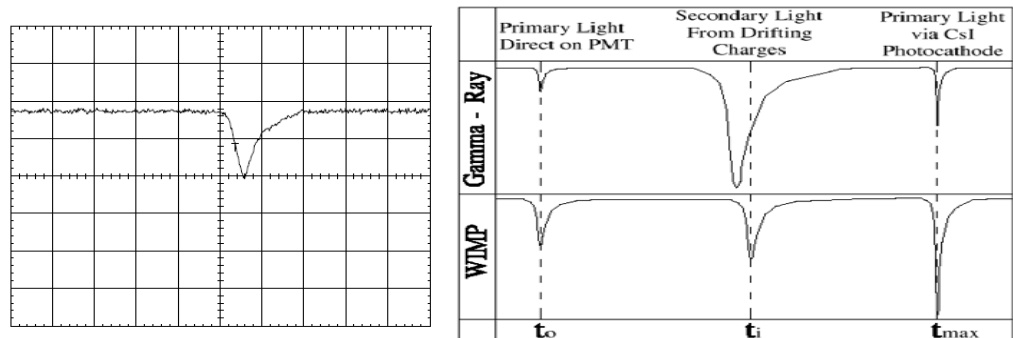
Σχήμα 45: Λειτουργία του scintillator.

Τα περισσότερα μόνια που ανιχνεύονται, διαπερνούν σχεδόν κάθετα το σπινθηριστή. Παρόλο που πολλά φωτόνια δεν φτάνουν στο παράθυρό του, ο φωτοπολλαπλασιαστής είναι τόσο ευαίσθητος που αντιλαμβάνεται ακόμη και λίγα φωτόνια. Όσον αφορά τώρα τον φωτοπολλαπλασιαστή, είναι μια συσκευή που μπορεί να μετατρέψει ένα πολύ μικρό αριθμό φωτονίων σε ένα παλμό ρεύματος. Όταν τα φωτόνια χτυπούν την κάθοδο (σχήμα 48) του φωτοπολλαπλασιαστή, παράγονται φωτοηλεκτρόνια μέσω του φωτοηλεκτρικού φαινομένου.



Σχήμα 48: Λειτουργία του φωτοπολλαπλασιαστή.

Ο φωτοπολλαπλασιαστής είναι σχεδιασμένος έτσι ώστε να πολλαπλασιάζει τον αριθμό των φωτοηλεκτρονίων έως ότου παραχθεί ένα αρκετά μεγάλο ηλεκτρικό σήμα (της τάξης των pC), το οποίο πλέον, μπορεί να ανιχνευθεί από τα ηλεκτρονικά. Αυτό το μικρό ρεύμα, μπορεί να απεικονιστεί σε ένα παλμογράφο σαν ένας αρνητικός αναλογικός παλμός τάσης με πλάτος μερικές εκατοντάδες mV και εύρος περίπου $40ns$ (σχήμα 49).



Σχήμα 49: Το χαρακτηριστικό σήμα ενός scintillator.

Για να αποκόψουμε το φως από το περιβάλλον, έτσι ώστε αυτό να μην αλλοιώνει τις μετρήσεις μας, οι σπινθηριστές καλύπτονται με μια αδιαφανή ταινία.

Ο ανιχνευτής MicroMeGaS

Κεφ. 5

Στο κεφάλαιο αυτό θα παρουσιάσουμε με μία σύντομη περιγραφή, τα επιμέρους τμήματα που συνθέτουν τον ανιχνευτή MicroMeGaS. Ακόμη, θα παρουσιαστεί ο τρόπος κατασκευής του ανιχνευτή, με βάση τόσο την τεχνική *resistive* αλλά και την τεχνική *bulk*. Η αρχή λειτουργίας του μαζί με κάποια βασικά φαινόμενα, η σωστή επιλογή του αερίου, αλλά και ένα σύντομο θεωρητικό υπόβαθρο για την «μιονική» συμπεριφορά στον ανιχνευτή MicroMeGaS, θα αποτελέσουν την κατακλείδα του θεωρητικού υποβάθρου της συγκεκριμένης εργασίας.

5.1

Ο Ανιχνευτής MicroMeGaS

Ο ανιχνευτής MicroMegas, ανήκει σε μία συγκεκριμένη κατηγορία ανιχνευτών, των ανιχνευτών αερίου. Όλοι βασίζονται στην ίδια βασική αρχή, δηλαδή, όταν ένα σωματίδιο διέρχεται από ένα αέριο, τότε θα ιονίσει τα άτομά του, δημιουργώντας με αυτόν τον τρόπο ζεύγη ιόντων ηλεκτρονίων. Ο ιονισμός αυτός, ενισχύεται και μετατρέπεται σε ηλεκτρικό σήμα. Με βάση την παραπάνω αρχή, ο ανιχνευτής MicroMegas, μπορεί να ταξινομηθεί σαν ένας *Micro-pattern gaseous detector* [30]. Για την παραγωγή ηλεκτρικού σήματος, οι ανιχνευτές βασίζονται στην ίδια αρχή λειτουργίας: Το αέριο βρίσκεται μεταξύ δύο ηλεκτροδίων στα οποία και γίνεται η συλλογή του ηλεκτρικού φορτίου. Το μοναδικό σημείο στο οποίο διαφέρουν οι ανιχνευτές, είναι η μέθοδος καταμέτρησης, ανίχνευσης, μέτρησης ή ενίσχυσης του σήματος. Εδώ θα εστιάσουμε μόνο στην τεχνολογία του ανιχνευτή MicroMegas.

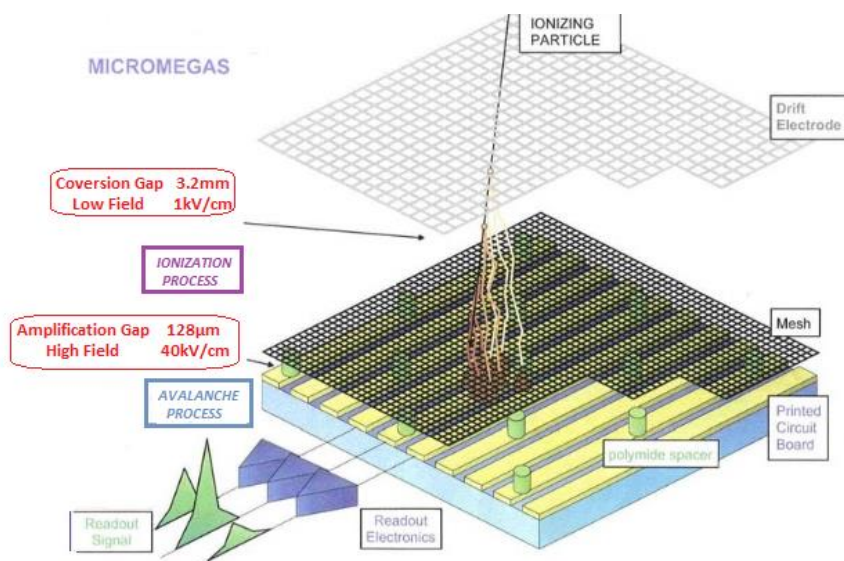
Το ακρωνύμιο MicroMegas, προέρχεται από το “**Micro Mesh Gaseous Structure**”. Η τεχνολογία των συγκεκριμένων ανιχνευτών, δημιουργήθηκε για να χρησιμοποιηθεί σε επιταχυντικές διατάξεις και σε πειράματα σωματιδιακής φυσικής. Η κατασκευή και η μελέτη του συγκεκριμένου ανιχνευτή ξεκίνησε στο CEA-Saclay από τον Ιωάννη Γιοματάρη [31], την δεκαετία του 90'. Βεβαίως, υπήρξαν πρόγονοι του MicroMegas, οι οποίοι είχαν κατασκευασθεί από τους A.Oed [32], G.Charpak και F.Sauli [33], οι οποίοι ασχολήθηκαν με τους πρώτους *MicroStrip Gaseous Chambers*. Το σύγχρονο μοντέλο του MicroMegas, που εμείς χρησιμοποιήσαμε οφείλει την ύπαρξή του στους I. Γιοματάρη – G.Charpak (1996). Τα κριτήρια που πρέπει να πληροί εν γένει ένας ανιχνευτής, είναι τα ακόλουθα: α. σταθερότητα, β. γρήγορη απόκριση ($rise\ time < 1ns$), γ. χρονική διακριτική ικανότητα ($0.2ns\ (rms)$), δ. καλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα (11%), ε. καλή χωρική διακριτική ικανότητα ($12\mu m$), στ. υψηλή απόδοση, ζ. μεγάλη ακρίβεια και τέλος η. ανθεκτικότητα στην ακτινοβολία.

5.2

Η δομή του ανιχνευτή MicroMeGaS

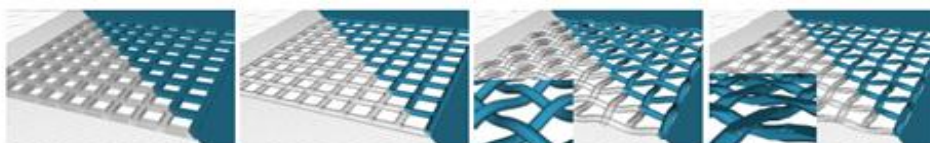
Ο ανιχνευτής MicroMeGaS, αποτελείται από δύο ηλεκτρόδια, το ηλεκτρόδιο της καθόδου, το ηλεκτρόδιο του *micromesh* και την άνοδο (*strips* ή/και *resistive strips*). Η δομή ενός τυπικού ανιχνευτή, ξεκινώντας από κάτω προς τα πάνω, αποτελείται από 180 *readout strips* (ή αν είναι δύο διαστάσεων 360) στην x-διεύθυνση (και αντίστοιχα στην y-διεύθυνση). Τα x – *strips* και αν υπάρχουν και y, έχουν συνήθως πλάτος ίσο με $150\ \mu m$ και απέχουν μεταξύ τους απόσταση ίση με $250\ \mu m$. Το *micromesh* καλύπτει μία περιοχή ίση με $10 \times 10\ cm^2$ και βρίσκεται σε απόσταση $128\ \mu m$ πάνω από την άνοδο (*readout strips*) ή τα *resistive strips* ανάλογα με την χρησιμοποιούμενη τεχνολογία. Το

micromesh, κατασκευάζεται από ανοξείδωτο ατσάλι (*stainless steel*) σε πλέξεις, *157 lines/cm*, όπου η διάμετρος της κάθε γραμμής (*line-diameter*) είναι *18 μm*. Για την αποφυγή καμπύλωσης του *mesh* και της διατήρησης της απόστασης από την άνοδο, τοποθετούνται κάποιιοι υποστηρικτικοί «πάσσαλοι» διαμέτρου *400μm*, τα *pillars* (σχήμα 50). Τα *pillars*, φτιάχνονται από το ίδιο υλικό που χρησιμοποιείται στο μονωτικό στρώμα μεταξύ των *readout* και των *resistive strips* και τοποθετούνται σε απόσταση μεταξύ τους, ίση με *2.5 mm* ως προς τον άξονα - x αλλά και ως προς τον - y. Αυτά τυπώνονται από ένα φιλμ (*photoresistive polyamide film*) με τη μέθοδο της συμβατικής λιθογραφίας πάνω σε εποξικό υπόστρωμα (*epoxy*). Το πάχος του φιλμ καθορίζει και το βάθος της περιοχής ενίσχυσης.



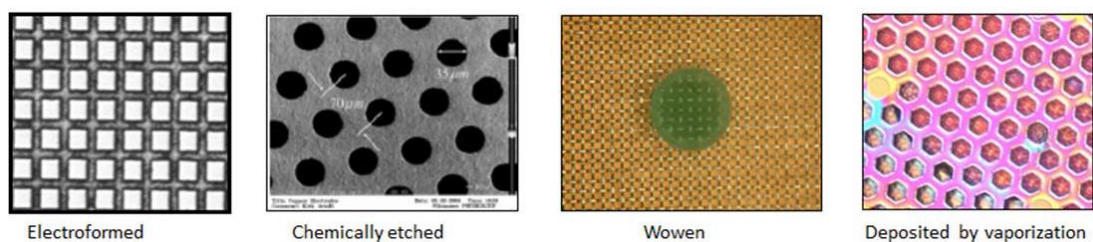
Σχήμα 50: Σχηματική απεικόνιση της αρχής λειτουργίας του ανιχνευτή MicroMeGaS.

Το ηλεκτρόδιο της καθόδου (*138 wires/cm*, *line-diameter 22μm*), είναι και αυτό κατασκευασμένο στα πρότυπα του *micromesh*, από ανοξείδωτο ατσάλι (*stainless steel mesh*), το οποίο τοποθετείται σε απόσταση *5mm* πάνω από το *mesh*. Στο επόμενο σχήμα (σχήμα 51) φαίνεται μία τυπική διάταξη πλέγματος, είτε αναφερόμαστε στο *micromesh* (*amplification mesh*) είτε στην κάθοδο (*drift mesh*).



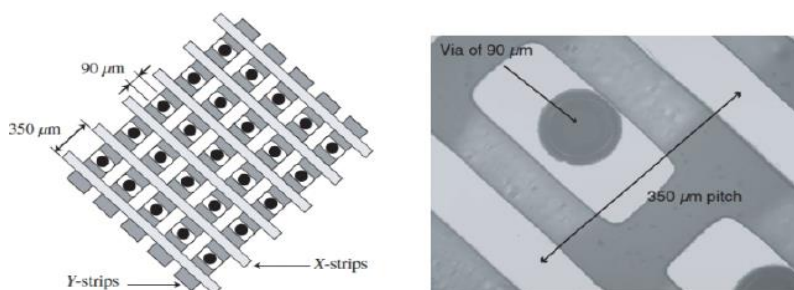
Σχήμα 51: Διαφορετικά είδη micromesh. Rectangular, cylindrical, woven και calendered.[34]

Μέχρι στιγμής έχουν αναπτυχθεί πολλές τεχνικές για την κατασκευή του *mesh*. Το *mesh*, μπορεί να είναι από, Νικέλιο (*Nickel*), Χαλκό (*copper*), ανοξείδωτο Ατσάλι (*stainless steel*), Αλουμίνιο (*aluminium*)... αλλά και Χρυσό (*gold*) ή Τιτάνιο (*titanium*). Στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 52) φαίνονται οι διάφορες τεχνικές κατασκευής του *mesh*.



Σχήμα 52: Οι διάφορες τεχνικές κατασκευής ενός mesh.[35]

Τα *strips*, μπορούν να έχουν οποιοδήποτε σχήμα. Μπορούν να έχουν μορφή λωρίδων, ώστε να παίρνουμε χωρικές πληροφορίες μόνο για τον ένα άξονα, ή να έχουν μορφή *pixels* και να παίρνουμε πληροφορίες και για τους δύο άξονες X-Y [35],[36]. Έχουν κατασκευαστεί *strips* σε διάφορες μορφές ανάλογα με τις ανάγκες του εκάστοτε πειράματος και τη χρήση του ανιχνευτή. Μια ενδεικτική μορφή των *strips* ενός MicroMegs για ανάγνωση στο X-Y επίπεδο, φαίνεται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 53)[37].



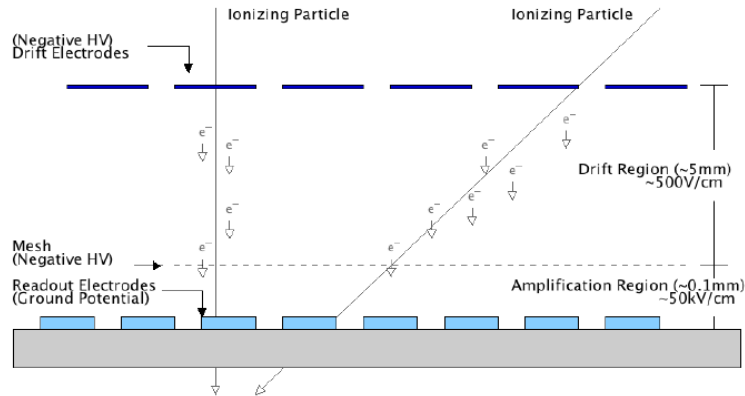
Σχήμα 53: Τα strips ενός Micromegas για ανάγνωση το X-Y επίπεδο

5.3

Αρχή λειτουργίας του ανιχνευτή MicroMeGaS

Η αρχή λειτουργίας ενός ανιχνευτή MicroMeGaS, είναι εν γένει πολύ απλή. Η ενεργός περιοχή του ανιχνευτή, χωρίζεται σε δύο επιμέρους περιοχές από ένα πολύ λεπτό πλέγμα, το *micromesh*, το οποίο έχει πάχος συνήθως, $30\mu m$. Στην μία περιοχή, γίνεται η μετατροπή και η ολίσθηση των πρωταρχικών προϊόντων ιονισμού (ζεύγη ηλεκτρονίων – ιόντων) και ονομάζεται, *περιοχή μετατροπής (conversion region* ή *conversion gap*) και το πάχος του κυμαίνεται από $3 - 5mm$. Η δεύτερη περιοχή είναι συνήθως πιο στενή, της τάξεως των $50 - 150\mu m$. Εδώ, λαμβάνει χώρα η ενίσχυση και ο πολλαπλασιασμός των ιονιστικών φορέων και ονομάζεται, *περιοχή ενίσχυσης (amplification region)*. Το πεδίο της περιοχής ενίσχυσης, είναι συνήθως της τάξης των $40-70kV/cm$ και δημιουργείται με την εφαρμογή ενός δυναμικού μερικών εκατοντάδων Volts μεταξύ του mesh και της ανόδου. Η άνοδος, όπως αναφέραμε παραπάνω, μπορεί είτε να είναι ένα ενιαίο κομμάτι (*pad*) είτε να είναι χωρισμένη σε λωρίδες (*strips*). Ένα φορτισμένο σωματίδιο το οποίο διέρχεται μέσα από ένα μέσο, ιονίζει τα άτομα του μέσου δημιουργώντας τα πρωταρχικά ζεύγη ηλεκτρονίων – ιόντων. Το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή μετατροπής ($\sim 600V/cm$ έως $\sim 1kV/cm$), κατευθύνει τα μεν ηλεκτρόνια προς την περιοχή ενίσχυσης και τα δε ιόντα προς την κάθοδο. Μόλις φτάσουν στην περιοχή του *micromesh*, λόγω του πολύ ισχυρού πεδίου στην περιοχή ενίσχυσης ($\sim 50kV/cm$), τα πρωταρχικά ηλεκτρόνια που θα περάσουν από το *micromesh* σε

αυτή, κερδίζουν ενέργεια από το πεδίο, με αποτέλεσμα να ιονίζουν περαιτέρω το αέριο δημιουργώντας με αυτόν τον τρόπο, το φαινόμενο της χιονοστιβάδας (*avalanche*), δηλαδή, έναν καταρρακτώδη φορτίου, το οποίο θα συλλεχθεί από την άνοδο. Η σχηματική απεικόνιση της αρχής λειτουργίας ενός ανιχνευτή MicroMeGaS, φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα (σχήμα 54).

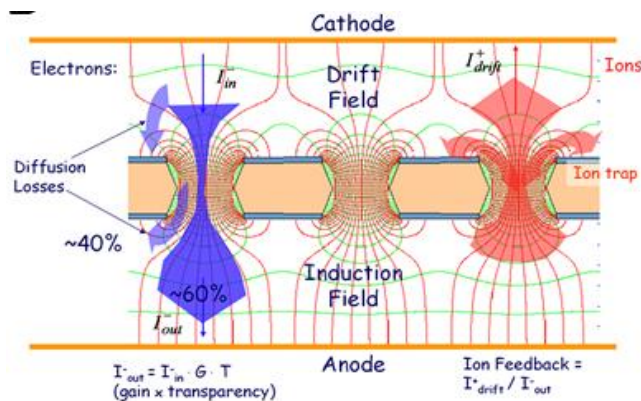


Σχήμα 54: Η αρχή λειτουργίας του ανιχνευτή MicroMeGaS.

Ο πολλαπλασιασμός των ηλεκτρονίων που λαμβάνει χώρα μεταξύ της ανόδου και του *mesh*, είναι της τάξης των 10^5 , δηλαδή, ένα πρωταρχικό ηλεκτρόνιο θα προκαλέσει περίπου 10^5 ιονισμούς. Σαν συνέπεια αυτού, ο πολλαπλασιασμός του φορτίου γίνεται πολύ κοντά στην επιφάνεια της ανόδου. Εκτός από τα ηλεκτρόνια, δημιουργούνται και ιόντα, τα οποία με τη σειρά τους κινούνται, με μικρότερες ταχύτητες, προς το *mesh*. Τα ηλεκτρόνια όπως έχει αναφερθεί σε προηγούμενο κεφάλαιο [δες, Κεφ. 3], κινούνται με ταχύτητες της τάξεως των $5\text{cm}/\mu\text{s}$ (ή $20\text{mm}/\text{ns}$). Το σήμα, δημιουργείται, λόγω της κίνησης των φορτισμένων σωματιδίων.

Τα ηλεκτρόνια, επειδή ταξιδεύουν μόνο σε ένα μικρό τμήμα του ανιχνευτή, συμβάλλουν κατά ένα μικρό ποσοστό στο σήμα, με αποτέλεσμα το μεγαλύτερο ποσοστό συνεισφοράς σε αυτό να οφείλεται στην κίνηση των ιόντων! Οι κινήσεις αυτές, τείνουν να δημιουργήσουν ένα ηλεκτρικό πεδίο και κατ' επέκταση ένα ηλεκτρικό ρεύμα στην άνοδο. Αυτό μπορεί να κατανοηθεί με τη βοήθεια του θεωρήματος του Ramo (*Ramo's theorem*) [38].

Μία σημαντική δυσκολία στον ανιχνευτή μας, είναι να καταστήσουμε το *mesh* διαπερατό (*transparent*), για τα ηλεκτρόνια. Συνεπώς, πρέπει να διαλέξουμε το λόγο μεταξύ των ηλεκτρικών πεδίων των περιοχών μετατροπής και ενίσχυσης, τέτοιο ώστε, να έχουμε διαπερατό *mesh*. Αυτό που θέλουμε να επιτύχουμε, με τον κατάλληλο λόγο πεδίων, είναι το "*funnel effect*" των ηλεκτρικών δυναμικών γραμμών. Στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 55), παρουσιάζεται το φαινόμενο *funnel*.



Σχήμα 55: Το φαινόμενο *funnel* των ηλεκτρικών δυναμικών γραμμών.

Τα πλεονεκτήματα του ανιχνευτή MicroMeGaS, πηγάζουν από το μέγεθος της περιοχής ενίσχυσης αλλά και από τα ηλεκτρικά πεδία που εφαρμόζονται εκατέρωθεν του *mesh*, τα οποία εξαρτώνται από την απόσταση των «οπών» του *mesh* (*pitch*). Όταν το εύρος της περιοχής ενίσχυσης είναι μικρό, τότε το μέγεθος της χιονοστιβάδας (*electron avalanche*), θα είναι μικρό και κατ' επέκταση ο χρόνος ανόδου (*rise time*) του σήματος που λαμβάνουμε στην άνοδο θα είναι πολύ μικρός (πολλαπλασιαστικός παράγοντας $\sim 10^4$ σε 2ns). Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα, να έχουμε πολύ καλή χωρική (*spatial resolution*) και χρονική διακριτική ικανότητα (*time resolution*) ανιχνευτή. Η ακρίβεια της χωρικής διακριτικής ικανότητας που έχει επιτευχθεί είναι στα 12 μ m, καθώς η χρονική διακριτική ικανότητα έχει φτάσει στο εύρος των ns, όπως έχουν μετρηθεί σε πολλά πειράματα.

Ξεκινώντας από τη χιονοστιβάδα, η οποία δημιουργείται σε μία περιοχή μερικών μ m, πάνω από την άνοδο, τα ιόντα «ταξιδεύουν» μέσα στην περιοχή ενίσχυσης προς το *mesh*. Αυτό το γρήγορο σήμα και η συλλογή των ιόντων στο *mesh*, διατηρούν στα πειράματα, υψηλό ρυθμό γεγονότων. Το παραπάνω σχήμα (σχήμα 54), μας δείχνει δύο εισερχόμενα σωματίδια, το ένα να εισέρχεται σε γωνία 45° και το άλλο 90°, με την επιφάνεια των ηλεκτροδίων. Τα δύο αυτά σενάρια, μπορούν να διακριθούν από το σήμα των *readout strips*. Καθώς το κάθετα εισερχόμενο σωματίδιο θα προκαλέσει σήμα μόνο σε ένα *readout strip*, ενώ το δεύτερο θα προκαλέσει ένα χρονικά εξαρτώμενο σήμα σε αρκετά *readout strips*.

Οι ιδιότητες και τα πλεονεκτήματα του ανιχνευτή MicroMeGaS, έχουν οδηγήσει στη χρησιμοποίησή του σε πολλά πειράματα. Επίσης, ο συγκεκριμένος ανιχνευτής έχει αποδείξει την αξία του σε πειράματα σωματιδιακής φυσικής και χρησιμοποιείται ακόμη και σε πειράματα νετρίνο χαμηλών ενεργειών, όπως είναι η ταλάντωση των νετρίνο, η μαγνητική ροπή των νετρίνο αλλά και της διερεύνησης της υπέρξενος αξιονίων (*axions*) αλλά και σκοτεινής ύλης (*dark matter WIMPs*).

Περιορισμοί στη χρήση του ανιχνευτή MicroMeGaS, εμφανίζονται σε πειράματα με γεγονότα εναπόθεσης υψηλών ενεργειών. Αυτά τα γεγονότα, μπορούν να προκαλέσουν ηλεκτρικές εκκενώσεις ή *Sparks* [39],[40], με αποτέλεσμα να περιορίζεται η ικανότητα (*rate capability*) του ανιχνευτή. Τα *Sparks*, εμφανίζονται όταν η συγκέντρωση του τοπικού ηλεκτρικού φορτίου ξεπεράσει το όριο Raether [41],[42]. Όταν ένα *spark*, λαμβάνει χώρα, τότε οδηγεί σε εκφόρτιση του *mesh*. Για ένα πείραμα σε ισχύ, αυτό μεταφράζεται σε *νεκρό χρόνο* (*dead time*), το οποίο οφείλεται κυρίως στην αναπροσαρμογή του δυναμικού του *mesh*, το οποίο μπορεί να διαρκέσει έως και 1ms, ανάλογα από το εφαρμοζόμενο δυναμικό (*power supply*). Ακόμη, αν το φορτίο που θα ελευθερωθεί σε ένα *spark* είναι μεγάλο, τότε μπορεί να προκληθεί καταστροφή των ηλεκτρονικών του ανιχνευτή μας, με αποτέλεσμα την αναγκαιότητα προστασίας του ανιχνευτή. Το υλικό του ανιχνευτή, πρέπει να είναι ανθεκτικό στην ακτινοβολία αλλά και στην ενέργεια που απελευθερώνεται από τα *sparks*, τα οποία μπορούν να είναι καταστρεπτικά για την άνοδο αλλά και για το *mesh*, αντίστοιχα. Συνεπώς, για να προσεγγίσουμε το συγκεκριμένο πρόβλημα, δηλαδή, την αποφυγή υψηλών συγκεντρώσεων φορτίου, είτε θα γίνει διάχυση του φορτίου είτε θα ζήσουμε με αυτό και θα κάνουμε τους ανιχνευτές μας «αναίσθητους» στα *sparks*.

Το συγκεκριμένο πρόβλημα, έχει μελετηθεί και έχουν βρεθεί διάφορες τεχνικές για την επίλυση των παραπάνω προβλημάτων [43],[44]. Σε αυτό το σημείο παρουσιάζονται οι δύο κυρίαρχες ιδέες που μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την ενίσχυση της προστασίας των ανιχνευτών.

A. Τμηματοποίηση του *mesh*:

Αν χωρίσουμε το *mesh* σε τμήματα, τότε η χωρητικότητα του ανιχνευτή χωρίζεται στα επιμέρους τμήματα, με αποτέλεσμα το ηλεκτρικό φορτίο να μειώνεται σε κάθε ένα τμήμα. Αν τώρα έχουμε

ένα *spark*, τότε το φορτίο που θα απελευθερωθεί θα είναι μικρότερο. Αυτό μεταφράζεται, ως μείωση του νεκρού χρόνου του ανιχνευτή αλλά και μείωση της έκθεσης των ηλεκτρονικών του σε μεγάλα φορτία, τα οποία μπορούν να τον καταστρέψουν. Ακόμη, η *νεκρή ζώνη* (*dead zone*), παίρνει «τοπική» μορφή, μιας και η εκφόρτιση (*spark*) λαμβάνει χώρα σε ένα συγκεκριμένο τμήμα του *mesh*. Η τμηματοποίηση του *mesh*, είναι μία καλή λύση για την προστασία του ανιχνευτή μας, διότι μειώνει και περιορίζει τοπικά τον νεκρό χρόνο.

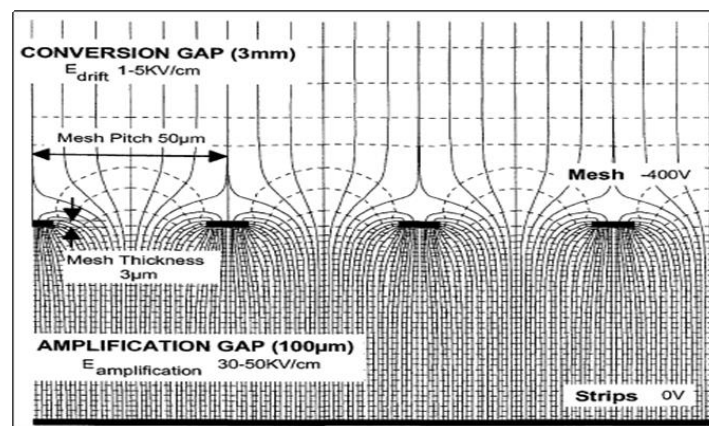
B. Resistive anode strips:

Ένας δεύτερος τρόπος αποφυγής, της συγκεντρώσεως μεγάλου ποσού φορτίου σε συγκεκριμένο σημείο του ανιχνευτή, είναι η διάχυση (*spreading*) του. Ένας τρόπος για να επιτύχουμε διάχυση του φορτίου είναι η δημιουργία μίας ανθεκτικής ανόδου (*resistive anode*), η οποία μπορεί να γίνει με τη προσθήκη ενός συνεχούς RC – κυκλώματος (*RC circuit*) στην κορυφή της ανόδου (*pad*). Η ανθεκτική αυτή άνοδος, στην αρχή θα μειώσει την πιθανότητα ανάπτυξης *sparks* και μετά θα μειώσει την πτώση τάσης και κατ' επέκταση τον νεκρό χρόνο. Υπάρχουν διάφορες τεχνικές για να επιτύχουμε την ανθεκτικότητα της ανόδου του ανιχνευτή. Η πιο διαδεδομένη τεχνική, είναι η εισαγωγή ενός ανθεκτικού *pad* ή ανθεκτικών *strips* (*resistive strips*) ή μέσω της *bulk* τεχνικής, οι οποίες θα παρουσιαστούν αναλυτικά σε επόμενες παραγράφους.

5.4

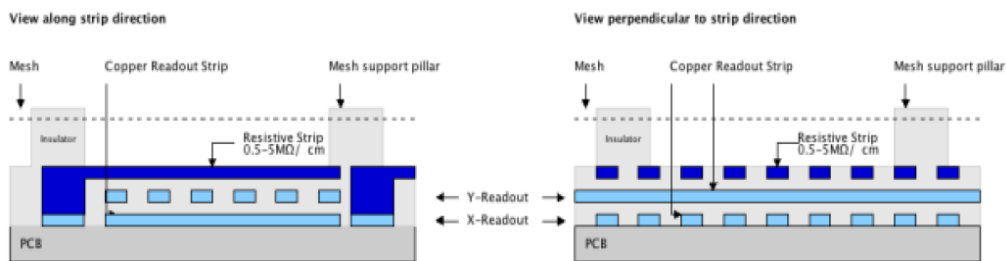
Διαμόρφωση ηλεκτρικού πεδίου

Μια αναλυτική περιγραφή της διαμόρφωσης του ηλεκτρικού πεδίου και των αρχών που τη διέπουν, μπορεί να βρεις κανείς σε διάφορες μελέτες [45],[46]. Το ηλεκτρικό πεδίο, πρέπει να είναι ομογενές στην περιοχή μετατροπής αλλά και στην περιοχή πολλαπλασιασμού. Αυτό μπορεί να γίνει εύκολα με την βοήθεια του *mesh*, αρκεί να χρησιμοποιηθεί σαν ενδιάμεσο ηλεκτρόδιο. Το ηλεκτρικό πεδίο είναι βεβαίως «παραμορφωμένο» στην περιοχή εκατέρωθεν του *mesh*. Η γνώση του σχήματος των δυναμικών γραμμών του ηλεκτρικού πεδίου κοντά στο *mesh*, είναι θεμελιώδης τόσο για την λειτουργία του ανιχνευτή μας όσο και για την αποδοτικότητα της καλής διαβάσεως των ηλεκτρονίων από το *mesh*. Ακόμη, μας ενδιαφέρει η «εκκένωση» της περιοχής πολλαπλασιασμού από τα παραγόμενα ιόντα. Στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 56), παρουσιάζεται το προφίλ των δυναμικών γραμμών των ηλεκτρικών πεδίων εκατέρωθεν του *mesh*.



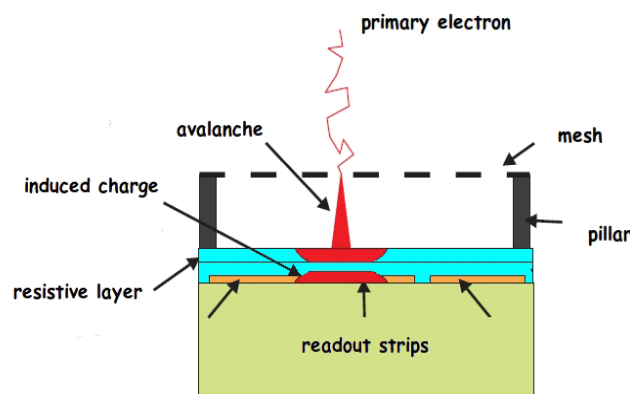
Σχήμα 56: Οι δυναμικές γραμμές του ηλεκτρικού πεδίου στο χώρο του *mesh*.

Η πολύ στενή περιοχή πολλαπλασιασμού σε συνδυασμό με το υψηλό ηλεκτρικό πεδίο που εφαρμόζεται σε αυτή, αποτελούν πηγή εμφάνισης ηλεκτρικών εκκενώσεων, *sparks*. Τα *sparks*, μπορούν να προκαλέσουν καταστροφές στον ανιχνευτή είτε στον περιβάλλοντα χώρο, στο *mesh*, στα τοιχώματα αλλά και στα ηλεκτρονικά του. Ακόμη, μπορεί να προκαλέσουν όπως είπαμε και μεγάλους νεκρούς χρόνους (*dead time*). Τα προαναφερθέντα μειονεκτήματα, ξεπεράστηκαν πρόσφατα με την εξέλιξη της τεχνολογίας *spark resistant MicroMeGaS* [47]. Σε αυτή την τεχνική, τα *readout strips* καλύπτονται με ένα ανθεκτικό μονωτικό στρώμα. Το συγκεκριμένο στρώμα, είναι μία πολύ λεπτή «αλόη» (~MΩ/cm). Έχει την ίδια γεωμετρία με τα *readout strips* (σχήμα 57). Αυτή η ανομοιομορφία, γίνεται για να μειωθεί η διάχυση φορτίου σε πολλά *strips*. Έχει επιβεβαιωθεί από πολλές μελέτες ότι αυτή η τεχνική θωρακίζει τον ανιχνευτή μας καθιστώντας τον ανθεκτικό στις ηλεκτρικές εκκενώσεις, ακόμη και σε περιβάλλον με υψηλή ροή γεγονότων [48].



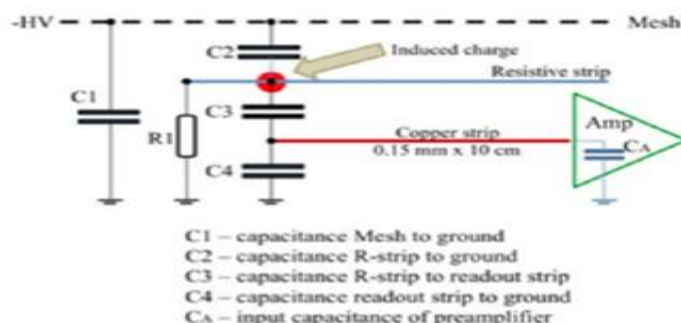
Σχήμα 57: Αναπαράσταση της μεθόδου «*spark protected MicroMeGaS*», σε διδιάστατο *layout*. Οψη κατά μήκος της *x*- (left) και της *y*-διευθύνσεως (right). Τα *resistive strips* καλύπτουν μόνο το πάνω κομμάτι του *readout-layer*, καθώς το δεύτερο *readout-layer*, χωρίζεται από μονωτικό υλικό. Αυτό το στρώμα εξασφαλίζει την σταθερότητα της προστασίας από τα *sparks*.

Άλλη μία αλλαγή με βάση την διάταξη των *resistive strips*, είναι η ανάγνωση του σήματος, η οποία δεν γίνεται απευθείας από τα *readout strips*. Πρώτα, συλλέγεται το φορτίο από τα *resistive strips*, δηλαδή, το φορτίο κατανέμεται στην πάνω πλευρά του *resistive layer*, ενώ στην κάτω πλευρά του έχουμε την επαγωγή φορτίου ειδώλου. Το επαγόμενο φορτίο είναι αυτό που συλλέγεται από τα *readout strips*, με αποτέλεσμα να έχουμε σήμα στα ηλεκτρονικά μας. Συνοπτικά, ο μηχανισμός αυτός, φαίνεται στην παρακάτω εικόνα (σχήμα 58).



Σχήμα 58: Αρχή λειτουργίας ενός *resistive MicroMegas*.

Βλέπουμε ότι, το ηλεκτρικό σήμα παράγεται μέσω ταιριάσματος των χωρητικοτήτων (*capacitive coupling*) των *resistive strips* και των *readout strips*. Το μονωτικό στρώμα, παίζει το ρόλο του διηλεκτρικού ενός πυκνωτή. Για το λόγο αυτό κάποιος θα μπορούσε να σχεδιάσει ένα ισοδύναμο κύκλωμα [49], της διάταξης του ανιχνευτή MicroMeGaS (σχήμα 59).



Σχήμα 59: Ηλεκτρικό ισοδύναμο κύκλωμα ενός *resistive micromegas* (σχήμα από τον Rui de Oliveira, CERN.)

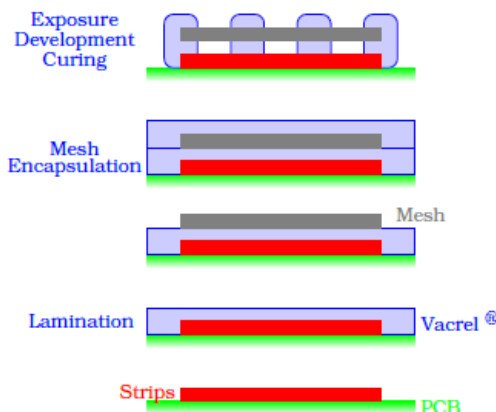
Η βασική διάταξη του MicroMeGaS, μπορεί εύκολα να μετατραπεί σε δισδιάστατη, όπως φαίνεται από το παραπάνω σχήμα (σχήμα 59). Τα *readout strips* στην x - διεύθυνση τοποθετούνται παράλληλα με τα *resistive strips*, καθώς τα *readout strips* στην y - διεύθυνση τοποθετούνται κάθετα. Όλα τα *strips*, χωρίζονται από το ίδιο μονωτικό στρώμα και όπως και πριν το σήμα από τα *readout strips* είναι πλέον χωρητικά ταιριασμένο (*capacitively coupled*) με αυτό από τα *resistive strips*. Συνεπώς, περιμένουμε το σήμα από τα x - *strips*, να είναι μικρότερο από αυτό των y - *readout strips*, λόγω της μεγάλης απόστασης από τα *resistive strips* αλλά και από **φαινόμενα screening** (*screening effects*). Για να διασφαλίσουμε ότι, το φορτίο που φτάνει και στα δύο *strips* (x και y) είναι της ίδιας τάξης μεγέθους, τα χαμηλότερα *strips* πρέπει να είναι πιο πλατιά.

5.6

Η τεχνική *bulk* - MicroMeGaS

Ένα σημαντικό βήμα στην εξέλιξη του ανιχνευτή MicroMeGaS, επιτεύχθηκε το 2006 και είναι γνωστό, ως τεχνολογία *bulk* - *MicroMeGaS*. Η συγκεκριμένη τεχνολογία επιτρέπει την βιομηχανική πλέον παραγωγή του ανιχνευτή σε μεγάλα μεγέθη και βασίζεται στην τεχνολογία *printed board*, η οποία μας επιτρέπει την εγκατάσταση του μεταλλικού *mesh* με ακρίβεια σε συγκεκριμένη απόσταση από τα ηλεκτρονικά ανάγνωσης (*readout electronics*). Ας δούμε λίγο πιο αναλυτικά την συγκεκριμένη διαδικασία. Η κυρίαρχη ιδέα αυτής της τεχνικής, συνίσταται στον περιορισμό του *micromesh* σε ένα φωτοπολυμερές, συγκεκριμένων χαρακτηριστικών ιδιοτήτων, όπως είναι η μηχανική, η ηλεκτρική αλλά και η χημική αντοχή. Το φωτοπολυμερές αυτό, ονομάζεται, *Vacrel*. Ο περιορισμός αυτός, επιτυγχάνεται με τη διαδικασία της στρωματοποίησης (*lamination*), κατά την οποία η δημιουργία του συγκεκριμένου υλικού, γίνεται σε στρώσεις. Αυτή η τεχνική, μας εξασφαλίζει την μηχανική αντοχή του εκάστοτε υπό κατασκευή υλικού. Αφού έχει φτιαχτεί το πρώτο κομμάτι, τοποθετείται το *micromesh*, πάνω στο οποίο τοποθετείται με τον ίδιο τρόπο ένα δεύτερο κομμάτι από το ίδιο φωτοπολυμερές. Η διαδικασία αυτή ονομάζεται, *encapsulation*. Αφού κλείσαμε το *micromesh* στην κάψουλα του φωτοπολυμερούς, εκθέτουμε την κάψουλα σε ακτινοβολία (*exposure*) με σκοπό τον σχηματισμό των *pillars*, τα οποία όπως έχουμε αναφέρει στηρίζουν το *micromesh*. Ολοκληρώνουμε την διαδικασία αυτή, με την σκλήρυνση και τον

πολυμερισμό των στρωμάτων (*layers*) του *Vacrel*. Μία πιο εκτενή αναφορά για την συγκεκριμένη τεχνολογία μπορεί κάποιος να βρει σε διάφορες μελέτες [50].



Σχήμα 60: Η τεχνική bulk. (Το σχήμα έγινε από τον Θάνο Σταματόπουλο).

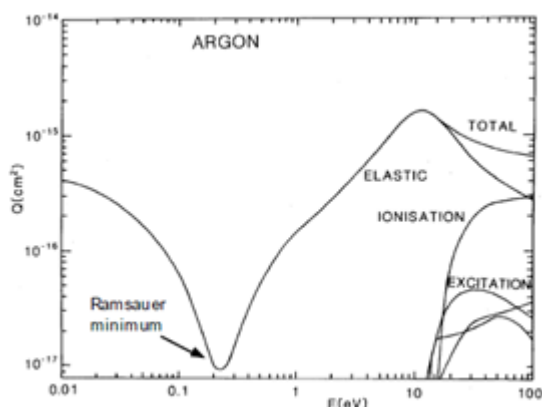
Στους ανιχνευτές σωματιδίων, χρησιμοποιείται μίγμα αερίων του οποίου το ένα συστατικό είναι ευγενές αέριο. Η επιλογή του ευγενούς αερίου, οφείλεται στο γεγονός ότι, τα ευγενή αέρια δε συλλαμβάνουν τα ελεύθερα ηλεκτρόνια, δηλαδή, δεν είναι ηλεκτραρνητικά. Το αέριο, πρέπει να πληροί συγκεκριμένες προϋποθέσεις. Δηλαδή, πρέπει να είναι «γρήγορο», έτσι ώστε ένα γεγονός να μπορεί αναμφίβολα να συσχετιστεί με την προσπίπτουσα δέσμη, η οποία μας οδηγεί στον συμβιβασμό του να έχουμε, υψηλή ταχύτητα ολίσθησης και μεγάλο αριθμό στατιστικών πρωταρχικών ιονισμών. Η ταχύτητα ολίσθησης, ιδανικά, θα είναι κορεσμένη ή θα εμφανίζει μικρές διακυμάνσεις με την μεταβολή του ηλεκτρικού και του μαγνητικού πεδίου.

Το μίγμα του αερίου μας, θα πρέπει να είναι καλά προστατευμένο, μέσω της τεχνικής του *quenching*, λόγω της δράσης δευτερευόντων φαινομένων, όπως είναι τα εκπεμπόμενα φωτόνια, αλλά και από φαινόμενα πεδίου (*field emission*). Σκοπός της συγκεκριμένης τεχνικής είναι η σταθερότητα της ενίσχυσης του αερίου (*gas gain*), η οποία θα είναι καλά διαχωρισμένη από το θόρυβο που προέρχεται από τα ηλεκτρονικά του ανιχνευτή. Η γρήγορη σχετικά κινητικότητα των ιόντων, διαλέγεται με σκοπό την αναχαίτιση των φαινομένων φορτίου χώρου (*space charge effects*) αλλά και στο να έχουμε μικρή συνεισφορά από *φαινόμενα E×B* (*E×B effects*).

Τα αέρια *Ar*, *Kr* και *Xe* έχουν μικρό δυναμικό ιοντισμού και γι' αυτό προτιμούνται. Επειδή το *Ar* είναι φθηνότερο, χρησιμοποιείται στις περισσότερες των περιπτώσεων, εκτός αν απαιτούνται και άλλα χαρακτηριστικά, όπως για παράδειγμα, μεγάλος ατομικός αριθμός, οπότε επιλέγεται το *Xe*. Ένας ανιχνευτής με μοναδικό αέριο το *Ar*, δεν μπορεί να δώσει ενίσχυση αερίου μεγαλύτερη από $10^3 - 10^4$. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι, τα διεγερμένα άτομα του *Ar* και των άλλων ευγενών αερίων που χρησιμοποιούνται, αποδιεγείρονται με εκπομπή φωτονίου ενέργειας μεγαλύτερης από το δυναμικό ιοντισμού του μετάλλου της ανόδου ή καθόδου. Για το *Ar* η ενέργεια φωτονίου είναι $11.6eV$, δεδομένου ότι το έργο εξαγωγής του μετάλλου, αν πρόκειται για χαλκό είναι $7.7eV$, τα φωτόνια αποσπών από το μέταλλο ηλεκτρόνια (φωτοηλεκτρικό φαινόμενο) και αυτά δημιουργούν νέους ιοντισμούς, οπότε (ακόμη και για ασθενή ηλεκτρικά πεδία) δημιουργούνται

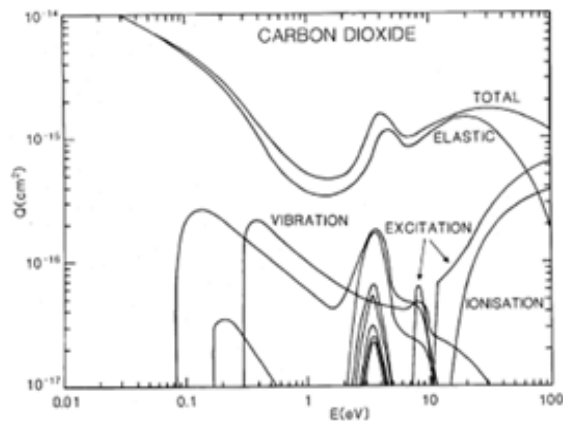
συνεχώς χιονοστιβάδες. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα, ο ανιχνευτής να διαρρέεται συνέχεια από ρεύμα χωρίς να μπορεί να αυξηθεί η ενίσχυση του.

Όταν τα ηλεκτρόνια κινούνται εντός ηλεκτρικού πεδίου, διατηρούν μία σταθερή ενεργειακή κατανομή, αρκεί η ενέργεια που κερδίζουν στην μονάδα της μέσης ελεύθερης διαδρομής να είναι μικρή συγκρινόμενη με την ενέργεια που έχουν. Η μεταφερόμενη ορμή σε κάθε σύγκρουση δεν είναι σταθερή, κυρίως στις διεγέρσεις και στους ιονισμούς, ενώ η σύγκρουση μεταξύ ηλεκτρονίων και ατόμων προκαλεί τη μεγαλύτερη ενεργειακή απώλεια. Ηλεκτρόνια με ενέργειες κοντά στο **ελάχιστο Ramsauer**, στο Αργό (σχήμα 61) για παράδειγμα, είναι $0.23eV$, έχουν μεγάλες τιμές μέσης ελεύθερης διαδρομής, με αποτέλεσμα να κερδίζουν μεγαλύτερη ενέργεια πριν συγκρουστούν ξανά με τα άτομα του αερίου.



Σχήμα 61: Οι ενεργές διατομές των συγκρούσεων των ηλεκτρονίων στο Αργό.

Για την αποφυγή αυτού του φαινομένου, προστίθεται μικρή ποσότητα πολυατομικού αερίου στον ανιχνευτή (ως δεύτερο συστατικό). Σε αντίθεση με τα ευγενή αέρια, τα πολυατομικά, τα μοριακά και τα οργανικά αέρια εμφανίζουν ενεργειακές στάθμες ταλάντωσης (*vibration excited states*) και περιστροφής (*rotation excited states*). Οι πιθανότητες των συγκεκριμένων μηχανικών διεγέρσεων, μπορούν να γίνουν σημαντικές όσο και οι ηλεκτρονικές διεγέρσεις. Μπορούν να απορροφήσουν φωτόνια σε μια ευρεία περιοχή ενεργειών, χωρίς μάλιστα να αποδιεγείρονται μέσω εκπομπής φωτονίων (**UV-photons**). Η ενέργεια διέγερσής τους, μπορεί να απορροφάται με άλλους τρόπους, για παράδειγμα, μέσω σκεδάσεων με άλλα μόρια ή μέσω διαφόρων χημικών διεργασιών. Ο ακριβής μηχανισμός αυτών των διεργασιών είναι πολύπλοκος και τα μόρια μπορούν να βρεθούν σε μία τελική κατάσταση πολύ διαφορετική από την θεμελιώδη. Η ενεργός διατομή, για παράδειγμα του CO_2 , φαίνεται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 62). Είναι φανερό ότι αυτές οι συγκρούσεις, λαμβάνουν χώρα σε μικρές ενέργειες, της τάξης των $0.1 - 1eV$, συγκρινόμενες με τις συγκρούσεις ιονισμού και διεγέρσεως. Η ενεργός διατομή των ταλαντωτικών και των περιστροφικών διεγέρσεων, προκαλεί μία αρκετά μεγάλη μέση ενεργειακή απώλεια με αποτέλεσμα, η μέση ενέργεια των ηλεκτρονίων να είναι μικρή. Η **μέση** ή «**χαρακτηριστική**» **ενέργεια** των ηλεκτρονίων, παριστάνει τη μέση «θερμοκρασία» των ολισθαινόντων ηλεκτρονίων. Το αέριο ονομάζεται θερμό (*warm*) ή κρύο (*cold*), ανάλογα με το αν η μέση ενέργεια των ηλεκτρονίων είναι πάνω ή κάτω από το αντίστοιχο ενεργειακό όριο, με βάση το εύρος της τιμής του ηλεκτρικού πεδίου. Για παράδειγμα, το CH_4 (μεθάνιο) απορροφά, πολύ ικανοποιητικά, φωτόνια ενέργειας από $7.9eV$ ως $14.5eV$.



Σχήμα 62: Οι ενεργές διατομές των συγκρούσεων των ηλεκτρονίων στο διοξείδιο του άνθρακα.

Λόγω της κινήσεως των ηλεκτρονίων και του φαινομένου της αποκλίσεως (*deflection effect*), το οποίο οφείλεται στην παρουσία του κάθετου, στο ηλεκτρικό πεδίο, μαγνητικού πεδίου, τα ηλεκτρόνια κινούνται σε ελικοειδής τροχιές. Η κίνηση αυτή, έχει σαν αποτέλεσμα να μειώνεται η ταχύτητα ολίσθησης και η ταχύτητα κάθετης διαχύσεως. Επιπροσθέτως, έχουμε αύξηση του χρόνου αφίξεως των ηλεκτρονίων και κατ' επέκταση του χρόνου ολίσθησης. Η γωνία που σχηματίζουν τα ηλεκτρόνια που ολισθαίνουν με την κατεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου, όπως έχει αναφερθεί, ονομάζεται, *γωνία Lorentz*. Η γωνία αυτή, εξαρτάται από το ηλεκτρικό αλλά και από το μαγνητικό πεδίο. Είναι συνήθως μεγάλη, για μικρές τιμές ηλεκτρικού πεδίου ενώ μειώνεται για αντίστοιχη αύξηση του ηλεκτρικού πεδίου. Επίσης, εμφανίζει μία γραμμική αναλογία με την αύξηση του μαγνητικού πεδίου. Έχει παρατηρηθεί πειραματικά, ότι αέρια με μικρές ενέργειες ηλεκτρονίων, εμφανίζουν μικρή *γωνία Lorentz*.

Η εξίσωση μεταφοράς του Boltzmann, περιγράφει την διατήρηση του αριθμού των ηλεκτρονίων, από την κλασική θεωρία του Liouville [δες, §3.2] για τις συγκρούσεις σωματιδίων απουσία ενίσχυσης. Αυτή μπορεί να λυθεί, αριθμητικά αρκεί να γνωρίζουμε την συνάρτηση κατανομής των ηλεκτρονίων σε ένα σημείο του χώρου των φάσεων σαν συνάρτηση του χρόνου. Αν θέλουμε να την λύσουμε, θα πρέπει να την αναπτύξουμε με τη βοήθεια των πολυωνύμων Legendre και μετά, κρατώντας μόνο τους πρώτους δύο όρους που συνεισφέρουν σημαντικά, οι υπόλοιποι όροι μπορούν να αμεληθούν, αφού συνεισφέρουν μόνο κατά 1%. Αυτό που θα μείνει είναι δύο διαφορικές εξισώσεις οι οποίες πρέπει να λυθούν ακριβώς.

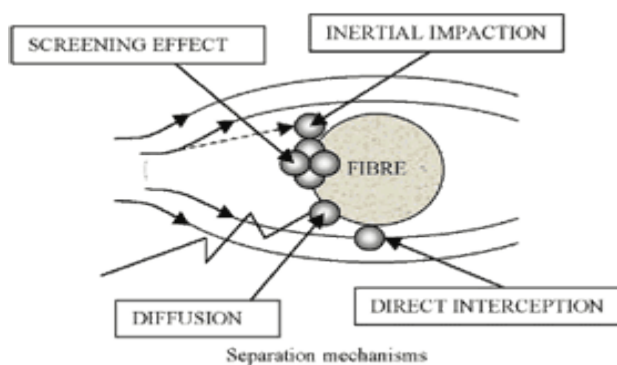
Τέλος, η παρουσία προσμίξεων (*pollutants*) στο αέριο μίγμα, επιδρά πάνω στη λειτουργία του ίδιου του ανιχνευτή. Η επίδραση αυτή εμφανίζεται με τη μορφή δύο φαινομένων, ενός που αναφέρεται στη μεταβολή των παραμέτρων διάδοσης και του άλλου στην απώλεια ενέργειας λόγω σύλληψης ηλεκτρονίου, λόγω της ηλεκτραρνητικότητας των προσμίξεων. Το αέριο μίγμα μας θα μπορούσε να είναι Ar:CO₂ σε αναλογία, 93:7 ή 90:10 ή 80:20 ή 70:30. Η τελευταία αναλογία μίγματος, είναι αυτή που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματά μας. Ακόμη κάποιος θα μπορούσε να χρησιμοποιήσει και ισοβουτάνιο (*isobutane*) αλλά δεν χρησιμοποιείται στο πείραμα Atlas, λόγω του ότι είναι εύφλεκτο και δεν είναι κατάλληλο για μακροχρόνια πειράματα.

Το *φορτίο χώρου (Space charge)*, είναι το φαινόμενο κατά το οποίο το ηλεκτρικό φορτίο συμπεριφέρεται σαν μία συνεχής κατανομή φορτίου σε μία περιοχή του χώρου (ή του όγκου ή μίας

επιφάνειας), παρά σαν ένα σημειακό φορτίο. Το συγκεκριμένο φαινόμενο, λαμβάνει χώρα όταν τα φορτία που έχουν εκπεμφθεί από μία περιοχή, για παράδειγμα ενός μετάλλου, δηλαδή, το «νέφος» των εκπεμπόμενων φορτίων μπορεί να δημιουργήσει μία περιοχή φορτίου χώρου. Κατ' αντιστοιχία με το φορτίο χώρου που δημιουργούν τα εκπεμπόμενα φορτισμένα σωματίδια, μπορούν να δημιουργήσουν και τα άτομα ή τα μόρια που παραμένουν στο στερεό. Εν γένει, το φορτίο χώρου, εμφανίζεται στα διηλεκτρικά συμπεριλαμβανομένου και του κενού, λόγω του ότι σε ένα αγώγιμο μέσο τα φορτία τείνουν να ουδετεροποιηθούν ή να δημιουργήσουν το φαινόμενο *screening*. Με τον όρο *φαινόμενο screening*, εννοούμε τη μείωση του ηλεκτρικού πεδίου που δημιουργούν τα ιόντα σε ένα αγώγιμο μέσο, λόγω της παρουσίας του νέφους των ηλεκτρονίων αγωγιμότητας. Το *δυναμικό screening Coulomb*, δίνεται από την σχέση [51],

$$V(r) = \frac{Ze}{r} e^{-qr}$$

όπου, το q , είναι ο παράγοντας *screening* και προσδιορίζει το εύρος δράσης του συγκεκριμένου δυναμικού. Το πρόσημο του φορτίου χώρου, μπορεί να είναι είτε θετικό είτε αρνητικό. Το φαινόμενο αυτό ανακαλύφθηκε από τον *Thomas Edison*, στις ηλεκτρονικές λυχνίες νήματος και για αυτό το λόγο καλείται και *Edison effect*.



Σχήμα 63: Screening effect.

Το φορτίο χώρου, μπορεί να προκληθεί από πολλά φαινόμενα, αλλά εμείς θα παραθέσουμε εδώ τα πιο σημαντικά.

1. Ο συνδυασμός της πυκνότητας ρεύματος και της χωρικής ανομοιογενούς αντιστάσεως.
2. Ο ιονισμός των ατόμων του διηλεκτρικού, προκαλεί τον σχηματισμό ετερώνυμων φορτίων (*heterocharge*).
3. Έγχυση φορτίων (*charge injection*) από τα ηλεκτρόδια και από αύξηση της πίεσεως (*stress enhancement*).
4. Πόλωση (*polarization*) εντός των υλικών της κατασκευής, όπως για παράδειγμα, στα *water trees*. "*Water tree*", είναι το όνομα που έχει δοθεί σε σχηματισμούς που μοιάζουν με τις διακλαδώσεις δέντρου, οι οποίες εμφανίζονται σε ένα πολυμερικά μονωμένο καλώδιο (*water-impregnated polymer insulating cable*) [52],[53].

Αν το «κενό» έχει πίεση 10^{-6} mmHg ή μικρότερη, τότε ο μόνος μηχανισμός αγωγιμότητας είναι τα ηλεκτρόνια. Η εκπεμπόμενη πυκνότητα ρεύματος, J , από την κάθοδο, σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας T , με απουσία φορτίου χώρου, δίνεται από την σχέση:

$$J = (1 - \tilde{r})A_0T^2e^{-\frac{\phi}{kT}}$$

όπου, $A_0 = \frac{4\pi emk^2}{h^3} \approx 1.2 \times 10^6 \text{ Am}^{-2}\text{K}^{-2}$

e = στοιχειώδες φορτίο του ηλεκτρονίου

m = η μάζα του ηλεκτρονίου,

k = η σταθερά του Boltzmann = $1.38 \times 10^{-23}\text{J/K}$,

h = η σταθερά του Planck = $6.62 \times 10^{-34} \text{ J s}$,

ϕ = η συνάρτηση έργου (*work function*) της καθόδου,

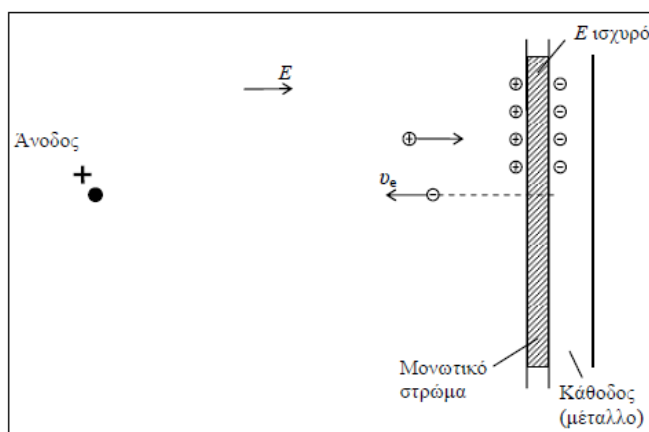
\tilde{r} = ο μέσος συντελεστής ανάκλασης των ηλεκτρονίων.

Ο συντελεστής ανάκλασης, μπορεί να είναι πολύ μικρός, της τάξης των 0.105 αλλά συνήθως είναι κοντά στην τιμή 0.5. Για το βολφράμιο (*Tungsten*), ο παραπάνω τύπος δίνει, $(1 - \tilde{r})A_0 = 0.6 \times 10^6$ έως $1 \times 10^6 \text{ Am}^{-2}\text{K}^{-2}$ και το $\phi = 4.52\text{eV}$. Για θερμοκρασία $2500 \text{ }^\circ\text{C}$, η εκπομπή είναι 3000 A/m^2 . Το φαινόμενο του φορτίου χώρου, μπορεί να εμφανιστεί και μέσα σε ένα διηλεκτρικό υλικό. Για παράδειγμα, όταν ένα αέριο βρίσκεται κοντά σε ένα ηλεκτρόδιο στο οποίο εφαρμόζεται υψηλή τάση, τότε υφίσταται διηλεκτρικές καταρρεύσεις (*dielectric breakdown*). Τα ηλεκτρικά φορτία εγχέονται στην περιοχή κοντά στο ηλεκτρόδιο, προκαλώντας φορτία χώρου στο περιβάλλον αέριο. Φορτία χώρου, μπορούν ακόμη να δημιουργηθούν τόσο στα στερεά όσο και στα υγρά διηλεκτρικά, λόγω του υψηλού ηλεκτρικού πεδίου. Αυτό το παγιδευμένο φορτίο χώρου, προκαλεί την κατάρρευση ή και την αστοχία της διηλεκτρικής του λειτουργίας, όπως συμβαίνει σε υψηλής τάσης καλώδια και πυκνωτές.

Το φαινόμενο των φορτίων χώρου τείνει να μειώσει όμως τον θόρυβο βολής (*shot noise*) [54]. Ο θόρυβος βολής, προέρχεται από την τυχαία άφιξη των διακριτών φορτίων. Λόγω της στατιστικής φύσεως της αφίξεως αυτής, εμφανίζονται διακυμάνσεις [55], οι οποίες και παράγουν το συγκεκριμένης μορφής θόρυβο [αναλυτικότερα, δες **Παράρτημα Α**]. Το φορτίο χώρου, παράγει δυναμικό, το οποίο επιβραδύνει τα φορτία. Για παράδειγμα, όταν ένα ηλεκτρόνιο πλησιάζει ένα «νέφος» ηλεκτρονίων, τότε σε αυτό θα επιδράσει μία απωστική δύναμη, η οποία θα το επιβραδύνει. Αυτή η επιβράδυνση του ηλεκτρονίου θα αυξήσει την πυκνότητα φορτίου χώρου, με αποτέλεσμα την αύξηση του παραγόμενου δυναμικού. Επιπρόσθετα, το δυναμικό αυτό, μπορεί να μειώσει τον αριθμό των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων [56]. Τέλος, το φορτίο χώρου περιορίζει το ρεύμα, με αποτέλεσμα να μειώνονται οι διακυμάνσεις της αφίξεως των φορτίων και κατ' επέκταση ο θόρυβος βολής [55].

Η χρήση πολυατομικών αερίων, οδηγεί σε χημικές διεργασίες που με τη σειρά τους οδηγούν στη μείωση της συγκέντρωσής τους, άρα στην αλλαγή της συμπεριφοράς του ανιχνευτή. Για το λόγο αυτό, φροντίζουμε να υπάρχει συνεχής ροή του μίγματος αερίων στους ανιχνευτές (ανανέωση

όλου του όγκου με κατάλληλο ρυθμό). Επίσης, μερικά προϊόντα που επικάθονται στα ηλεκτρόδια του ανιχνευτή είναι υγρά ή στερεά και μεταβάλλουν τη συμπεριφορά του, ένα φαινόμενο το οποίο δεν μπορεί να αντιμετωπιστεί εύκολα σε όλες τις περιπτώσεις. Σε τέτοιες περιπτώσεις παρατηρείται πολλές φορές το **φαινόμενο Malter** [57], κατά το οποίο δημιουργείται ένα πολύ λεπτό στρώμα μονωτικού υλικού στην κάθοδο, όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 64), με αποτέλεσμα τα θετικά ιόντα που δημιουργούνται επικάθονται στο στρώμα αυτό. Αν δεν υπήρχε το μονωτικό στρώμα, αυτά θα εξουδετερώνονταν με απορρόφηση ηλεκτρονίων από την κάθοδο, που τώρα εμποδίζεται από αυτό το λεπτό διηλεκτρικό στρώμα.



Σχήμα 64: Το φαινόμενο Malter.

Ειδικά στην περίπτωση πολύ υψηλού ρυθμού ανίχνευσης (ροής) σωματιδίων από τον ανιχνευτή, παραμένει μόνιμα ένα θετικό φορτίο ιόντων στην εσωτερική πλευρά του μονωτικού. Μεταξύ των θετικών φορτίων και του μετάλλου (όπου, έχουμε αρνητικά κατοπτρικά φορτία) δημιουργείται ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο. Το πεδίο είναι ισχυρό, λόγω της μικρής απόστασης μεταξύ των φορτίων, η οποία καθορίζεται από το (πολύ λεπτό) πάχος του μονωτικού, σε βαθμό που μπορεί να εξαγάγει ηλεκτρόνια από την επιφάνεια της καθόδου προς το εσωτερικό του ανιχνευτή (σχήμα 64). Αυτά στη συνέχεια, δημιουργούν χιονοστιβάδα και κάνουν τον ανιχνευτή να διαρρέεται από ανεπιθύμητο ρεύμα, χωρίς να μπορεί να αυξηθεί η τάση του και κατ' επέκταση, η ενίσχυση του αερίου. Πολλές φορές, το πρόβλημα αντιμετωπίζεται επιτυχώς με επιβολή ανάστροφης τάσης στον ανιχνευτή, ώστε να οδηγηθούν ηλεκτρόνια προς το στρώμα θετικών ιόντων και να τα εξουδετερώσουν.

1. Yule - Furry distribution

Ας υποθέσουμε ότι, η απόσταση μεταξύ των επιτυχημένων ιονιστικών συγκρούσεων ενός ηλεκτρονίου, ακολουθεί μία εκθετική κατανομή με μέση ελεύθερη διαδρομή $\lambda_{ion} = a^{-1}$, η οποία εξαρτάται μόνο από το τοπικό ηλεκτρικό πεδίο (και όχι από την ενέργεια του ηλεκτρονίου), τότε αυτή θα είναι ταυτόσημη για όλα τα ηλεκτρόνια της χιονοστιβάδας (έχουμε θεωρήσει αμελητέα τη χωρική ανάπτυξη της χιονοστιβάδας). Η εξέλιξη της χιονοστιβάδας, μπορεί πλέον να περιγραφεί από την κατανομή Yule – Furry [58],[59]. Η πιθανότητα ενός ηλεκτρονίου, να προκαλέσει τη δημιουργία ενός δευτέρου ηλεκτρονίου, καθώς έχει διανύσει απόσταση $\Delta x \ll \lambda_{ion}$,

κατά μήκος του ηλεκτρικού πεδίου είναι ίση με $a\Delta x$. Αντίστοιχα, η πιθανότητα της εξέλιξης του μεγέθους της χιονοστιβάδας, n ηλεκτρονίων σε απόσταση $x + \Delta x$, σε σχέση με το σημείο δημιουργίας του αρχικού ηλεκτρονίου, δίνεται από τη σχέση, [60],

$$P_n(x + \Delta x) = [1 - na(x)\Delta x]P_n(x) + (n - 1)a(x)\Delta xP_{n-1}(x) + O(\Delta x^2)$$

η οποία στο όριο $\Delta x \rightarrow 0$ παίρνει τη μορφή

$$\frac{d}{dx}P_n(u) = \alpha(x)(n - 1)P_{n-1}(u) - \alpha(x)nP_n(u) \quad (A.1)$$

Αν χρησιμοποιήσουμε το μετασχηματισμό $u = \int_0^x \alpha(s)ds$ [60], τότε θα έχουμε:

$$\frac{d}{dx}P_n(u) = (n - 1)P_{n-1}(u) - nP_n(u) \quad (A.2)$$

Παίρνοντας τώρα την αρχική συνθήκη $P_n(0) = \delta_{n1}$, η λύση της συγκεκριμένης διαφορικής εξίσωσης, δίνεται με τη μορφή γεωμετρικής κατανομής

$$P_n(x) = \frac{1}{\bar{n}} \left(1 - \frac{1}{\bar{n}}\right)^{n-1} \quad (A.3)$$

με μέσο (*mean*) το

$$\bar{n} = e^{\int_0^x \alpha(s)ds}$$

και τυπική απόκλιση $\sigma^2 = \bar{n}(\bar{n} - 1)$. Για $\bar{n} \gg 1$, το P_n , είναι μία πολύ καλή προσέγγιση της εκθετικής κατανομής.

2. *Poÿla distribution*

Για να μπορέσουμε να εξηγήσουμε τις αποκλίσεις τις χιονοστιβάδας από το εκθετικό σχηματισμό σε μεγάλα πεδία, ο *Byrne* [61],[62] και ανεξάρτητα από αυτόν, οι *Lansiant* και *Morucci* [B], πρότειναν την τροποποίηση του εξαρτώμενου από το πεδίο συντελεστή *Townsend*, κατά έναν παράγοντα ο οποίος εξαρτάται από το στιγμιαίο μέγεθος n της χιονοστιβάδας,

$$\alpha(x) \left(1 + \frac{\theta}{n}\right) \quad (A.4)$$

Η παρουσίαση αυτού του εξαρτώμενου από το μέγεθος συντελεστή *Townsend*, βασίστηκε στο γεγονός ότι, τα ηλεκτρόνια χάνουν ένα μεγάλο ποσοστό από την κινητική τους ενέργεια, σε μία σύγκρουση ιονισμού και για το λόγο αυτό, είναι επιτακτική η ανάγκη της απόκτησης επιπρόσθετης ενέργειας μέσω του πεδίου προτού συγκρουστούν ξανά. Συνεπώς, μία διακύμανση για μεγάλα n σε απόσταση x , θα οδηγούσε σε μείωση του αριθμού των ηλεκτρονίων που είναι διαθέσιμα για την διαδικασία του πολλαπλασιασμού στα επόμενα διαδοχικά βήματα $x + \Delta x$. Μία πιο πιθανή εξήγηση για την παραπάνω σχέση (A.4), είναι ότι το α μειώνεται σε υψηλές τιμές ενίσχυσης, λόγω του φορτίου χώρου (*space charge*).

Η ακόλουθη εξαγωγή της κατανομής *Poÿla*, βασίζεται στο ότι η σχέση (A.4), παριστάνει περισσότερο ένα μοντέλο για το σχήμα και το μέγεθος της χιονοστιβάδας στις υψηλές τιμές

ενίσχυσης παρά ένα “rounding” effect, το οποίο παρατηρείται στην περιοχή πολλαπλασιασμού. Εισάγοντας τώρα την (A.4) στην (A.1), παίρνουμε

$$\frac{d}{dx} P_n(u) = (n - 1 + \theta) P_{n-1}(u) - (n + \theta) P_n(u) \quad (A.5)$$

Η λύση της εξίσωσης (A.5), δίνεται με μία αρνητική διωνυμική (binomial) κατανομή της μορφής:

$$P_n = \binom{n-1+\theta}{n-1} \left(\frac{\bar{n}-1}{\bar{n}+\theta}\right)^{n-1} \left(\frac{\theta+1}{\bar{n}+\theta}\right)^{\theta+1} \quad (A.6)$$

με μέσο (mean),

$$\bar{n} = (\theta + 1) e^{\int_0^x a(s) ds} - \theta$$

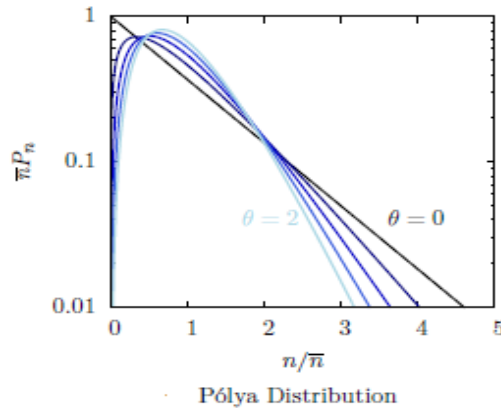
και τυπική απόκλιση,

$$\sigma^2 = \frac{1}{\theta + 1} (\bar{n} + \theta)(\bar{n} - 1)$$

Για μεγάλες τιμές του n , το μέγεθος της χιονοστιβάδας μπορεί να θεωρηθεί σαν μία ψευδο-συνεχής (quasi-continuous) μεταβολή. Υποθέτοντας μία μέση ελεύθερη διαδρομή ιονισμού, της μορφής $a(x)/n$, τότε θα οδηγούμασταν σε μία κατανομή Poisson της μορφής,

$$P_n = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}}$$

με τυπική απόκλιση, $\sigma^2 = \bar{n}$.

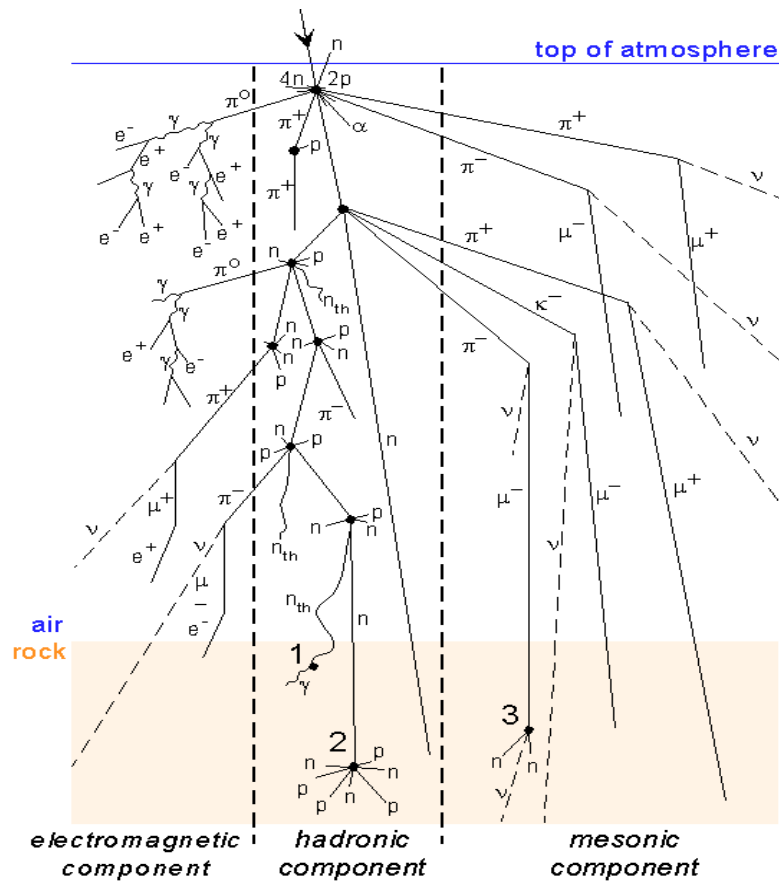


5. 11

Ο ανιχνευτής MicroMegas και τα κοσμικά μίονια

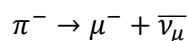
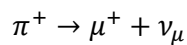
Τα κοσμικά μίονια παράγονται όταν οι κοσμικές ακτίνες (πρωτόνια, πυρήνες Ηλίου) εισέλθουν στην ατμόσφαιρα της Γης και συγκρουστούν με τα μόρια των ατμοσφαιρικών αερίων (Οξυγόνο, Άζωτο). Αυτές οι συγκρούσεις, συνιστούν ένα καταιγισμό (shower) από τον οποίο παράγονται πιόνια, καόνια και ασταθή μεσόνια τα οποία διασπώνται γρήγορα σε μίονια. Αυτή η διαδικασία φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα, όπου ένα κοσμικό πρωτόνιο συγκρούεται με ένα μόριο αερίου και προκαλεί καταιγισμό στην ατμόσφαιρα. Από όλα τα σωματίδια που παράγονται κατά τον καταιγισμό μόνο τα μίονια μπορούν να φτάσουν στην επιφάνεια της Γης, εξαιτίας του σχετικά μεγάλου χρόνου ζωής τους (2.2μs) και της υψηλής διεισδυτικότητάς τους. Η γωνιακή κατανομή

των μιονίων είναι ανάλογη με το $\cos^2\theta$, όπου θ , είναι η γωνία που σχηματίζει η τροχιά του μιονίου με την κάθετο στην προσπίπτουσα επιφάνεια.



Σχήμα 65: Η διαδικασία εξέλιξης της κοσμικής ακτινοβολίας στην ατμόσφαιρα.

Ιδιαίτερο ενδιαφέρον έχουν τα φορτισμένα πιόνια. Μερικά από αυτά θα αλληλεπιδράσουν μέσω της ισχυρής δύναμης με τους πυρήνες μορίων αέρα, ενώ άλλα θα διασπαστούν αυθόρμητα μέσω της ασθενούς αλληλεπίδρασης σε ένα μίονιο συν ένα νετρίνο ή ένα αντινετρίνο.



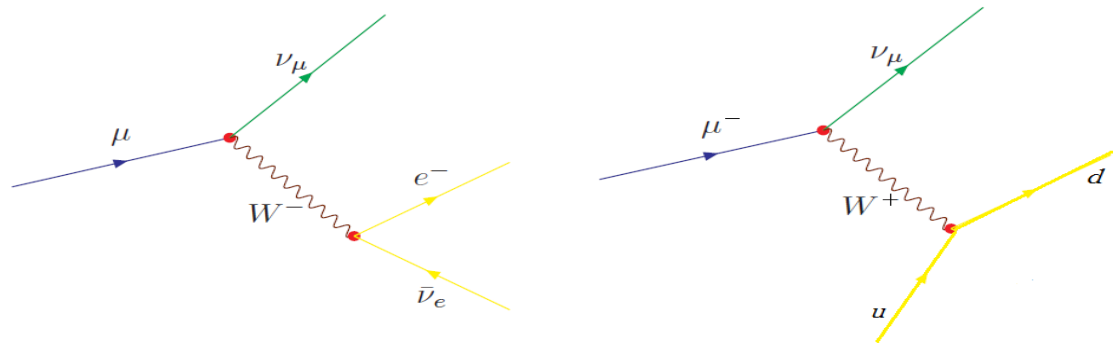
Έτσι τα κοσμικά μίονια παράγονται από την διάσπαση των πιονίων, σε ύψος περίπου 15km και παρατηρούνται από ανιχνευτές που βρίσκονται στο επίπεδο της θάλασσας. Με την ταχύτητα του φωτός, το ταξίδι τους διαρκεί 50μs. Παρόλο που ο χρόνος ζωής του μιονίου (σε ηρεμία) είναι 20 φορές μικρότερος (περίπου 2.5μs), η παρουσία των μιονίων στο επίπεδο της θάλασσας είναι απόδειξη του φαινομένου της «διαστολής του χρόνου» της ειδικής θεωρίας της σχετικότητας. Το μίονιο αλληλεπιδρά με την ύλη μέσω της ηλεκτρασθενούς αλληλεπίδρασης. Υπάρχουν δύο ανταγωνιστικές διαδικασίες για το μίονιο. Αυτές είναι :



Λόγω της άπωσης *Coulomb*, η αρπαγή από τον πυρήνα δεν είναι πολύ πιθανή για θετικά μίονια. Έτσι για τα μ^+ , η διάσπαση είναι η κυρίαρχη διαδικασία. Για τα αρνητικά μίονια ωστόσο, η αρπαγή από τον πυρήνα είναι η πιο πιθανή διαδικασία. Αυτό οδηγεί σε μικρότερο χρόνο ζωής για το μ^- . Στην άσκηση μας, δεν διαθέτουμε μαγνητικό πεδίο για να διαχωρίσουμε τις τροχιές των αντίθετα φορτισμένων σωματιδίων, με αποτέλεσμα να μην είναι δυνατόν να πούμε αν το μίονιο που ανιχνεύεται, είναι θετικό ή αρνητικό. Ο λόγος του αριθμού των θετικών μιονίων προς αυτών των αρνητικών μιονίων της κοσμικής ακτινοβολίας που φτάνουν στο επίπεδο της θάλασσας είναι $\frac{\mu^+}{\mu^-} \approx 1.225$.

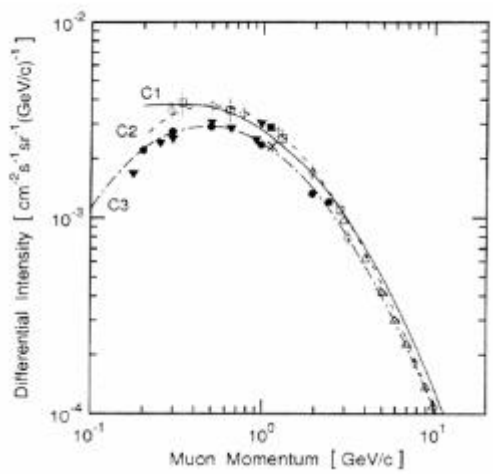
Το μίονιο ταξιδεύει μία σχετικά μεγάλη απόσταση, χάνοντας την κινητική του ενέργεια και τελικά διασπάται μέσω της ασθενούς αλληλεπίδρασης σε ένα ηλεκτρόνιο, ένα νετρίνο και ένα αντινετρίνο, όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 66). Δηλαδή, έχουμε:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad \text{και} \quad \mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$$



Σχήμα 66: Τα διαγράμματα Feynman της διάσπασης (α) και της αρπαγής (β) του μιονίου.

Η ροή των μιονίων στο επίπεδο της θάλασσας, είναι **1 ανά min ανά cm²**, με μέση κινητική ενέργεια της τάξης των 4GeV.



Σχήμα 67: Η κατανομή της ορμής των μιονίων που φτάνουν στο επίπεδο της θάλασσας.

Η πιθανότητα του χρόνου διάσπασης για τα μιονία, ακολουθεί τον εκθετικό νόμο εξασθένισης. Η κατανομή των μιονίων $N(t)$, με χρόνο ζωής t , μπορεί να περιγραφεί από την σχέση:

$$N(t) = N_0 e^{-\left(\frac{t}{\tau_\mu}\right)}$$

όπου, τ_μ , ο μέσος χρόνος ζωής του μιονίου και N_0 , μία σταθερά κανονικοποίησης.

Τα μιονία αλληλεπιδρούν με την ύλη μέσω ηλεκτρομαγνητικών αλληλεπιδράσεων. Λόγω της αλληλεπίδρασης αυτής (**αλληλεπίδραση Coulomb**) τα θετικά και τα αρνητικά μιονία αντιδρούν με διαφορετικό τρόπο. Για παράδειγμα, τα θετικά μιονία όταν πέσουν επάνω σε έναν *scintillator*, θα διασπαστούν ενώ τα αρνητικά μιονία, μπορούν να συλληφθούν από ένα ατομικό πυρήνα και να δημιουργήσουν **μιονικά άτομα**. Με αυτόν τον τρόπο, αλληλεπιδρούν ασθενώς με τον πυρήνα πριν την διάσπασή τους. Γι' αυτό, ο μέσος χρόνος ζωής των ελεύθερων μιονίων, είναι 2.19703 ± 0.00004 μs .

Η εξίσωση Bethe – Bloch των μιονίων.

Σε αυτό το σημείο θα παραθέσουμε την εξίσωση *Bethe – Bloch* για τα μιονία, ξεκινώντας από την γενική σχέση και καταλήγοντας στην ειδική σχέση, που είναι και η ζητούμενη για τα μιονία. Η μέση δύναμη «σταματήματος» (*mean stopping power*) για μιονία υψηλών ενεργειών (ή άλλων βαρέων φορτισμένων σωματιδίων) σε ένα υλικό μπορεί να περιγραφεί από την παρακάτω σχέση:

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = \alpha(E) + b(E) E ,$$

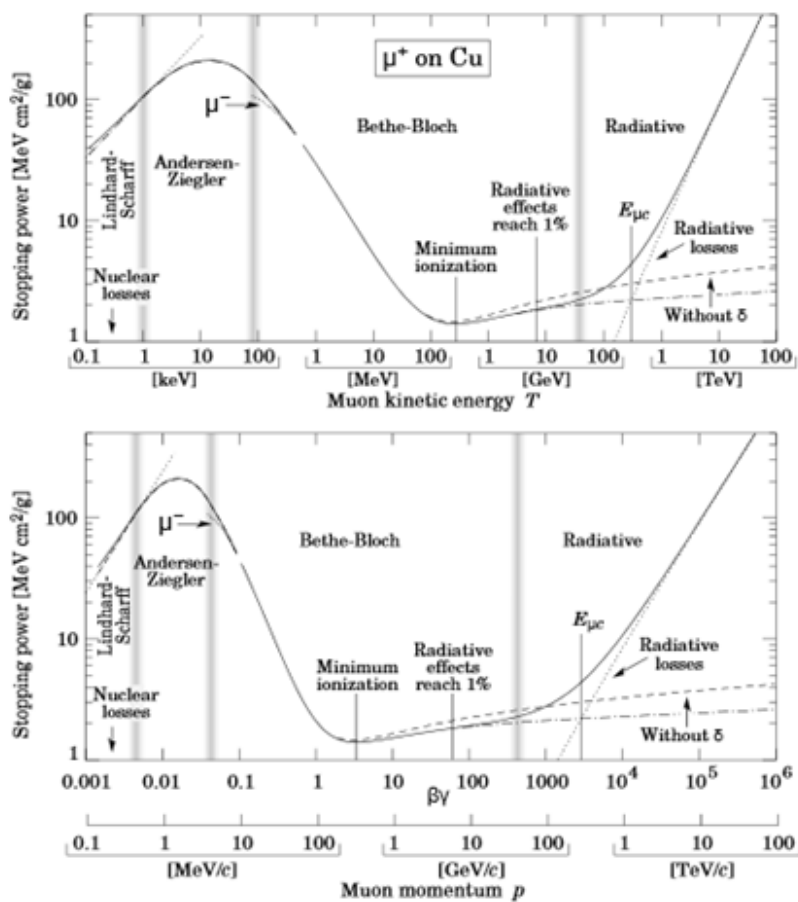
όπου, E είναι η ολική ενέργεια, $\alpha(E)$, είναι η ηλεκτρονιακή ενεργειακή απώλεια και η $b(E)$, περιγράφει την διαδικασία ακτινοβολήσης, δηλαδή, την *bremstrahlung*, τη δίδυμη γένεση και τις φωτοπυρηνικές (*photonuclear*) αντιδράσεις:

$$b \equiv b_{\text{brems}} + b_{\text{pair}} + b_{\text{nucl}}$$

Τα $\alpha(E)$ και $b(E)$, είναι απειροστά μεταβαλλόμενες συναρτήσεις της ενέργειας E , στις υψηλές ενέργειες, όπου οι συνεισφορές από την ακτινοβολία είναι σημαντικές. Η ποσότητα $b(E)E$, είναι μικρότερη του 1% της $\alpha(E)$, για ενέργειες, $E \leq 100\text{GeV}$, για τα περισσότερα υλικά.

Η συμπεριφορά της $\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle$, εδώ χρησιμοποιούμε ως μέσο τον χαλκό (Cu), φαίνεται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 68). Η κινητική ενέργεια των μιονίων, παρουσιάζεται στο σχήμα σαν μία συμπαγής καμπύλη. Τα δεδομένα, που υπάρχουν κάτω από τις καμπύλες προέρχονται από το ICRU 49. Τα προσεγγιστικά όρια μεταξύ των περιοχών, που περιγράφονται από διαφορετικές φαινομενολογίες ή θεωρίες, εμφανίζονται με σκιάδεις γκρι ζώνες. Για $\alpha > \beta$, κάτω από την πρώτη γκριζα ζώνη, η ταχύτητα των μιονίων είναι μικρή συγκρινόμενη με αυτή των ηλεκτρονίων σθένους του απορροφητή. Η περιοχή στην οποία, η δύναμη σταματήματος (*stopping power*) είναι ανάλογη της προωστικής ταχύτητας (**projectile velocity**), παριστάνεται με διακεκομμένες γραμμές. Παρόλα αυτά, για τιμές κάτω από $\beta \approx 0.001 - 0.01$, εμφανίζονται μη

ιονιστικές ενεργειακές απώλειες, λόγω του ότι η πυρηνική ανάκρουση (*nuclear recoil*) γίνεται σημαντική. Πάνω από $\beta \approx 0.05$ ή 0.1 (η δεύτερη γκριζα ζώνη) μπορεί κανείς να αμελήσει την κίνηση των ηλεκτρονίων μεταξύ των ατόμων του μέσου. Στην περιοχή όπου, $\alpha < \beta < 0.1$, δεν υπάρχει ικανοποιητική θεωρία για να την περιγράψει. Ωστόσο, υπάρχει μεγάλη πειραματική βιβλιογραφία, την οποία χρησιμοποίησαν οι *Andersen – Ziegler* για να κατασκευάσουν φαινομενολογικές καμπύλες, ώστε να ταιριάξουν την περιοχή αυτή, σε γνωστές και επαρκείς θεωρίες. Οι ηλεκτρονιακές ενεργειακές απώλειες (ιονισμοί και διεγέρσεις), , στην περιοχή των υψηλών ταχυτήτων, περιγράφονται από την εξίσωση του *Bloch*, όπως έχουμε επισημάνει στο κεφ.2, αρκεί να λάβουμε υπόψη την πρώτη προσέγγιση του *Born*. Στη εξίσωση αυτή υπεισέρχονται πολλών ειδών διορθώσεις, τόσο για την περιοχή των χαμηλών ενεργειών όσο και για την πόλωση του μέσου κατά την διέλευση ακτινοβολίας από αυτό (υψηλές E). Συνεχίζοντας, η καμπύλη πέφτει σε ελάχιστο, του οποίου η θέση μειώνεται για $\beta\gamma = 3.5 - 3.0$ (όσο το Z αυξάνεται από το 7 στο 100). Η σημείωση «without δ », αναφέρεται, στην περαιτέρω αύξηση της προωστικής ταχύτητας. Τέλος, στις πολύ υψηλές ενέργειες, η ενεργειακή απώλεια τροποποιείται από την ακτινοβολία πεδήσεως, αλλά εν γένει η απώλειες λόγω ακτινοβολίας γίνονται σημαντικές για ενέργειες της τάξης των μερικών εκατοντάδων GeV .



Σχήμα 68: Stopping Power για μόνια σε μέσο από χαλκό.

Συνοψίζοντας τα παραπάνω, η εξίσωση των *Bethe – Bloch* για τα μίονια, είναι η παρακάτω:

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{electronic}} = K \frac{Z}{A\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 Q_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} + \frac{1}{8} \frac{Q_{\max}^2}{(\gamma M c^2)^2} \right] + \Delta \left| \frac{dE}{dx} \right|$$

Ο τελευταίος όρος, αναφέρεται στην ακτινοβολία πέδησης (*bremsstrahlung*), λόγω των ατομικών ηλεκτρονίων.

5.12 Το θεωρητικά αναμενόμενο φάσμα ενεργειακών απωλειών των κοσμικών μιονίων.

Όσον αφορά στο θεωρητικά αναμενόμενο φάσμα ενεργειακών απωλειών των κοσμικών μιονίων, πρέπει να αναφερθούν τα ακόλουθα. Σε κάποιες από τις «σκληρές» συγκρούσεις μεταξύ του εισερχόμενου φορτισμένου σωματιδίου και των ατόμων του απορροφητή, μεταφέρεται αρκετή ενέργεια στο εξαγόμενο ηλεκτρόνιο ώστε αυτό, να μπορέσει να προκαλέσει δευτερογενείς ιονισμούς. Τα εξαγόμενα αυτά ηλεκτρόνια, όπως αναφέραμε παραπάνω, ονομάζονται *δ-rays*. Εξαιτίας αυτών, η ενεργειακή απώλεια των φορτισμένων σωματιδίων σε λεπτούς απορροφητές, δεν ακολουθεί την κατανομή *Gauss*, αλλά εμφανίζει μια “ουρά” στις μεγαλύτερες απώλειες (κατανομή *Landau*). Για να διαχωρίσουμε τις διαφορετικές θεωρητικές περιγραφές για την ενεργειακή απώλεια σε λεπτούς απορροφητές, εισάγεται η παράμετρος, κ :

$$\kappa = \frac{\Delta E}{W_{\max}}$$

όπου,

ΔE : μέση ενεργειακή απώλεια στον ανιχνευτή

W_{\max} : είναι η μέγιστη μεταφερόμενη κινητική ενέργεια σε ένα ηλεκτρόνιο του απορροφητή.

Οι απορροφητές με $\kappa < 10$, ταξινομούνται σαν λεπτοί αν και για $\kappa > 1$, η κατανομή των ενεργειακών απωλειών ήδη αρχίζει να προσεγγίζει τη γκαουσιανή. Η θεωρία *Landau* είναι εφαρμόσιμη για $\kappa \leq 0.01$. Χρησιμοποιώντας τη σχέση *Bethe-Bloch*, που γράψαμε παραπάνω, θα υπολογίσουμε τη μέση ενεργειακή απώλεια ανά μονάδα μήκους στον ανιχνευτή. Στον ανιχνευτή *MicroMeGaS* το μέσο, είναι αέριο αργό (*Ar*) ή κάποιο μίγμα του, με διοξείδιο του άνθρακα (*CO₂*) ή με ισοβουτάνιο σε διαφορετικές αναλογίες. Αυτή, παίρνει την παρακάτω μορφή για τον υπολογισμό μας μαζί με κάποιες προσεγγίσεις,

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_{\alpha} r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 (\beta\gamma)^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right]$$

όπου, $2\pi N_{\alpha} r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 \text{ MeVcm}^2/\text{gr}$, $\rho = 1.784 \cdot 10^{-3} \text{ gr/cm}^3$, $Z(\text{Ar}) = 18$ και $A(\text{Ar}) = 40$, για το Αργό. Επίσης, για τα μίονια ισχύει ότι, $z = -1$ και ότι τα κοσμικά μίονια έχουν $\beta\gamma \approx 4$, διότι: $\gamma =$

$\sqrt{(1-\beta^2)} \rightarrow \beta = 0.97$,συνεπώς, το $\gamma = 4.12$. Τέλος, για τα μόνια ισχύει, $W_{max} \approx 2m_e c^2(\beta\gamma)^2 = 2 \cdot 511keV \cdot 16 = 16.4MeV$ και το μέσο δυναμικό διέγερσης I , είναι: $I = 9.76 Z + 58.8 Z^{-0.19} = 209.6eV$. Αντικαθιστώντας όλα τα παραπάνω στην εξίσωση *Bethe – Bloch*, παίρνουμε:

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = 2,705keV/cm$$

Θεωρώντας το μέγεθος του *amplification gap*, αμελητέο συγκρινόμενο με το μέγεθος του *conversion gap*, ένα μόνιο θα αφήσει κατά μέσο όρο στο *conversion gap* του ανιχνευτή μας, ενέργεια:

$$\overline{\Delta E} \approx 1.35keV \text{ (για } conversion \text{ gap} = 0.5cm)$$

$$\overline{\Delta E} \approx 2.71keV \text{ (για } conversion \text{ gap} = 1cm)$$

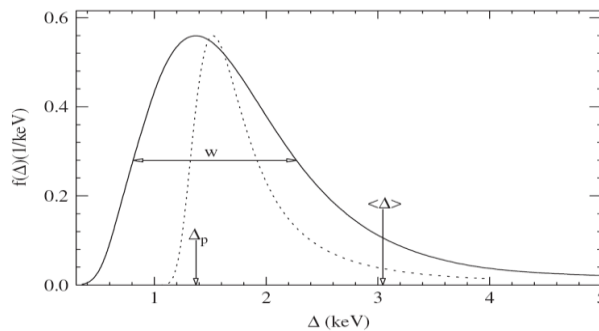
όπου, στις δύο αυτές περιπτώσεις, η παράμετρος κ , ήταν:

$$\kappa = 8.23 \cdot 10^{-5} \text{ (για } conversion \text{ gap} = 0.5cm)$$

$$\kappa = 1.65 \cdot 10^{-4} \text{ (για } conversion \text{ gap} = 1cm)$$

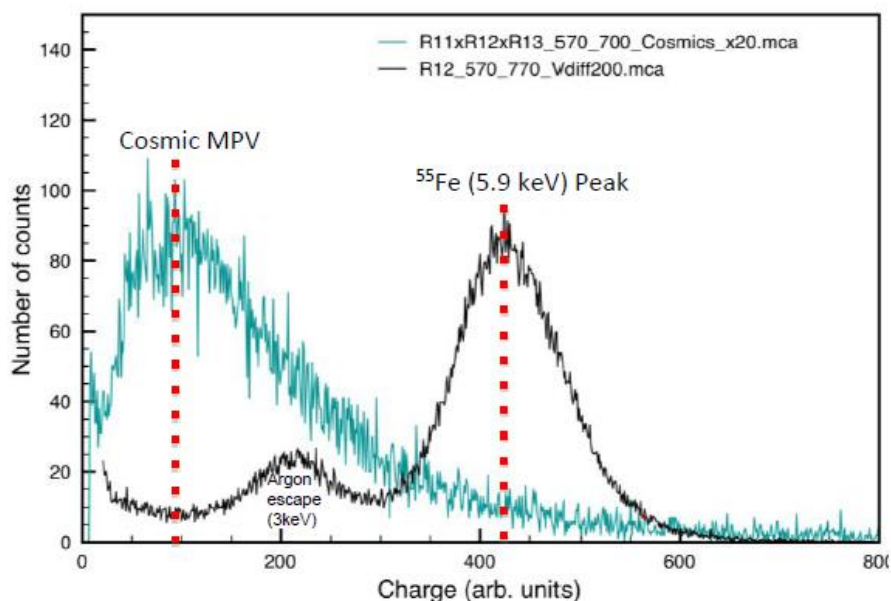
Σε κάθε περίπτωση, παρατηρούμε ότι, $\kappa < 0.01$, κάτι που σημαίνει ότι ο απορροφητής μας (*Ar*) θεωρείται πολύ λεπτός και το θεωρητικά αναμενόμενο φάσμα ενεργειακών απωλειών των κοσμικών μιονίων στον ανιχνευτή *MicroMegas*, αναμένεται να έχει τη μορφή της κατανομής *Landau* (σχήμα 69). Επίσης, έχει αποδειχτεί ότι η κατανομή *Landau* αποτυγχάνει να περιγράψει την ενεργειακή απώλεια *MIPs* σε πολύ λεπτούς απορροφητές. Οι μετρούμενες κατανομές, είναι πολύ πιο πλατιές ,εξαιτίας της υπερεκτίμησης στη θεωρία *Landau* ,του αριθμού των συγκρούσεων του εισερχόμενου σωματιδίου με τα άτομα του απορροφητή. Γενικότερα ,το πλάτος της κατανομής των ενεργειακών απωλειών εξαρτάται από τέσσερις παράγοντες:

- Την ασύμμετρη απώλεια ενέργειας ,εξαιτίας της παραγωγής ακτινών – δ.
- Την κατανομή της ορμής των κοσμικών μιονίων.
- Τη γωνιακή κατανομή των τροχιών των μιονίων.
- Την ενεργειακή διακριτική ικανότητα του *MicroMegas*.



Σχήμα 69: Η κατανομή (συνεχής γραμμή) των ενεργειακών απωλειών σωματιδίων φορτίου $\pm e$,με $\beta\gamma=3.6$ που διασχίζουν αέριο απορροφητή *Ar* πάχους $1.2cm$. Η πραγματική κατανομή *Landau* δίνεται από τη διακεκομμένη γραμμή.

Κλείνοντας και αυτό το κεφάλαιο παραθέτουμε τη γραφική παράσταση των ανιχνεύσιμων κοσμικών, η οποία ακολουθεί την κατανομή *Landau*, όπως φαίνονται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 70). Βλέπουμε ευδιάκριτα, το φάσμα των μιονίων μαζί με το χαρακτηριστικό φάσμα της πηγής σιδήρου (*Fe-55*). Παρατηρούμε, όπως θα αναλύσουμε στα ακόλουθα κεφάλαια, ότι το φάσμα των μιονίων είναι μικρό συγκριτικά με του σιδήρου και πέφτει στην περιοχή του υποβάθρου, όπου εκεί υπάρχει ο θόρυβος. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα, να χρειαζόμαστε πολλές φορές τρόπους μείωσης του θορύβου!



Σχήμα 70: Χαρακτηριστικό φάσμα των κοσμικών μιονίων και της πηγής σιδήρου. [2]

5.13

Χρόνος ανόδου του σήματος των κοσμικών μιονίων

Ο χρόνος ανόδου του μιονικού σήματος, αντικατοπτρίζει την ολίσθηση των ηλεκτρονίων στην περιοχή ολίσθησης μεταξύ των ηλεκτροδίων *drift* (κάθοδος) και *mesh*. Ένα μόνιο, το οποίο διέρχεται από τον ανιχνευτή, ιονίζει το αέριο κατά μήκος της τροχιάς του. Το σήμα, ξεκινά μόλις τα ηλεκτρόνια που δημιουργούνται πολύ κοντά στο *mesh*, φτάσουν στην περιοχή πολλαπλασιασμού. Τα ηλεκτρόνια που παράγονται από την κάθοδο, φτάνουν στην περιοχή πολλαπλασιασμού μετά από χρόνο,

$$t_d = \frac{d_d}{v_d}$$

² Progress Report on Micromegas Chambers / Theo Alexopoulos

όπου, v_d , η ταχύτητα ολίσθησης και d_d , η απόσταση μεταξύ του *drift* και του *mesh*. Περιμένουμε ότι, ο χρόνος ανόδου του σήματος των μιονίων, να είναι το τετραγωνικό άθροισμα, του πραγματικού (*intrinsic*) χρόνου ανόδου του σήματος και του χρόνου ολίσθησης

$$t_{r,\mu} = \sqrt{t_{r,55Fe}^2 + t_d^2}$$

Το σήμα μας, περιέχει και ένα πολύ γρήγορο ηλεκτρονικό σήμα, το οποίο αναφέρεται στο 14% του συνολικού σήματος. Αυτό το κομμάτι μπορεί να ανιχνευθεί με ένα *fast (current sensitive) preamplifier*. Αν τώρα σε συνδυασμό με αυτό, έχουμε υψηλή ενίσχυση του αερίου, τότε μπορεί αυτό το κομμάτι (το 14%), να χρησιμοποιηθεί για μετρήσεις χρόνου με *resolution* μικρότερη από *1ns*.

Μελέτη του ανιχνευτή MicroMeGaS

Κεφ. 6

Κεφ.6

Μελέτη του ανιχνευτή MicroMeGaS

Στο συγκεκριμένο κεφάλαιο, θα ξεφύγουμε από το θεωρητικό υπόβαθρο και θα προσπαθήσουμε πειραματικά να επιβεβαιώσουμε αλλά και να μελετήσουμε τις ιδιότητες του ανιχνευτή MicroMeGaS. Συνεπώς, θα παρουσιαστούν οι μετρήσεις που έλαβαν χώρα στο εργαστήριο πειραματικής φυσικής υψηλών ενεργειών, του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου, ΕΜΠ. Κατά τη διάρκεια των πειραμάτων μελετήθηκαν δύο ανιχνευτές MicroMeGaS, οι *NTUASmm1* και *NTUASmm2* (αλλά και ένας τρίτος ο, *NTUARmm2*, ο οποίος θα αναφερθεί μόνο για εγκυκλοπαιδικούς λόγους), χρησιμοποιώντας το απλούστερο *readout*, αυτό ενός φίλτρου, με έναν προενισχυτή, έναν ενισχυτή και τον MCA (*multi-channel analyzer*). Τέλος, θα παρουσιάσουμε αναλυτικά την μέθοδο με την οποία μπορούμε να υπολογίσουμε την ενίσχυση του αερίου που χρησιμοποιεί ο ανιχνευτής μας, ως ιονιστικό μέσο. Η πηγή που χρησιμοποιήσαμε για τα παρακάτω πειράματα ήταν, μία πηγή σιδήρου, ⁵⁵Fe. Πριν παρουσιάσουμε το πειραματικό μέρος καλό είναι να περιγράψουμε περιληπτικά τις κύριες συσκευές που χρησιμοποιήθηκαν ή/και που χρησιμοποιούνται συνεχώς στα πειράματα φυσικής υψηλών ενεργειών.

6.1 Οι κυριότερες συσκευές του εργαστηρίου φυσικής υψηλών ενεργειών.

6.1.1 Γραμμές Μεταφοράς - Καλώδια (Cables)

Το **καλώδιο**, είναι μία κατασκευή που έχει σκοπό την μεταφορά του ηλεκτρικού ρεύματος ή των μηχανικών δυνάμεων. Για το σκοπό αυτό, χρησιμοποιούνται δύο ή περισσότερα σύρματα, συνήθως πλεγμένα το ένα γύρω από το άλλο. Στην ηλεκτρολογία, **καλώδιο**, ονομάζεται ένας μονωμένος αγωγός που χρησιμοποιείται για την μεταφορά ηλεκτρικού φορτίου [63][64], ενώ στην μηχανική, ονομάζονται εύκαμπτα στοιχεία που μπορούν να φέρουν φορτία [65]. Ένα σημαντικό φαινόμενο των καλωδίων, είναι οι απώλειες ενέργειας, λόγω της **θερμικής ενέργειας Joule** [66]. Η ποσότητά της, συμβολίζεται με Q και δίνεται από τη σχέση:

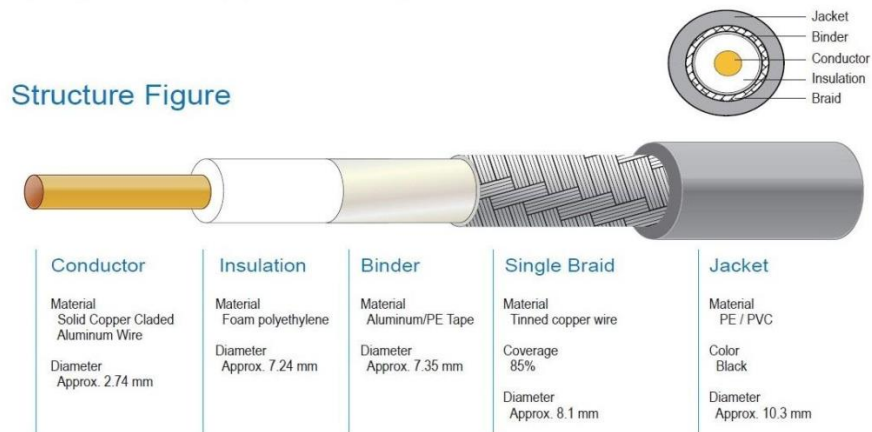
$$Q = I^2 R t$$

όπου, R είναι η ωμική αντίσταση του υλικού, I ένταση του ηλεκτρικού ρεύματος, t ο χρόνος διέλευσης του ηλεκτρικού ρεύματος μέσα στο καλώδιο. Παρόλα αυτά, τα καλώδια παραμένουν η καλύτερη επιλογή για την μεταφορά ηλεκτρικής ενέργειας.

6.1.2. Ομοαξονικά καλώδια (Coaxial cables)

Το **ομοαξονικό καλώδιο** (*Coaxial cable* ή *coax*), είναι ένας τύπος καλωδίων, ο οποίος αποτελείται από έναν εσωτερικό αγωγό (*inner conductor*) ο οποίος περιβάλλεται από ένα σωληνοειδές μονωτικό στρώμα (*tubular insulating layer*), το οποίο με τη σειρά του περικλείεται από μία σωληνοειδής αγωγίμη θωράκιση (*tubular conducting shield*). Πολλά ομοαξονικά καλώδια, φέρουν ένα επιπρόσθετο εξωτερικό μονωτικό κάλυμμα (*insulating outer sheath or jacket*). Συνήθως, αποτελούνται από 1 έως 4 στρώματα, όπου το ένα είναι κατασκευασμένο από ένα μεταλλικό πλέγμα (*woven*

metallic braid) αλλά και από μία μεταλλική ταινία (*metallic tape*). Ο όρος ομοαξονικό, προέρχεται από τον κοινό γεωμετρικό άξονα του εσωτερικού αγωγού και της εξωτερικής θωράκισης. Το συγκεκριμένο είδος καλωδίων, ανακαλύφθηκε από ένα άγγλο μηχανικό και μαθηματικό, *Oliver Heaviside*, το 1880 [67]. Στο παρακάτω σχήμα, φαίνεται ένα τυπικό ομοαξονικό καλώδιο (σχήμα 71).



Σχήμα 71: Τυπική διάταξη ενός ομοαξονικού καλωδίου.

Τα ομοαξονικά καλώδια, μεταφέρουν το ηλεκτρικό σήμα με τη βοήθεια του εσωτερικού αγωγού, ο οποίος έχει κατασκευαστεί από χαλκό. Συνήθως, η θωράκιση του καλωδίου, γειώνεται ενώ το δυναμικό εφαρμόζεται μόνο στον εσωτερικό αγωγό, με αποτέλεσμα σε αυτόν να μεταφέρονται και τα ηλεκτρικά σήματα. Το πλεονέκτημα στο σχεδιασμό ενός ομοαξονικού καλωδίου, έγκειται στο γεγονός ότι το ηλεκτρικό και το μαγνητικό πεδίο περιορίζονται στην περιοχή του διηλεκτρικού με ένα πολύ μικρό ποσοστό διαρροής του έξω από τη θωράκιση. Αντίθετα, στην περιοχή έξω από την θωράκιση τα πεδία δεν μπορούν να εισχωρήσουν στο εσωτερικό του και να προκαλέσουν παρεμβολές στο σήμα. Αυτή τους η ιδιότητα, τα κάνει κατάλληλους υποψηφίους για τη μεταφορά των ασθενών σημάτων [68]. Η χαρακτηριστική αντίσταση (*impedance*, Z_0) του καλωδίου προσδιορίζεται από τη σταθερά του διηλεκτρικού του εσωτερικού μονωτικού και από την ακτίνα του εσωτερικού αγωγού. Η χαρακτηριστική σύνθετη αντίσταση του καλωδίου, είναι σημαντική γιατί πρέπει να επιτύχουμε ταίριασμα (*matching*) των αντιστάσεων για αποφυγή ανακλάσεων, για μέγιστη μεταφορά ισχύος αλλά και για να ελαχιστοποιήσουμε το ρυθμό στάσιμων κυμάτων εντός του καλωδίου. Άλλοι σημαντικοί παράγοντες ενός καλωδίου, είναι η εξασθένιση του σήματος σαν συνάρτηση της συχνότητας, η ικανότητα ελέγχου τάσης και η ποιοτική θωράκιση [68].

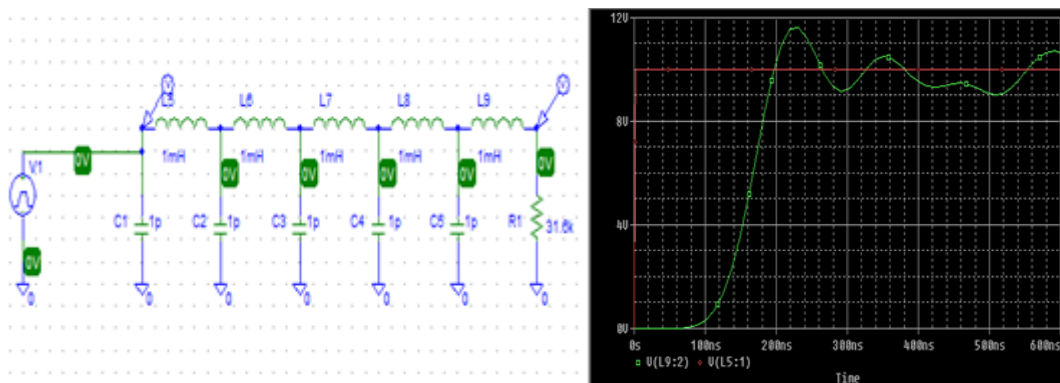
6.1.3. Twisted pair cables

Η τεχνική του *Twisted pair cabling*, είναι ένας τύπος καλωδίων στα οποία δύο αγωγοί περιελίσσονται μεταξύ τους με σκοπό την ακύρωση της παρεμβάσεως εξωτερικών ηλεκτρομαγνητικών πεδίων (*electromagnetic interference*, *EMI*) από εξωτερικές πηγές. Η συγκεκριμένη τεχνική ανακαλύφθηκε από τον *Alexander Graham Bell*.

Φυσική ερμηνεία της τεχνικής *twisted pair*.

Σε περιπτώσεις που έχουμε μία διαδικασία σε ισορροπία, τα δύο καλώδια μεταφέρουν ίσα και αντίθετα σήματα. Η κατάσταση αυτή ονομάζεται, ***differential mode transmission***. Πηγές θορύβου, εισάγουν σήματα στα καλώδια, μέσω ταιριάσματος των ηλεκτρικών ή των μαγνητικών πεδίων των καλωδίων. Αυτός ο θόρυβος, τείνει να καταστήσει ένα κοινό σήμα (*common-mode signal*) στα δύο καλώδια, το οποίο θα ακυρωθεί από τον δέκτη όταν θα λάβει το διαφορετικό αυτό σήμα. Η συγκεκριμένη τεχνική, αρχίζει να γίνεται ανεπαρκής όταν η πηγή θορύβου βρίσκεται πολύ κοντά στα καλώδια, διότι, η τεχνική της απορρίψεως (*common-mode rejection*) του σήματος από το δέκτη δεν αρκεί για την ακύρωσή του. Με βάση αυτό, το ένα καλώδιο μπορεί να προκαλέσει λόγω επαγωγής, φορτίο στο άλλο καλώδιο με αποτέλεσμα την εμφάνιση του φαινομένου ***crosstalk***. Ο ρυθμός περιέλιξης (*twist rate*) ή ***pitch***, προσδιορίζεται ως ο αριθμός των περιελίξεων ανά μέτρο. Όταν γειτονικά τυλιγμένα καλώδια έχουν τον ίδιο αριθμό περιελίξεων, μπορεί μερικώς να ακυρώσουν τα πλεονεκτήματα της τεχνικής *differential mode* για το κάθε ζεύγος. Για το λόγο αυτό, θα πρέπει να έχουμε διαφορετικούς αριθμούς περιελίξεων για κάθε ζεύγος [69].

Το ισοδύναμο κύκλωμα ενός καλωδίου φαίνεται στο παρακάτω σχήμα μαζί με την αντίστοιχη απόκρισή του (σχήμα 72). Το ισοδύναμο κύκλωμα και η γραφική παράσταση έγιναν στο *PSpice*.



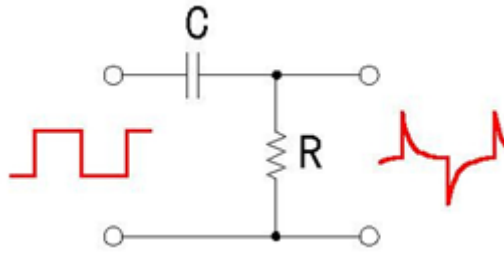
Σχήμα 72: Το ισοδύναμο κύκλωμα ενός καλωδίου.

6.1.4 Φίλτρα (Filters)

Τα φίλτρα χρησιμοποιούνται συνεχώς σε πειράματα φυσικής υψηλών σωματιδίων, κυρίως για την προστασία του ανιχνευτή από τις υψηλές τάσεις που εφαρμόζονται σε αυτόν αλλά και για την μείωση του ανεπιθύμητου θορύβου. Στην παρούσα υποπαράγραφο, θα αναφέρουμε τα τρία πιο βασικά φίλτρα. Αυτά είναι, το υψιπερατό, το χαμηλοπερατό και το *Bal-Un*.

i. Υψιπερατό φίλτρο (*highpass, CR*)

Ένα υψιπερατό φίλτρο, όπως μπορούμε να καταλάβουμε και από την ονομασία του, επιτρέπει τη διέλευση των υψηλών συχνοτήτων και απαγορεύει τη διέλευση των χαμηλών συχνοτήτων. Ένα φίλτρο αυτής της μορφής, φαίνεται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 73).



Σχήμα 73: Υψηπερατό φίλτρο, CR.

Ως *συνάρτηση μεταφοράς*, ορίζεται, ο λόγος της τάσης εξόδου προς την τάση εισόδου και περιγράφεται από την παρακάτω σχέση:

$$H(j\omega) = \frac{V_o(j\omega)}{V_i(j\omega)} = \left(\frac{V_o}{V_i}\right)(j\omega)$$

Η συγκεκριμένη συνάρτηση μπορεί εύκολα να βρεθεί, αρκεί να παρατηρήσουμε ότι το παραπάνω κύκλωμα, παριστάνει έναν «διαιρέτη τάσης» στο πεδίο των συχνοτήτων, με $Z_R = R$ και $Z_C = \frac{1}{j\omega C}$. Συνεπώς, από τον διαιρέτη τάσης, θα έχουμε:

$$V_o(j\omega) = \frac{Z_R}{Z_R + Z_C} V_i(j\omega) = \frac{R}{R + \frac{1}{j\omega C}} V_i(j\omega) = \frac{j\omega CR}{1 + j\omega CR} V_i(j\omega)$$

Άρα, η *συνάρτηση απόκρισης*, θα είναι ίση με,

$$H(j\omega) = \frac{V_o(j\omega)}{V_i(j\omega)} = \frac{j\omega CR}{1 + j\omega CR}$$

Χρησιμοποιώντας την ταυτότητα του Euler, $e^{j\theta} = \cos\theta + j \sin\theta$ και την μιγαδική πολική μορφή, $z = x + jy = |z|e^{j\varphi} = \sqrt{x^2 + y^2}$, όπου, $\varphi = \arg z = \tan^{-1} \frac{y}{x}$, η παραπάνω σχέση μπορεί να γραφεί με τη μορφή:

$$H(j\omega) = \frac{j\omega CR}{1 + j\omega CR} = \frac{\omega CR e^{j\frac{\pi}{2}}}{\sqrt{1 + (\omega CR)^2} e^{j\arctan(\omega CR)}} = \frac{\omega CR}{\sqrt{1 + (\omega CR)^2}} e^{j[\frac{\pi}{2} - \arctan(\omega CR)]}$$

ή

$$H(j\omega) = |H(j\omega)| e^{j\angle H}$$

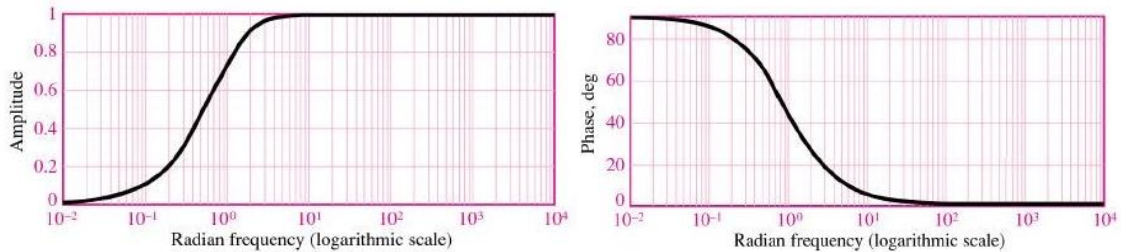
όπου,

$$|H(j\omega)| = \frac{\omega CR}{\sqrt{1 + (\omega CR)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2}}$$

και

$$\angle H = 90^\circ - \arctan\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)$$

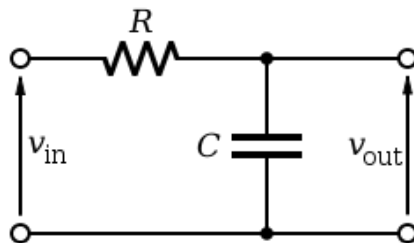
Παρατηρούμε ότι, για $\omega \rightarrow 0 \Rightarrow |H(j\omega)| \rightarrow 0$ ενώ για $\omega \rightarrow \infty \Rightarrow |H(j\omega)| \rightarrow 1$, συνεπώς το κύκλωμά μας συμπεριφέρεται σαν υψιπερατό φίλτρο. Η συχνότητα αποκοπής του φίλτρου αυτού είναι $\omega_0 = \frac{1}{RC}$. Οι αντίστοιχες γραφικές παραστάσεις απόκρισης συχνότητας, φαίνονται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 74).



Σχήμα 74: Απόκριση συχνότητας υψιπερατού φίλτρου.

ii. Χαμηλοπερατό φίλτρο (lowpass, RC)

Ένα χαμηλοπερατό ή βαθυπερατό φίλτρο, σε αντίθεση με το υψιπερατό, επιτρέπει τη διέλευση των χαμηλών συχνοτήτων και απαγορεύει τη διέλευση των υψηλών συχνοτήτων. Ένα φίλτρο αυτής της μορφής, φαίνεται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 75).



Σχήμα 75: Χαμηλοπερατό φίλτρο, RC.

Από τον διαιρέτη τάσης, θα έχουμε:

$$V_o(j\omega) = \frac{1}{1 + j\omega CR} V_i(j\omega)$$

Άρα, η *συνάρτηση απόκρισης*, θα είναι ίση με,

$$H(j\omega) = \frac{V_o(j\omega)}{V_i(j\omega)} = \frac{1}{1 + j\omega CR} = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega CR)^2}} e^{-j\arctan(\omega CR)}$$

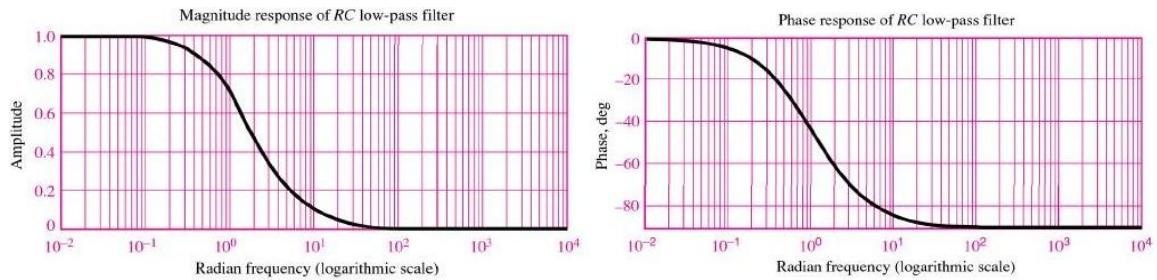
όπου,

$$|H(j\omega)| = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega CR)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}}$$

και

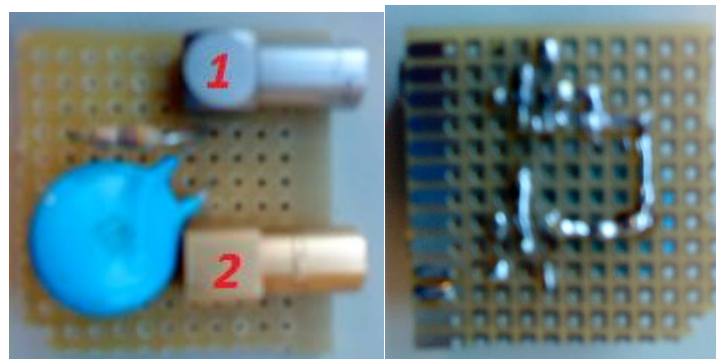
$$\angle H = -\arctan\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)$$

Παρατηρούμε ότι, για $\omega \rightarrow 0 \Rightarrow |H(j\omega)| \rightarrow 1$ ενώ για $\omega \rightarrow \infty \Rightarrow |H(j\omega)| \rightarrow 0$, συνεπώς το κύκλωμά μας συμπεριφέρεται σαν χαμηλοπερατό φίλτρο. Η συχνότητα αποκοπής του φίλτρου αυτού είναι $\omega_0 = \frac{1}{RC}$. Οι αντίστοιχες γραφικές παραστάσεις απόκρισης συχνότητας φαίνονται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 76).



Σχήμα 76: Απόκριση συχνότητας χαμηλοπερατού φίλτρου.

Για τις ανάγκες του εργαστηρίου, κατασκευάστηκε ένα φίλτρο διπλής «όψεως» (σχήμα 77), δηλαδή, ανάλογα με την σύνδεσή του στη διάταξη του πειράματος, λειτουργεί είτε σαν υψιπερατό (είσοδος 2 – έξοδος 1) είτε σαν χαμηλοπερατό φίλτρο (είσοδος 1 – έξοδος 2). Η συχνότητα αποκοπής $f_c = 5.9kHz$, αφού χρησιμοποιήθηκαν μία αντίσταση $2,7M\Omega$ ($1/2W$) και ένας κεραμικός πυκνωτής με χωρητικότητα $10nF$ ($3kV$).



Σχήμα 77: Κατασκευή φίλτρου διπλής «όψεως».

iii. Balance – Unbalance φίλτρο (Bal – Un)

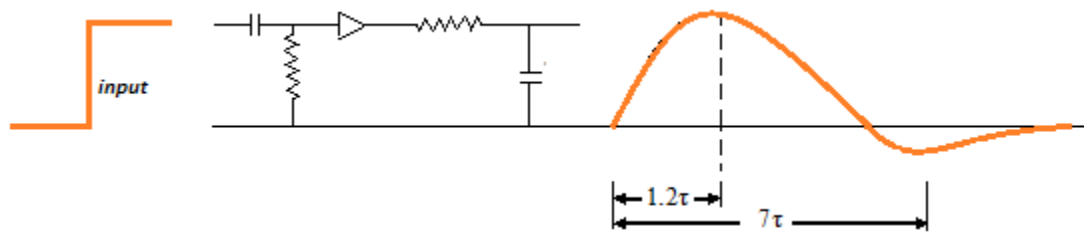
Το **Balun (Balance – Unbalance)**, είναι μία ηλεκτρική συσκευή η οποία μετατρέπει ένα *balanced* σήμα (*two signals working against each other where ground is irrelevant*) σε ένα *unbalanced* σήμα (*a single signal working against ground or pseudo-ground*) και αντίστροφα.

Οι μετασχηματιστές *balun*, χρησιμοποιούνται πολλές φορές για τη σύνδεση καλωδίων με διαφορετικές σύνθετες αντιστάσεις, δηλαδή, μπορεί να χρησιμοποιηθεί για *matching*. Άλλη μία ιδιότητα του *balun*, είναι η αποκοπή υψηλών συχνοτήτων. Ένα τυπικό *balun*, αποτελείται από ένα καλώδιο (στην περίπτωση μας ένα *lemo*) και από ένα πυρήνα φερίτη (*MnZn*). Στο διπλανό σχήμα (σχήμα 78) παρουσιάζεται ένα *bal-un*.



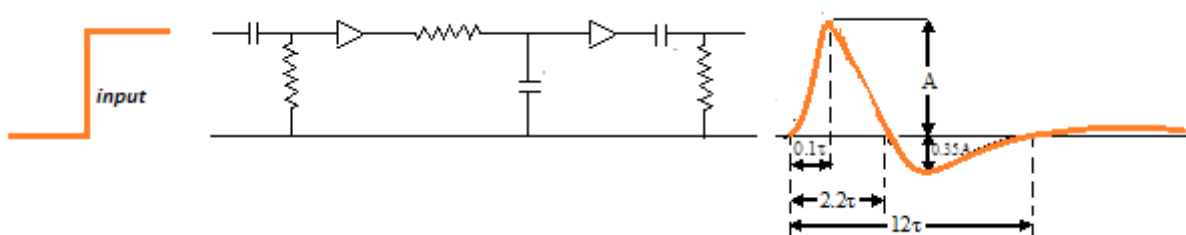
Σχήμα 78: Φίλτρο Balun.

Στην πράξη δε χρησιμοποιούμε ούτε *RC* – ολοκλήρωση, ούτε *CR* – διαφόριση αλλά ένα συνδυασμό αυτών των δύο κυκλωμάτων (σχήμα 79).



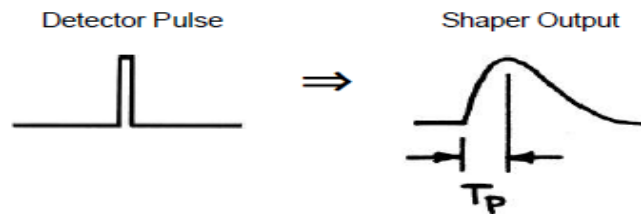
Σχήμα 79: Κύκλωμα *CR-RC*.

Η σταθερά χρόνου που χρησιμοποιήθηκε για να πάρουμε τον συγκεκριμένο παλμό του σχήματος είναι *1msec*, ενώ στην είσοδο οδηγήθηκε ένας τυπικός παλμός, σταθεράς χρόνου *50msec* από ένα προενισχυτή. Λόγω της δεύτερης διαφόρισης, αρχικά στον προενισχυτή και έπειτα στον ενισχυτή, ο παλμός τέμνει τη στάθμη του μηδενός στο σημείο 7τ . Ειδική μορφοποίησης, είναι η διπλή διαφόριση με ένα *CR-RC-CR* κύκλωμα στον κυρίως ενισχυτή. Ο παλμός εξόδου είναι διπολικός. Η μετατόπιση από τη στάθμη του μηδενός, μπορεί να περιορισθεί είτε σε επόμενο στάδιο του ενισχυτή είτε με ανεξάρτητο όργανο. Το κύκλωμα και ο αντίστοιχος παλμός εξόδου φαίνονται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 80).



Σχήμα 80: Το κύκλωμα *CR-RC-CR*.

Παρατηρούμε λοιπόν ότι, αν χρειαζόμαστε πληροφορίες του πλάτους αλλά και του χρόνου του παλμού, τότε πρέπει να χρησιμοποιήσουμε ένα γρήγορο φίλτρο, ενώ αν θέλουμε να κρατήσουμε πληροφορίες για το φορτίο, τότε μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε ένα αργό φίλτρο. Εν γένει, όταν κάνουμε *pulse shaping*, μετατρέπουμε το στενό σήμα ρεύματος από τον ανιχνευτή, σε έναν πιο διευρυμένο παλμό, για να μειωθεί ο θόρυβος και εμφανίζουμε ένα μέγιστο σε χρόνο αιχμής, T_p (*peaking time*), για να διευκολυνθεί η μέτρηση του πλάτους του παλμού.



Σχήμα 81: *Pulse Shaping*

Πρέπει να προσέχουμε τη διάρκεια του παλμού, να μην είναι μεγάλη, έτσι ώστε να αποφύγουμε φαινόμενα *overlapping*. Αν δεν αλλάζει μορφή ο παλμός μας με την αλλαγή της στάθμης παλμού (*signal level*), τότε το πλάτος του παλμού αποτελεί μία *μέτρηση της ενέργειας*. Απαιτείται η ολοκλήρωση του σήματος (*signal current*) από τον ανιχνευτή είτε μέσω της ολοκλήρωσης του φορτίου στην εσωτερική χωρητικότητα του ανιχνευτή είτε με τη βοήθεια ενός *charge sensitive preamplifier* είτε ενισχύοντας το σήμα και χρησιμοποιώντας έναν *ADC (analog to digital converter)*.

6.1.5 Προενισχυτής (Preamplifier)

Ο προενισχυτής, είναι μια ηλεκτρονική συσκευή στην οποία θα γίνει μια πρώτη διαμόρφωση του σήματος, προτού αυτό περάσει στον ενισχυτή ή σε κάποια άλλη συσκευή. Οι τρεις σημαντικότερες λειτουργίες του προενισχυτή είναι οι ακόλουθες:

A. Μετατρέπει το φορτίο (αρχική μορφή σήματος) σε παλμό τάσης.

Ο παλμός στην έξοδο του προενισχυτή έχει πλάτος ανάλογο του ολικού φορτίου της εξόδου του ανιχνευτή.

B. Να απομονώσει το σήμα εξόδου του ανιχνευτή από την υψηλή τάση τροφοδοσίας του.

Γ. Κάνει μία πρώτη ενίσχυση του σήματος εξόδου του ανιχνευτή.

Δ. Διαμορφώνει τον παλμό.

E. Να ενισχύσει το σήμα κατά ρεύμα.

Με την ενίσχυση του σήματος **κατά ρεύμα**, ο παλμός δε μεταβάλλεται **κατά πλάτος**. Με αυτόν τον τρόπο, γίνεται όμως εύχρηστος, εφόσον η ισχύς του έχει ενισχυθεί: (i). Μπορεί να μεταφερθεί μέχρι τον ενισχυτή χωρίς σχετικά μεγάλες απώλειες. (ii). Εξαφανίζονται τα παράσιτα, όταν το σήμα περάσει από το τερματικό, γιατί η ισχύς τους είναι αμελητέα συγκριτικά με την ισχύ του σήματος. Αν όμως το σήμα δεν είχε ενισχυθεί κατά ρεύμα, οι απώλειες από τη διέλευσή του μέσω των τερματικών θα ήταν σχετικά μεγάλες. (iii). Μας δίνεται η δυνατότητα να χρησιμοποιήσουμε μικρή αντίσταση εξόδου στον προενισχυτή (περίπου 100 Ω). Έτσι αποφεύγονται οι **ανακλάσεις** του σήματος μεταξύ προενισχυτή και ενισχυτή, ενώ παράλληλα διευκολύνεται η προσαρμογή των κυκλωματικών στοιχείων του ανιχνευτή με τον κυρίως ενισχυτή. Ο προενισχυτής, συνήθως τοποθετείται όσο το δυνατόν πιο κοντά στον ανιχνευτή. Αυτή η τοποθέτηση έχει σαν αποτέλεσμα την όσο το δυνατόν μικρότερη υποβάθμιση της λειτουργίας του συστήματος που θα οφείλεται σε μια επιπλέον χωρητικότητα μεταξύ ανιχνευτή



Χαρακτηριστικά του preamplifier Ortec-142:

Noise Model	Detector Capacitance (pF)	Maximum Noise (keV)(Si)
142B	100	3.20
142B	1000	19.00

Integral nonlinearity $\leq 0.03\%$, 0 to $\pm 7V$ open circuit or $\pm 3.5V$ terminated in 93Ω.

Temperature instability

$< \pm 100\text{ppm}/^\circ\text{C}$ from 0 to 50 °C

Open loop gain > 80000

Charge sensitivity (Si equivalent)

Nominally 20mV/MeV

Energy Range 0-200 (A) or 0-400MeV (B)
E²CRP maximum energy-squared count-rate product :

$$3 \times 10^7 \text{ MeV}^2/\text{s}$$

Rise time (0 to 5V pulse at E on 93-Ω load)
 $< 5\text{ns}$ at 100pF, $< 25\text{ns}$ at 1000pF

Decay time Nominally 1000μs

Recommended range of input capacitance

100 to 400pF

Detector bias voltage $< \pm 1000V$ maximum

INPUTS

INPUT: Accepts positive and negative charge input (normally from a semiconductor detector) from any type detector. BNC connector.

BIAS: Accepts detector bias from bias supply and applies it to detector through the INPUT connector. Maximum $\pm 1000V$. SHV connector or ORTEC type C-38.

και προενισχυτή. Ο παλμός στην έξοδο του προενισχυτή, πρέπει να έχει όσο το δυνατόν μικρότερο χρόνο ανόδου. Η προσπάθεια όμως για την ελάττωση του χρόνου ανόδου, περιορίζεται από τις απαιτήσεις των επί μέρους ηλεκτρονικών. Η συνηθισμένη του τιμή είναι περίπου **50 msec**. Το τμήμα καθόδου του σήματος, μοιάζει με εκφόρτιση πυκνωτή σταθεράς χρόνου, **50msec**. Ως **σταθερά χρόνου**, ορίζεται, το γινόμενο **RC** του κυκλώματος, το οποίο ισούται με το χρόνο που πρέπει να περάσει, για να χάσει ο παλμός το 63% του αρχικού του ύψους. Ο προενισχυτής που χρησιμοποιήθηκε είναι ο **Ortec 142(A)**, οποίος συνεισφέρει ελάχιστα στον θόρυβο και έχει γρήγορη απόκριση, ενώ είναι μικρός σε μέγεθος και μπορεί να λειτουργήσει σε συνθήκες κενού. Στο διπλανό παράρτημα, φαίνονται τα χαρακτηριστικά του συγκεκριμένου προενισχυτή.

Από μία πηγή AFG3251, τροφοδοτούμε τον *preamplifier* με τάση $2V_{p-p}$. Λόγω του *mismatching*, έχουμε ανακλάσεις οι οποίες εμφάνιζαν ενίσχυση ($\times 2$) στο σήμα που παίρνουμε στον παλμογράφο. Για να αποφύγουμε τις ανακλάσεις κάνουμε *matching* με μία αντίσταση των **50Ω**.

Βγάζουμε τώρα την αντίσταση για να δούμε τις ανακλάσεις και να μετρήσουμε το χρόνο μετάδοσης του σήματος και κατ' επέκταση την ταχύτητα διάδοσης. Συνεπώς θα έχουμε, για μήκος καλωδίου $l = 0,5m$ και χρόνο ανακλάσεως $t = 100ns/2$ (μέτρηση από τον παλμογράφο),

$$x = 2l = 1m \text{ (a le retour)} \rightarrow u = \frac{x}{t} = \frac{1m}{50ns} = 2 \cdot 10^7 m/s$$

6.1.6 Ενισχυτής (Amplifier)

Η σπουδαιότερη αποστολή ενός ενισχυτή (σχήμα 82) στη φασματοσκοπία, είναι να μορφοποιήσει τους παλμούς με αποτέλεσμα να ενισχύσει το ύψος τους και να αποκόψει με κατάλληλα κυκλώματα φίλτρων ορισμένες συχνότητες. Έτσι προσπαθούμε να διατηρήσουμε γραμμική απόκριση και να επιτύχουμε το μέγιστο δυνατό λόγο σήματος/θορύβου (**SNR**).

TEST: Input for pulse generator to test and calibrate the system. BNC connector.

POWER: Input power through 10-ft clipped Captive power cable from ORTEC main Amplifier or ORTEC Modell 4002P portable Power supply.

OUTPUTS

E: Positive or negative linear tail pulse for Energy measurement. BNC connector.

T: Positive or negative linear fast-clipped Pulse for timing. This output generated Using an inverting transformer that Differentiates the energy output. Its rise Time ranges from $< 5ns$ to $< 25ns$. BNC connector.

POWER REQUIRED

+24V, 40mA / -24V, 10mA
+12V, 15mA / -12V, 15mA.

WEIGHT

Net 0.32kg (0.75 oz)
Shipping 1.25kg (2.75 lb)

DIMENSIONS

3.81x6.10x13.3 cm (1.5x2.4x5.25 in.)

Οι λόγοι για τους οποίους επιχειρούμε μορφοποίηση των παλμών είναι βασικά τρεις:

1) Για να εμποδίσουμε την επικάλυψη.

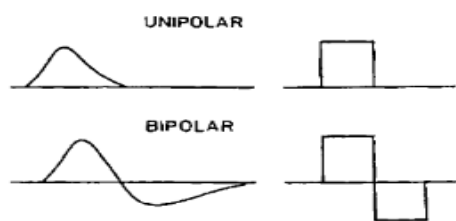
Το αποτέλεσμα της ανίχνευσης ενός γεγονότος πρέπει να εξαλειφθεί μέσα σε χρόνο μικρότερο από το χρονικό διάστημα μεταξύ δύο διαδοχικών παλμών. Ο χρόνος όμως αυτός, πρέπει να είναι αρκετός ώστε να μην καταστραφεί η πληροφορία της ανίχνευσης. Αν ο χρόνος αυτός δε μετριάσθει, οι παλμοί θα επικαλύπτονται με αποτέλεσμα να προκύπτουν λάθη στην εκτίμηση του πλάτους (*pile-up*).

2) Για να βελτιώσουμε το λόγο σήματος/θορύβου (SNR).

Οι αναπόφευκτες πηγές θορύβου στον ανιχνευτή και στα πρώτα στάδια ενίσχυσης δημιουργούν θόρυβο, του οποίου το πλάτος είναι αρκετά μεγάλο συγκριτικά με το πλάτος του σήματος. Κατάλληλες μέθοδοι μορφοποίησης ενισχύουν το σήμα ενώ συγχρόνως ελαττώνουν το θόρυβο. Έτσι αυξάνεται ο λόγος σήματος/θορύβου, ενώ παράλληλα βελτιώνεται και η διακριτική ικανότητα του συστήματος.

3) Για να διευκολύνουμε την επεξεργασία δεδομένων.

Ο ενισχυτής που χρησιμοποιήθηκε, είχε τη δυνατότητα διαμόρφωσης του παλμού σε μονοπολικό (*unipolar*) και διπολικό (*bipolar*) παλμό. Η μορφή αυτών των παλμών, φαίνεται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 83).



Σχήμα 83: Διαμόρφωση του παλμού σε μονοπολικό (*unipolar*) και διπολικό (*bipolar*).

Amplifier Ortec-472A



FINE GAIN: Ten – turned precision potentiometer for continuously variable direct – reading gain factor of $\times 0.5$ to $\times 1.5$

COARSE GAIN: Nine – position switch selects, feedback resistors for gain factors of $\times 5$, 10, 20, 50, 100, 200, 500, 1K and 2K.

PZ ADJ: Potentiometer to adjust pole – zero cancellation for decay times from 25 μ s to ∞ .

BLR RATE: Three – position switch selects the baseline restorer's restoration rate to be LO, MED, or HI. Selection should be made on the basis of expected input count rate; LO for duty cycles $< 10\%$, MED for $< 70\%$ and HI for $> 70\%$.

INPUT: Type BNC front and rear panel connectors accepts either positive or negative pulses with rise times in the range from 10 to 650ns and decay times from 25 to 2000 μ s; $Z \cong 1000\Omega$, dc coupled; linear maximum, 5.5V; absolute maximum, 20V.

OUTPUTS

UNIPOLAR: Type BNC front panel connector with $Z < 1\Omega$, and rear panel connector with $Z = 93\Omega$, short circuit proof; prompt or delayed with full-scale linear range of +10V; active filter shaped; dc-restored; dc level adjustable to $\pm 100mV$.

BIPOLAR: Type BNC front panel connector with $Z < 1\Omega$, and rear panel connector with $Z = 93\Omega$, short circuit proof; prompt output with positive lobe leading and linear range of +10V independent of unipolar range and polarity; active filter shaped.

Αφ' ότου ο αρχικός παλμός μορφοποιηθεί στον κυρίως ενισχυτή, είναι αναγκαίο να του δώσουμε το κατάλληλο σχήμα, για να μπορέσει να ανταποκριθεί στις απαιτήσεις ενός συστήματος επεξεργασίας δεδομένων, όπως ο πολυκαναλικός αναλυτής (MCA).

6.1.7 Πολυκαναλικός αναλυτής, MCA (Multi-channel Analyzer)

Από τα πιο χρήσιμα εργαλεία συλλογής δεδομένων για την πυρηνική φυσική, τη φασματοσκοπία και τη φυσική υψηλών ενεργειών είναι ο πολυκαναλικός αναλυτής (Multi-Channel Analyzer, MCA). Για να είμαστε ακριβείς, ένας πολυκαναλικός αναλυτής (σχήμα 84), ταξινομεί τους παλμούς που δέχεται από τους ανιχνευτές ανάλογα με το πλάτος τους, δηλαδή, την ενέργειά τους και τους τοποθετεί στο αντίστοιχο κανάλι. Το κάθε κανάλι, αντιστοιχεί σε μια ποσότητα ενέργειας και όταν ο MCA διαβάσει παλμό αυτής της ενέργειας αυξάνει κατά ένα τον αριθμό των παλμών που έχει δεχτεί για το συγκεκριμένο κανάλι. Αν θέλαμε να περιγράψουμε λίγο πιο αναλυτικά τον MCA, θα λέγαμε ότι, στην πραγματικότητα ο MCA ψηφιοποιεί το πλάτος του εισερχόμενου παλμού με τη βοήθεια ενός μετατροπέα αναλογικού σήματος σε ψηφιακό (ADC). Στη συνέχεια παίρνει αυτόν τον αριθμό και τον καταχωρεί σε ένα κανάλι μνήμης του οποίου η διεύθυνση είναι ανάλογη της ψηφιοποιημένης τιμής. Με αυτό τον τρόπο οι εισερχόμενοι παλμοί ταξινομούνται σύμφωνα με το ύψος τους. Ο συνολικός αριθμός καναλιών στον οποίο ψηφιοποιείται το εύρος τάσεων, είναι γνωστός σαν *κέρδος μετατροπής*. Αυτό το κέρδος, προσδιορίζει τη διακριτική ικανότητα του MCA. Στον MCA που χρησιμοποιήσαμε το κέρδος μετατροπής ήταν 1024. Η βαθμονόμηση της ενέργειας (*Energy Calibration*), γίνεται συνήθως με πηγές που εκπέμπουν φωτόνια (ακτινοβολία) γνωστής ενέργειας.

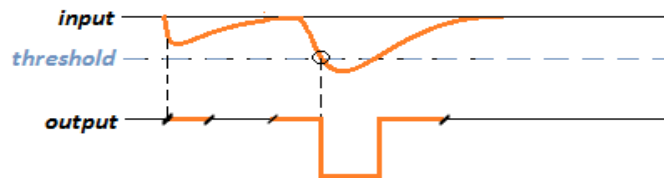
Στο εργαστήριο φυσικής υψηλών ενεργειών, χρησιμοποιήσαμε το μοντέλο, MCA 8000A της *Amptek*, ο οποίος παρέχει την δυνατότητα επιλογής μεταξύ 512 και 1024 καναλιών που αντιστοιχούν σε ενέργεια, 0 - 5V και 0 - 10V, αντίστοιχα. Το λογισμικό για την απεικόνιση των φασμάτων, το οποίο λειτουργεί σε συνδυασμό με τον MCA, ονομάζεται *Amptek ADMCA* και επιτρέπει την εύκολη ανάγνωση και αποθήκευση των δεδομένων.



Σχήμα 84: Multi-Channel Analyzer, MCA

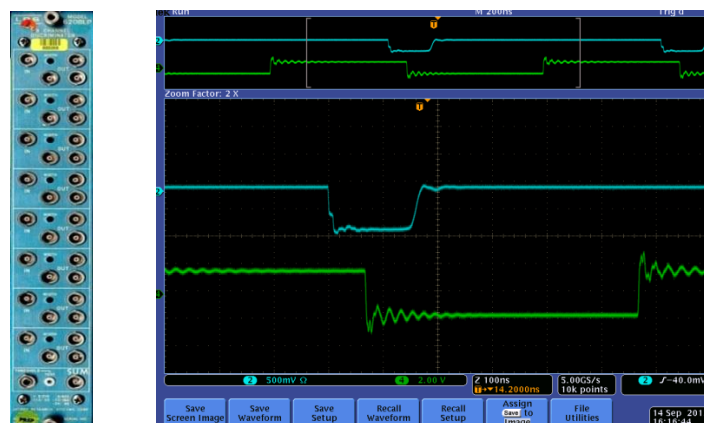
6.1.8 Discriminator (Διευκρινιστής Ύψους Παλμών)

Ο *discriminator*, είναι μία διάταξη κατωφλίου, η οποία δίνει στην έξοδό της, έναν παλμό καθορισμένου ύψους και καθορισμένης χρονικής διάρκειας, κάθε φορά που στην είσοδό της εμφανίζεται ένας λογικός παλμός, ο οποίος υπερβαίνει το κατώφλι του *discriminator* (σχήμα 85).



Σχήμα 85: Η αρχή λειτουργίας ενός discriminator.

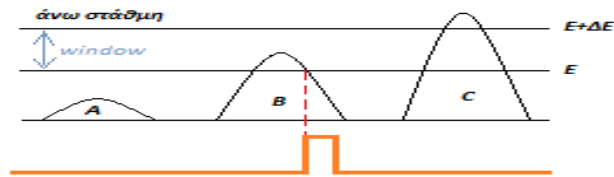
Συγκεκριμένα, ο *discriminator*, βοηθά στην απομάκρυνση του θορύβου, που παράγεται από τον ενισχυτή (*amplifier*) και μπορεί να αλλοιώσει το σήμα μας. Ακόμη ξεχωρίζει τα διάφορα σήματα που θα φτάσουν σε αυτόν, με βάση το ύψος του καθενός. Τα σήματα με ύψος μικρότερο της τιμής κατωφλίου (*threshold*) δίνουν λογικό 0 ενώ τα σήματα με μεγαλύτερο ύψος, δίνουν λογικό 1. Άλλη μία σημαντική ιδιότητα του *discriminator*, είναι ότι μετατρέπει το αναλογικό σήμα σε ψηφιακό (*analog – to – digital converter, ADC*). Ο *discriminator*, που χρησιμοποιήσαμε, είναι ο *DIS – LRS* και αυτό που πρέπει να προσέξουμε, είναι ότι στην έξοδό του δίνει «αρνητικό» παλμό, οπότε το σήμα που θα του δώσουμε πρέπει να είναι του ίδιου προσήμου. Κάτι τέτοιο θα μπορούσε να επιτευχθεί με τη βοήθεια μίας συσκευής *FAN – IN/OUT*. Στο ακόλουθο σχήμα παρουσιάζεται, ένας τυπικός *discriminator* και η αντίστοιχη έξοδός του στον παλμογράφο (σχήμα 86).



Σχήμα 86: Ο *DIS – LRS* και ο λογικός παλμός εξόδου (μπλε γραμμή). Η πράσινη γραμμή αναφέρεται σε τετραγωνικό παλμό $2V_{p-p}$, με τάση κατωφλίου ίση με $0,3mV$.

6.1.9 Αναλυτής

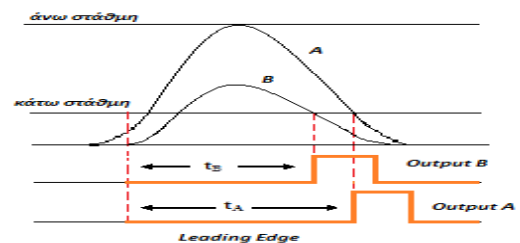
Το όργανο αυτό στέλνει έναν λογικό παλμό, όταν στην είσοδό του έρθει σήμα του οποίου το ύψος βρίσκεται μέσα σε μια προκαθορισμένη περιοχή. Συγκεκριμένα, στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 87) φαίνεται ότι λογικός παλμός στέλνεται μόνο στην περίπτωση που το ύψος του παλμού βρίσκεται στη ζώνη μεταξύ E και $E+\Delta E$. Το εύρος ΔE , λέγεται *παράθυρο* του αναλυτή.



Σχήμα 87: Αρχή λειτουργίας του αναλυτή.

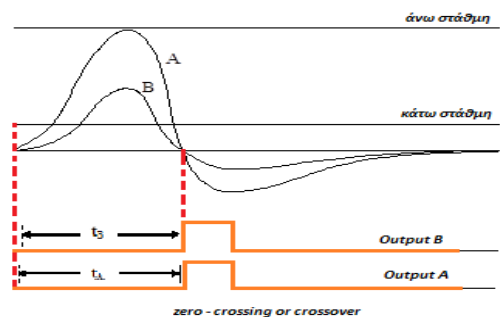
Ο *discriminator*, όπως είδαμε παραπάνω, μετατρέπει τον αναλογικό παλμό που προέρχεται από τον ενισχυτή σε έναν ψηφιακό, δηλαδή, στη θέση του δημιουργεί έναν λογικό παλμό. Η δημιουργία αυτή του λογικού παλμού, μπορεί να γίνει με τους εξής τρόπους:

α. Ο λογικός παλμός δημιουργείται τη στιγμή που το τμήμα καθόδου του αναλογικού παλμού τέμνει την προκαθορισμένη στάθμη του αναλυτή. Η μέθοδος αυτή, λέγεται «*leading edge*» (σχήμα 88).



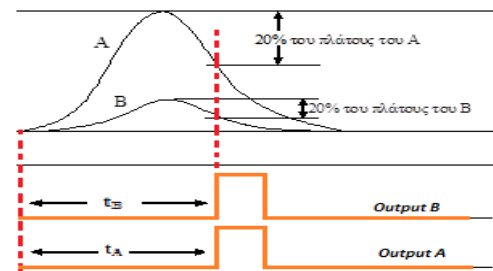
Σχήμα 88: Η μέθοδος «*leading edge*».

β. Η μέθοδος αυτή, ονομάζεται «*zero crossing*» ή «*crossover*». Καθώς παρατηρούμε, ο λογικός παλμός, στέλνεται τη στιγμή που ο διπολικός (*bipolar*) παλμός τέμνει τη στάθμη του μηδενός (σχήμα 89).



Σχήμα 89: Η μέθοδος «*zero crossing*».

γ. Σύμφωνα με την τρίτη μέθοδο, ο λογικός παλμός παράγεται με βάση ένα σταθερό επί τοις εκατό ποσοστό του ύψους του παλμού, ανεξάρτητα από το ποιο είναι το ύψος αυτό. Η μέθοδος λέγεται, «*constant fraction*» (σχήμα 90).



Σχήμα 90: Η μέθοδος «*constant fraction*».

6.2

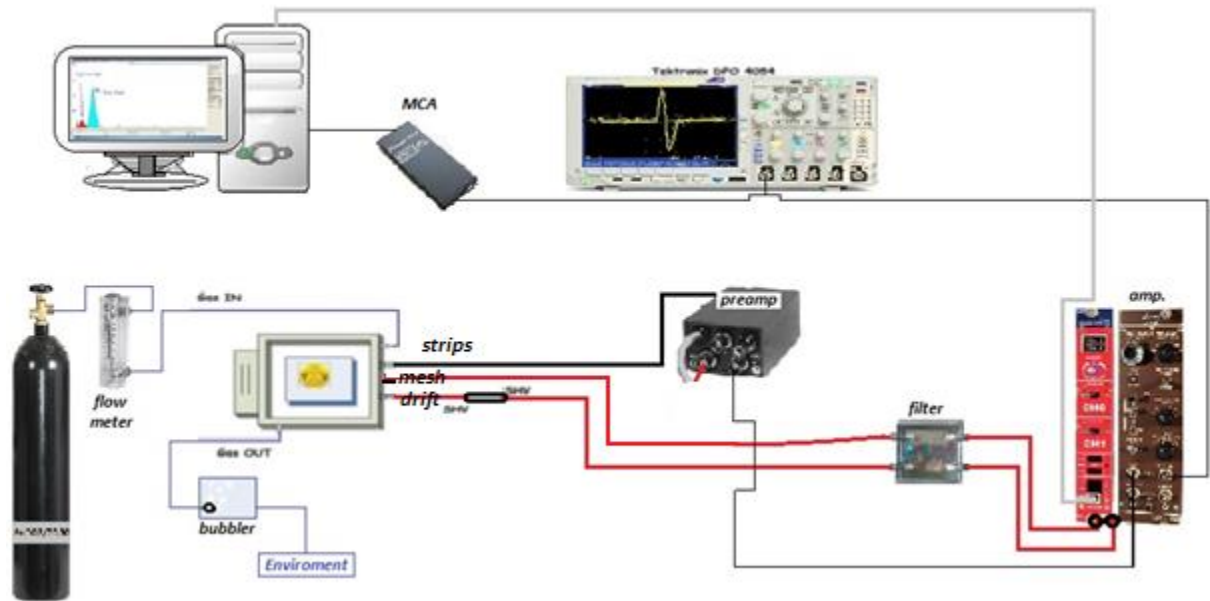
Πειραματική διάταξη

Για να μπορέσουμε να χαρακτηρίσουμε έναν ανιχνευτή, θα πρέπει να μαζέψουμε όσες περισσότερες πληροφορίες μπορούμε. Πληροφορίες ζωτικής σημασίας για έναν τέτοιο χαρακτηρισμό, είναι η συμπεριφορά του κάτω από κατάλληλα καθορισμένες συνθήκες (θερμοκρασίας, πίεσης, τάσης κ.λπ.) αλλά και οι περιορισμοί στην λειτουργία του. Σε αυτό το κεφάλαιο θα δούμε λίγο πιο αναλυτικά, τι σημαίνουν τα παραπάνω. Δύο από τις σημαντικότερες παραμέτρους που πρέπει να γνωρίζουμε για έναν ανιχνευτή, είναι η ενίσχυση του αερίου (*Gain*) του και η ενεργειακή διακριτική του ικανότητα (*energy resolution*). Συνεπώς, χαρακτηρισμός ενός ανιχνευτή, σημαίνει μετρήσεις του *gain* κάτω από διαφορετικές συνθήκες σαν συνάρτηση της θέσης του ανιχνευτή.

6.2.1 Experimental Set-up

Μια πηγή ^{55}Fe , χρησιμοποιείται για την δημιουργία των φορτισμένων σωματιδίων. Η συγκεκριμένη πηγή, εκπέμπει φωτόνια ενέργειας 5.9keV και τοποθετείται πάνω από το παράθυρο του ανιχνευτή. Το παράθυρο του ανιχνευτή, βρίσκεται περίπου 1cm πάνω από την περιοχή μετατροπής. Η πηγή ευθυγραμμίζεται με τέτοιο τρόπο, έτσι ώστε να ακτινοβολείται μία συγκεκριμένη περιοχή του ανιχνευτή.

Το ηλεκτρόδιο της καθόδου (*drift*) όπως και το ηλεκτρόδιο του *mesh*, συνδέονται σε μία πηγή υψηλής τάσης (*Power supply, CAEN-N1471*) μέσω ενός *RC* φίλτρου. Αυτό το φίλτρο, όπως αναφέραμε σε προηγούμενη παράγραφο, είναι ένα χαμηλοπερατό φίλτρο, το οποίο χρησιμοποιείται για την αποκοπή του θορύβου αλλά και του υποβάθρου. Όπως θα δούμε σε επόμενες παραγράφους, μπορούμε να αντλήσουμε πληροφορίες από το *micromesh* του ανιχνευτή μας. Για να «διαβάσουμε» τις πληροφορίες από το *micromesh*, συνδέουμε σε αυτό το σημείο έναν προενισχυτή και μετά έναν ενισχυτή (σχήμα 91). Αυτοί οι δύο, ολοκληρώνουν και μορφοποιούν το σήμα από το *mesh*. Το τελευταίο κομμάτι της ανάγνωσης του σήματος, είναι είτε ένας παλμογράφος είτε ένας *MCA* είτε και τα δύο. Όπως είδαμε, αλλά και θα δούμε ξανά σε προηγούμενη παράγραφο, ο *MCA* διαβάζει τάση, *V*, και με τη βοήθεια ενός λογισμικού (*ADMCA.exe*) κατασκευάζει ένα ιστόγραμμα. Συνεπώς, λόγω του *MCA*, μπορούμε να δούμε το φάσμα της εκάστοτε χρησιμοποιούμενης πηγής.



Σχήμα 91: Πειραματική διάταξη του πειράματος.

Ένα σημαντικό βήμα που πρέπει να γίνει πριν ξεκινήσουμε το πείραμά μας, είναι η βαθμονόμηση (*calibrate*) ολόκληρης της πειραματικής αλυσίδας, έτσι ώστε να είμαστε σε θέση να γνωρίζουμε τη σχέση μεταξύ του αριθμού των καναλιών του MCA (*#channels*) και του φορτίου στην είσοδο της πολλαπλασιαστικής αλυσίδας (*amplification chain*), η οποία σχετίζεται άμεσα με το *gain* του ανιχνευτή.

Το μεγαλύτερο πρόβλημα είναι να μπορέσουμε να γειώσουμε την όλη διάταξη. Η γείωση παρέχεται από την τροφοδοσία υψηλής τάσης μέσω μίας μονάδας NIM. Η μονάδα NIM, συνδέει όλες τις συσκευές μέσω ενός μεταλλικού πάνελ (*panel*). Για να ενισχύσουμε την γείωση, μπορούμε να συνδέσουμε όλες τις συσκευές με ένα μεγάλο χάλκινο καλώδιο. Ένας ακόμη τρόπος μείωσης του θορύβου, είναι η κοινή τους επαφή πάνω σε μία μεγάλη μεταλλική επιφάνεια. Καλό είναι να μην ξεχνάμε το συγκεκριμένο βήμα, με σκοπό να μειώνεται ο θόρυβος, ο οποίος υπεισέρχεται στις μετρήσεις μας. Επίσης, άλλη μία τεχνική που μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την μείωση του θορύβου αλλά και τις αποφυγής παρασιτικών σημάτων, είναι ο *κλωβός Faraday*.

6.2.2 Calibration

Για να πραγματοποιήσουμε μία βαθμονόμηση, εισάγουμε ένα σήμα, το οποίο προέρχεται από έναν *pulse generator*, μέσω ενός πυκνωτή. Το σήμα θα περάσει από όλες τις συσκευές (*preamplifier* και *amplifier*) και θα καταλήξει σε έναν παλμογράφο (*oscilloscope*). Η χωρητικότητα, *C*, θεωρώντας ότι είναι γνωστή η τάση *V* που στέλνεται από τον *pulse generator*, μπορεί να προσδιοριστεί. Άρα, μπορούμε να βρούμε και το φορτίο που εναποτίθεται με τη βοήθεια της σχέσης:

$$Q = CV_{out}$$

Θα μπορούσαμε να εξάγουμε μία σχέση μεταξύ της τάσης V_{out} (σε *Volt*) του μετρούμενου σήματος στην έξοδο της αλυσίδας και του φορτίου που εισάγουμε, «διαβάζοντας» την τάση V_{out} στον παλμογράφο. Με αυτόν τον τρόπο, έχουμε τη σχέση μεταξύ της V_{out} και του αριθμού n , των καναλιών του MCA, τα οποία αντιστοιχούν στην κορυφή του σιδήρου. Η ενίσχυση αυτή είναι

γραμμική, με αποτέλεσμα η γραφική παράσταση $V(n)$, να είναι μία ευθεία γραμμή. Ο συντελεστής ενίσχυσης, δίνεται από τον τύπο, $A = V_{out}/Q$. Με βάση την βαθμονόμηση αυτή, μπορούμε να υπολογίσουμε το gain του ανιχνευτή μας, όπως θα δούμε και πιο αναλυτικά σε επόμενες παραγράφους.

6.2.3 Εκτέλεση του πειράματος

Για να φέρουμε εις πέρας την εργαστηριακή μας άσκηση, απαιτείται να ακολουθήσουμε μία «ρουτίνα» για την καλή και ορθή χρήση των μονάδων που χρησιμοποιούνται σε αυτή. Τα βήματα εν γένει είναι παρόμοια για όλα τα πειράματα χαρακτηρισμού ενός ανιχνευτή MicroMeGaS και είναι τα ακόλουθα:

1. Κάνουμε την παραπάνω συνδεσμολογία (σχήμα 91).
2. Τοποθετούμε την πηγή (^{55}Fe) στον ανιχνευτή.
3. Ανοίγουμε την παροχή του αερίου (περιμένουμε $\approx 30\text{min}$)
 - i. Ανοίγουμε τη βαλβίδα της μπουκάλας, με πίεση στα 2bar
 - ii. Ανοίγουμε τη 2^η βαλβίδα στο NIM.
 - iii. Θέλουμε το ροόμετρο να δείχνει 20-30lt/hour και ο bubbler να «κινείται» για να μπορούμε να επιβεβαιώσουμε την ροή του αερίου στο σύστημά μας.
4. Ανοίγουμε το NIM και βάζουμε τάσεις στο *drift* και στο *mesh* με τη βοήθεια της τροφοδοσίας υψηλής τάσης CAEN-N1471 την οποία ελέγχουμε με τη βοήθεια του λογισμικού **Hyper Terminal**³,
5. Ανοίγουμε το ADMCA.exe και είμαστε πλέον σε θέση να καταγράψουμε τα φάσματά μας.
6. Για το κλείσιμο της διάταξής μας, ακολουθούμε την αντίστροφη πορεία και αφήνουμε το αέριο για 15min, ώστε να μην επιτρέψουμε την είσοδο οξυγόνου στον θάλαμο του ανιχνευτή μας.

6.3

Transparency curve

Στην συγκεκριμένη παράγραφο θα παρουσιάσουμε την καμπύλη **transparency** του ανιχνευτή MicroMeGaS. Η συνδεσμολογία που χρησιμοποιήθηκε αλλά και τα βήματα που ακολουθήσαμε, είναι τα ίδια με αυτά της παραπάνω υποπαραγράφου. Η πηγή που χρησιμοποιήθηκε είναι η πηγή σιδήρου ^{55}Fe και το αέριο του ανιχνευτή μας, το μίγμα Ar:CO₂ σε αναλογία 70% : 30%. Ας δούμε πιο αναλυτικά γιατί μας ενδιαφέρει, η συγκεκριμένη καμπύλη.

Η μετάβαση των ηλεκτρονίων από το *mesh* εξαρτάται από το λόγο των πεδίων μεταξύ των περιοχών ολίσθησης και πολλαπλασιασμού, $\xi = \frac{E_{high}}{E_{low}} = \frac{E_{amp}}{E_{drift}}$. Η μέγιστη μεταφορά, είναι σχεδόν ανεξάρτητη από την οπτική διαφάνεια (**optical transparency**). Η παραπάνω συμπεριφορά μπορεί να εξηγηθεί, ως εξής:

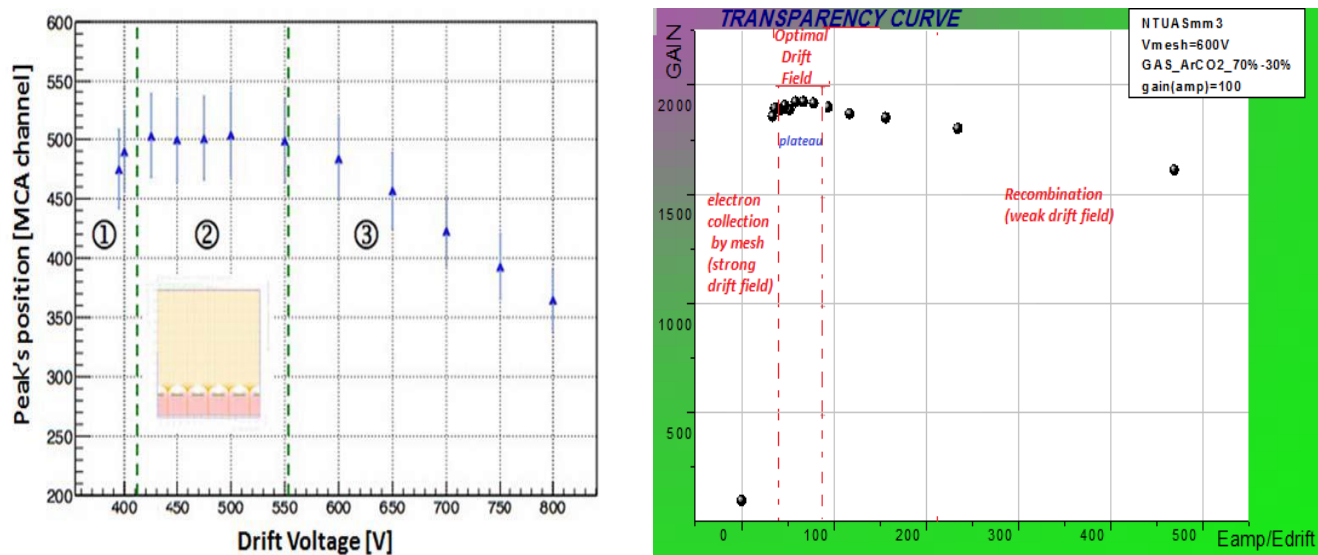
Τα ηλεκτρόνια ολισθαίνουν στη χαμηλού (*low*) πεδίου περιοχή (**drift region**), προς το *mesh*, ακολουθώντας τις δυναμικές γραμμές. Αν ο λόγος, ξ , είναι μικρός, τότε τα ηλεκτρόνια δεν θα μπορέσουν να περάσουν από τις τρύπες του *mesh* και να συνεχίσουν στην περιοχή

³ **Hyper Terminal**: Με το άνοιγμα του λογισμικού, ονομάζουμε το αρχείο μας όπως θέλουμε και επιλέγουμε hit rate →9600 και την επιλογή Xon – Xoff. Γράφουμε CAEN και πατάμε ENTER. Πατάμε το D για Display channels. Βάζουμε τάσεις και προσέχουμε πάντα το ρεύμα να μην ξεπερνά το **1μΑ!**

πολλαπλασιασμού (*amplification region*). Τώρα, αν ο λόγος αυτός, είναι πολύ μεγάλος, οι δυναμικές γραμμές επηρεάζονται σημαντικά από το ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο, από την κάτω πλευρά του *mesh* με αποτέλεσμα, τα ηλεκτρόνια να διεισδύσουν, μέσω των τρυπών, στην περιοχή του ισχυρού αυτού πεδίου. Αν ξεκινήσουμε από χαμηλές τιμές του λόγου, ξ , τότε το ύψος του παλμού (*pulse height*) αυξάνεται όσο αυξάνεται ο λόγος, ξ . Ακόμη, φαίνεται να υπάρχει μία εξάρτηση από το αέριο που χρησιμοποιούμε, δηλαδή για μία συγκεκριμένη τιμή του ξ , το ύψος του παλμού γίνεται μέγιστο. Τέλος, για μεγαλύτερες τιμές του ξ , το ύψος παλμού μειώνεται. Βλέπουμε ότι, μείωση του πεδίου ολίσθησης, μπορεί να αυξήσει την πιθανότητα σύλληψης ηλεκτρονίου (*electron attachment*) στην συγκεκριμένη περιοχή, με αποτέλεσμα να έχουμε μείωση του αριθμού των συλλεγόμενων ηλεκτρονίων. Άλλη μία λογική εξήγηση για την μείωση του ύψους του παλμού, είναι η επανασύνδεση ηλεκτρονίων – ιόντων (*recombination*) στις χαμηλές τιμές του ξ .

Προηγούμενες μελέτες [70], έδειξαν ότι η *electron transparency* του *mesh* γίνεται βέλτιστη για ένα συγκεκριμένο εύρος τιμών δυναμικού, το οποίο ονομάζεται, “*transparency plateau*”. Αυτό εξαρτάται από τα χαρακτηριστικά του ανιχνευτή, όπως είναι η γεωμετρία του, το υλικό κατασκευής του *mesh*, κ.λπ.

Η μορφή μίας χαρακτηριστικής καμπύλης *transparency* του ανιχνευτή MicroMeGaS, φαίνεται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 92). Από το σχήμα αυτό, μπορούμε να διακρίνουμε τρεις βασικές περιοχές, της λειτουργίας του ανιχνευτή.



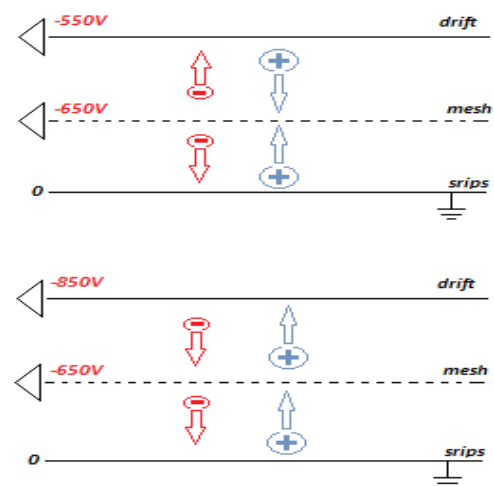
Σχήμα 92: Η μορφή της χαρακτηριστικής καμπύλης *electron transparency* (το 1^ο σχήμα είναι από τον Guillaume Cauvin).

Ας δούμε τώρα, τι ακριβώς αντιπροσωπεύει κάθε μία από τις περιοχές της παραπάνω γραφικής παράστασης:

1. Στην *περιοχή I*, το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή μετατροπής δεν είναι αρκετά μεγάλο, με αποτέλεσμα, να λαμβάνει χώρα, το φαινόμενο της *επανασύνδεσης* ηλεκτρονίων – ιόντων (*recombination*).

2. Στην **περιοχή II**, βρισκόμαστε στο **plateau** της καμπύλης *transparency*. Αυτή είναι και η βέλτιστη περιοχή λειτουργίας, με τη μέγιστη τιμή της *transparency* (**περιοχή ευστάθειας**). Ο λόγος των πεδίων πολλαπλασιασμού και ολίσθησης είναι μέγιστος, με αποτέλεσμα να οδηγούνται τα περισσότερα ηλεκτρόνια μέσω του *mesh*, στην περιοχή πολλαπλασιασμού και κατ' επέκταση στην άνοδο (**funnel effect**).
3. Στην **περιοχή III**, το δυναμικό της καθόδου, V_{drift} , είναι πολύ μεγάλο. Οι γραμμές του ηλεκτρικού πεδίου είναι σχεδόν ευθείες κλείνοντας στο *micromesh*, με αποτέλεσμα τα περισσότερα ηλεκτρόνια να σταματούν σε αυτό χωρίς να μπορούν να περάσουν στην περιοχή πολλαπλασιασμού.

Η φυσική ερμηνεία της αλλαγής της V_{drift} , με σταθερή την τάση στο *mesh*, $V_{mesh} = const.$, φαίνεται στο διπλανό σχήμα (σχήμα 93). Αυτό γίνεται με σκοπό, να δούμε το κατά πόσο εύκολη ή δύσκολη είναι η διέλευση των ηλεκτρονίων από το *mesh* στην περιοχή πολλαπλασιασμού. Το ηλεκτρόνιο πηγαίνει πάντα προς το λιγότερο αρνητικό ή στο θετικό, ενώ το ιόν πηγαίνει στο πιο αρνητικό ή στο λιγότερο θετικό. Αποτέλεσμα της κίνησης αυτής είναι η σύλληψη ηλεκτρονίων από ιόντα την στιγμή που θα περάσουν από το *mesh*.



Σχήμα 93: Κίνηση φορτίων στον ανιχνευτή.

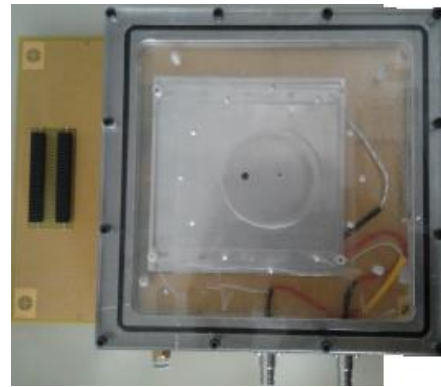
Συνοπώς, όταν κάποιος γνωρίζει τη θέση του *plateau*, μπορεί να υπολογίσει τον μέγιστο λόγο πεδίων. Το ιδανικό, θα ήταν να ξεκινήσει με μία χαμηλή σχετικά τιμή του V_{mesh} , προσδιορίζοντας τις τιμές του V_{drift} και σταδιακά να αυξάνει το V_{mesh} . Όπως θα δούμε, η κορυφή του Αργού, έχει γκαουσιανή μορφή και χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό του *gain* του ανιχνευτή, ενώ το *full width at half maximum (FWHM)*, χρησιμοποιείται στον υπολογισμό της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας.

Στο σημείο αυτό, θα παρουσιάσουμε τους πίνακες με τα αποτελέσματα και τις αντίστοιχες γραφικές παραστάσεις για την *transparency* των ανιχνευτών MicroMeGaS που χρησιμοποιήσαμε στο εργαστήριο για τη διεξαγωγή των πειραμάτων μας.

❖ Ο ανιχνευτής NTUASmm3

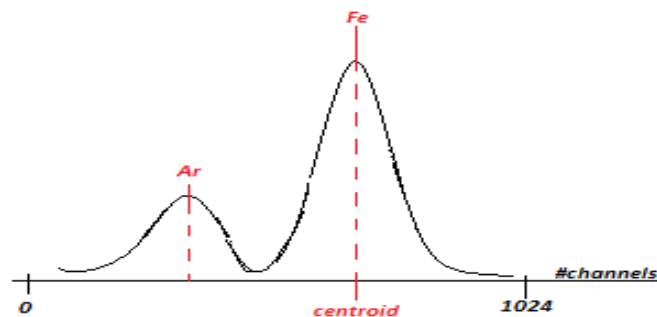
Ο ανιχνευτής που ελέγχθηκε πρώτος είναι ο NTUASmm3. Ο συγκεκριμένος ανιχνευτής, διαθέτει *strips*. Η πηγή που χρησιμοποιήθηκε είναι η πηγή σιδήρου ^{55}Fe , η οποία εκπέμπει ακτίνες - X με ενέργεια 5.9keV και το αέριο του ανιχνευτή μας, είναι ένα μίγμα Ar: CO_2 σε αναλογία 70% : 30%.

Το πρώτο μέλημα στον χαρακτηρισμό ενός ανιχνευτή MicroMeGaS, είναι η κατασκευή της καμπύλης *electron transparency*. Συνεπώς, μιλάμε για τον προσδιορισμό της βέλτιστης τιμής του πεδίου ολίσθησης. Η «μεθοδολογία» που χρησιμοποιήσαμε για την δημιουργία της καμπύλης *transparency* είναι η ακόλουθη: Κρατώντας σταθερή τάση στο *mesh*, $V_{mesh} = 650V$, μεταβάλλαμε την τάση στο ηλεκτρόδιο της καθόδου (*drift*), V_{drift} , από τα 0 – 2000V, με βήμα 50V.



Σχήμα 94: Ο ανιχνευτής NTUAm3.

Η διαδικασία αυτή έγινε με *gain(amp)*, ίσο με 50 (*coarse* = 100 και *fine* = 0.5). Τα φάσματα που πήραμε από το *mesh* και καταγράφηκαν με τη βοήθεια του MCA, είχαν χρόνο μέτρησης 2min/φάσμα και ο MCA είχε *range* 10V. Τα φάσματα απεικονίζονται σε έναν ηλεκτρονικό υπολογιστή με τη βοήθεια του λογισμικού *ADMCA.exe*. Από αυτά, βρήκαμε το *centroid* (σχήμα 95), δηλαδή, σε ποιο κανάλι αντιστοιχεί η κορυφή της ^{55}Fe για κάθε τιμή του V_{drift} (σφάλμα = $\pm 1channel$).



Σχήμα 95: Μέθοδος υπολογισμού του *centroid* για το φάσμα της πηγής ^{55}Fe .

Για κάθε ένα από τα φάσματα όπως είπαμε, θα βρούμε το *centroid*. Έπειτα, με τη βοήθεια της μεθοδολογίας που αναφέρουμε στην παρακάτω παράγραφο (δες, §6.4), θα βρούμε το *gain* του ανιχνευτή χρησιμοποιώντας τον τύπο,

$$G(\text{gain detector}) = \text{centroid} \times 11.99$$

A. Υπολογισμός του λόγου των πεδίων.

Για να κατασκευάσουμε την καμπύλη « $\frac{E_{amp}}{E_{drift}} - Gain$ », θα πρέπει να υπολογίσουμε τα ηλεκτρικά πεδία στην περιοχή μετατροπής και στην περιοχή πολλαπλασιασμού. Αφού μιλάμε για μία διάταξη δύο παράλληλων επιφανειών, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τον τύπο του ηλεκτρικού πεδίου, ενός πυκνωτή, δηλαδή, θα έχουμε:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{amp} = \frac{\Delta V_{gain}}{d} = \frac{V_{mesh} - V_{strips}}{d_{mesh-strips}} = \frac{V_{mesh}}{128\mu m} \\ \text{και} \\ E_{drift} = \frac{\Delta V_{drift}}{d} = \frac{V_{drift} - V_{mesh}}{d_{drift-mesh}} = \frac{V_{drift} - V_{mesh}}{5mm} \end{array} \right.$$

όπου, V_{drift} και V_{mesh} είναι οι εφαρμοζόμενες τάσεις στο ηλεκτρόδιο του *drift* και στο ηλεκτρόδιο του *mesh*, αντίστοιχα.

B. Transparency Curves.

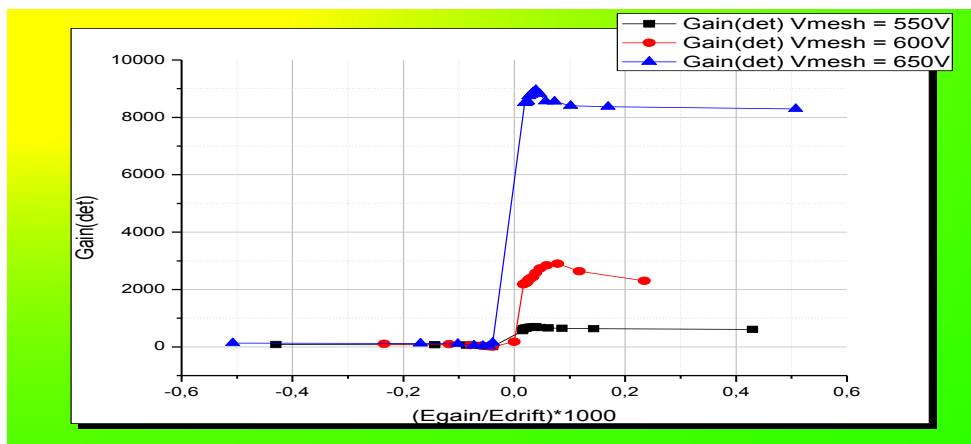
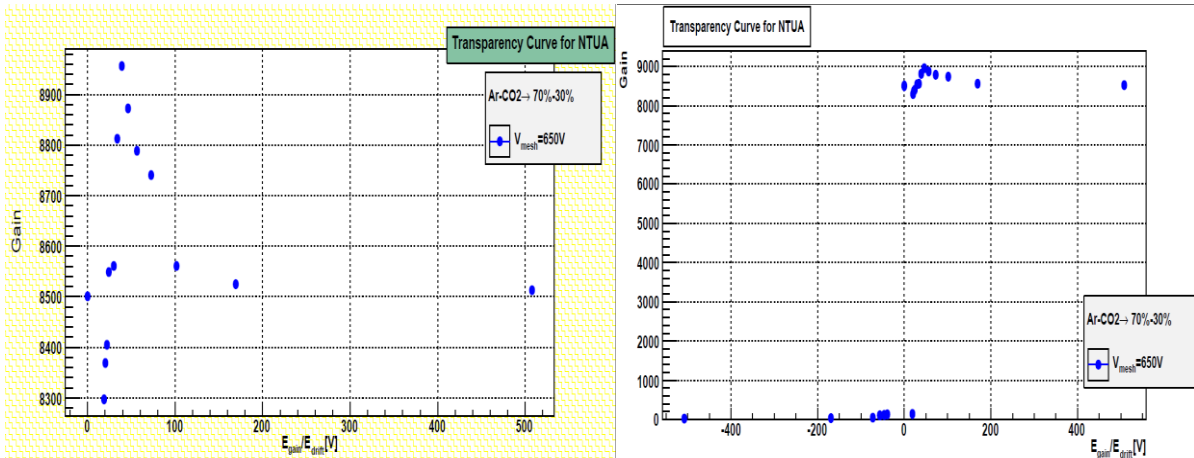
Σε αυτό το σημείο θα δώσουμε τον πίνακα (πίνακας IX) των μετρήσεων και τα αντίστοιχα διαγράμματα για τρεις διαφορετικές τιμές της τάσης του *mesh* (550V, 600V και 650V). Τέλος, θα παραθέσουμε και τα αντίστοιχα διαγράμματα με τις κανονικοποιημένες καμπύλες (*Normalization Centroid*) της *transparency*.

Vdrift	Vmesh = 550V			Vmesh = 600V			Vmesh = 650V		
	centroid	gain	Egain/Edrift	centroid	gain	Egain/Edrift	centroid	gain	Egain/Edrift
0	1	11,99	-0,42969	1	11,99	-0,23438	2	23,98	-507,82
100	2	23,98	-0,14323	2	23,98	-0,11719	3	35,97	-169,271
200	4	47,96	-0,08594	3	35,97	-0,07813	4	47,96	-101,563
300	5	59,95	-0,06138	5	59,95	-0,05859	9	107,91	-72,545
400	6	71,94	-0,04774	8	95,92	-0,04688	10	119,9	-56,424
500	7	83,93	-0,03906	9	107,91	-0,03906	11	131,89	-46,1648
600	47	563,53	0,01482	15	179,85	0	12	143,88	-39,0625
700	51	611,49	0,01591	192	2302,08	0,01674	692	8297,08	18,80787
800	53	635,47	0,01719	220	2637,8	0,01803	698	8369,02	20,3125
900	54	647,46	0,01868	242	2901,58	0,01953	701	8404,99	22,0788
1000	55	659,45	0,02046	237	2841,63	0,02131	713	8548,87	24,18155
1100	56	671,44	0,02262	228	2733,72	0,02344	714	8560,86	26,72697
1200	59	707,41	0,02528	215	2577,85	0,02604	735	8812,65	29,87132
1300	58	695,42	0,02865	203	2433,97	0,0293	747	8956,53	33,85417
1400	57	683,43	0,03305	199	2386,01	0,03348	740	8872,6	39,0625
1500	56	671,44	0,03906	195	2338,05	0,03906	733	8788,67	46,16477
1600	55	659,45	0,04774	188	2254,12	0,04688	729	8740,71	56,42361
1700	54	647,46	0,06138	186	2230,14	0,05859	714	8560,86	72,54464
1800	54	647,46	0,08594	185	2218,15	0,07813	711	8524,89	101,5625
1900	53	635,5	0,14323	184	2206,16	0,11719	710	8512,9	169,27083
2000	52	623,5	0,42969	182	2182,18	0,23438	709	8500,91	507,8125

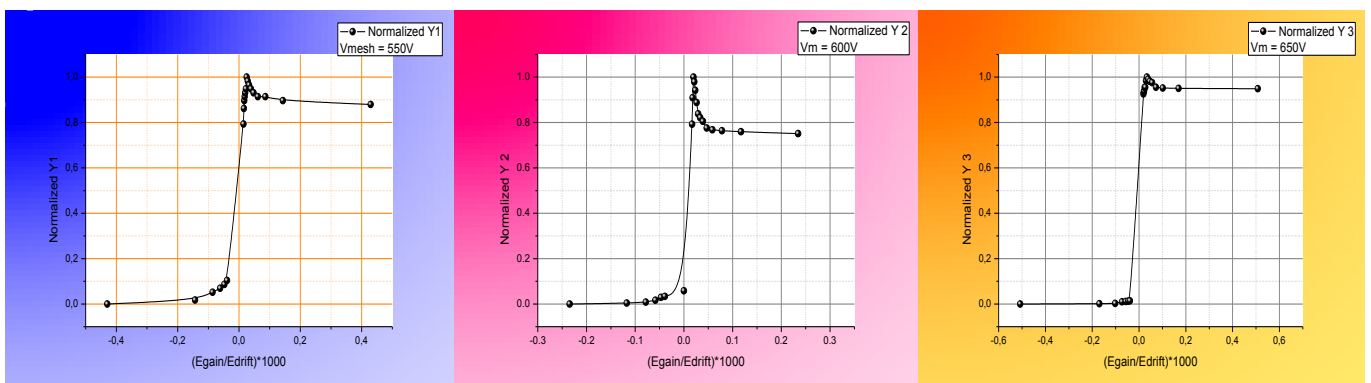
Πίνακας IX: Οι πειραματικές τιμές για τρεις διαφορετικές τιμές της τάσης του *mesh*.

Βρήκαμε το *gain* του ανιχνευτή μας και μετά κατασκευάσαμε τις αντίστοιχες καμπύλες (*transparency curves*) σε *origin* και *root*. Τα δεδομένα μας είναι τα εξής: (1) $V_{mesh} = 550V, 600V$ και $650V$, (2.) $V_{drift} = 0 - 2000V$. (3) $MCA = 10V$ (1024channels). (4) $Gain(amp) = 100 \cdot 0.5 = 50$. (5) Χρόνος μέτρησης, $t = 30sec$.

Η κανονικοποίηση μπορεί να γίνει με δύο τρόπους: (α) με τη χρήση ενός στατιστικής φύσεως προγράμματος, π.χ. *Origin*, με την εντολή *Normalize [Col(A)]* ή απλά διαιρώντας όλες τις τιμές της στήλης που θέλουμε με την μέγιστη τιμή της.



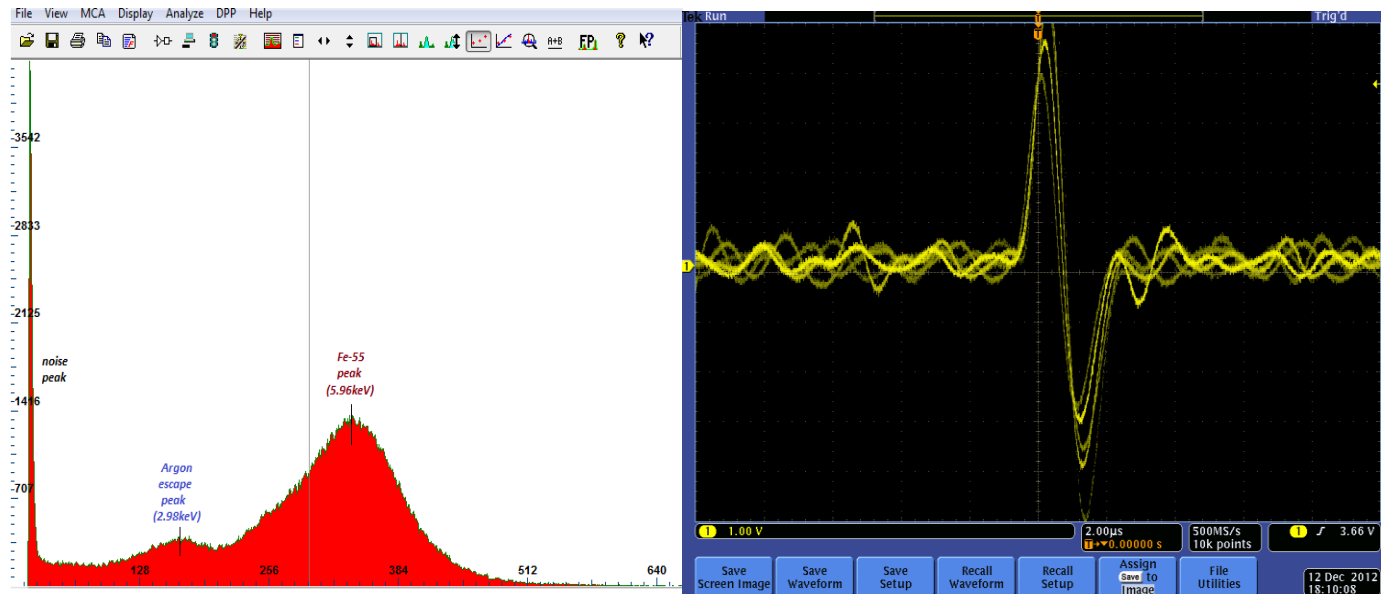
Σχήμα 96: Οι καμπύλες *transparency*, του NTUASmm3 (σε *Root* και *Origin*)



Σχήμα 97: Οι κανονικοποιημένες καμπύλες *transparency* (*Normalization Centroid*).

Γ. Το τυπικό ΦΑΣΜΑ της πηγής Fe-55.

Ένα τυπικό φάσμα μίας πηγής σιδήρου ^{55}Fe , μαζί με την κορυφή διαφυγής του αργού (*argon escape peak*) φαίνεται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 98). Το φάσμα έγινε με τη βοήθεια του λογισμικού *ADMCA.exe*, που συνοδεύει την μονάδα MCA.



Σχήμα 98: Το χαρακτηριστικό φάσμα της πηγής σιδήρου ^{55}Fe .(αριστερά) και το σήμα από την άνοδο (δεξιά).

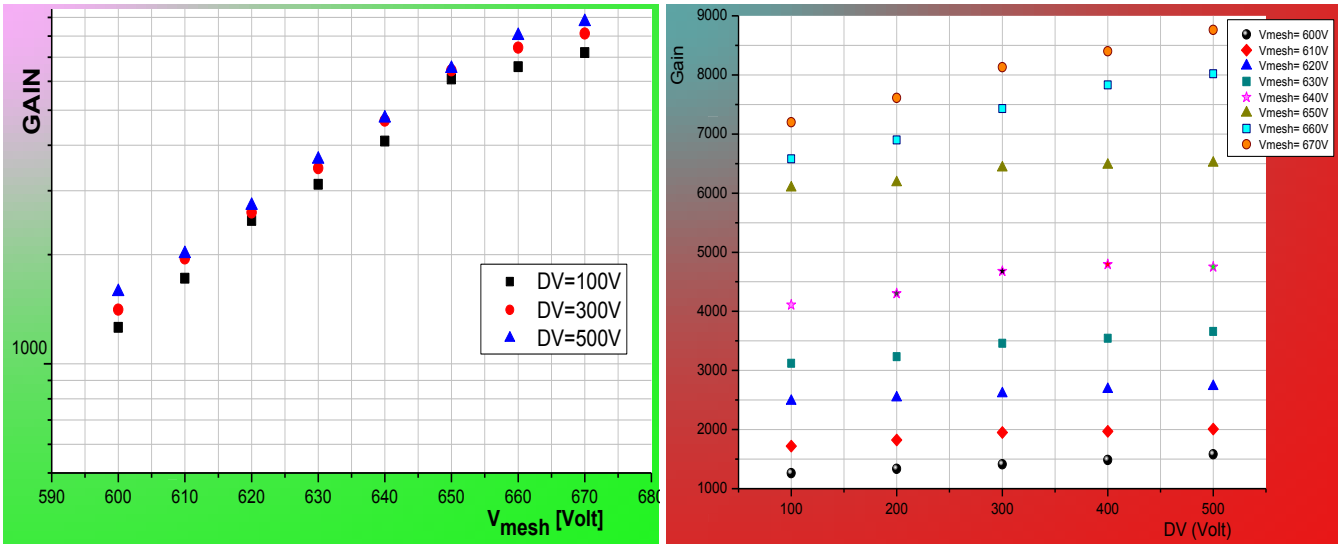
Δ. HIGH VOLTAGE SCAN.

Το επόμενο βήμα για την προσέγγιση του πλήρη χαρακτηρισμού του ανιχνευτή μας, είναι ο προσδιορισμός της βέλτιστης διαφοράς δυναμικού μεταξύ της καθόδου και του mesh. Για να επιτύχουμε αυτόν τον προσδιορισμό, αρκεί να κρατήσουμε σταθερό το πεδίο ολίσθησης και να μεταβάλλουμε το πεδίο πολλαπλασιασμού. Στον πίνακα (πίνακας X) που ακολουθεί, παραθέτουμε τις μετρήσεις μας.

V_{mesh} [V]	$\Delta V = 100V$		$\Delta V = 300V$		$\Delta V = 500V$	
	Mean	Gain	Mean	Gain	Mean	Gain
600	55	1260	61	1410	64	1480
610	71	1720	79	1950	86	2010
620	97	2480	101	2610	107	2730
630	126	3120	133	3460	140	3660
640	163	4110	176	4680	183	4750
650	217	6090	233	6430	244	6510
660	273	6580	290	7430	273	8020
670	323	7200	332	8130	350	8570

Πίνακας X: Πειραματικές του High Voltage Scan.

Στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 99), φαίνεται η γραφική παράσταση του *High Voltage Scan*, για τον ανιχνευτή *NTUASmm3*. Επειδή, το μήκος της περιοχής ολίσθησης είναι *5mm*, το πεδίο για τα *400V*, θα είναι ίσο με *800V/cm*. Από την παρακάτω καμπύλη βλέπουμε επίσης, ότι η βέλτιστη διαφορά δυναμικού, βρίσκεται μεταξύ *400-500V*. Συνεπώς, θα μπορούσαμε να πούμε ότι η βέλτιστη διαφορά δυναμικού είναι $\sim 450V$.



Σχήμα 99: Οι γραφικές παραστάσεις του *High Voltage Scan*.

Ενδιαφέρον παρουσιάζει επίσης, το ότι περιμέναμε το σύστημά μας να δουλεύει καθ' όλη τη διάρκεια των μετρήσεών μας κοντά στο όριο *Raether*, κάτι το οποίο δεν συνέβη, διότι το *Gain* του ανιχνευτή μας είναι μικρότερο από το όριο αυτό. Όπως θα εξηγήσουμε παρακάτω, αυτό οφείλεται στην χαμηλή θερμοκρασία που είχε ο χώρος του εργαστηρίου ($21^{\circ}C$) το μήνα που έγιναν οι μετρήσεις μας.

E. *Electron transparency contribution*

Πάμε να δούμε τώρα τον ρόλο της διαφάνειας (*electron transparency*) του *mesh* και κατ' επέκταση του ανιχνευτή μας στην *energy resolution*. Γνωρίζουμε ότι, έχουμε μείωση του ύψους του παλμού, έστω *20%*, όταν αυξάνεται το πεδίο ολίσθησης, π.χ. από *1200V/cm* σε *2200V/cm*. Μπορούμε τώρα να υποθέσουμε εύλογα ότι, αυτό έχει σαν αποτέλεσμα, να μειώνεται κατά *20%* ο αριθμός των ηλεκτρονίων που φτάνουν στην περιοχή πολλαπλασιασμού, δηλαδή, από $224 \left(224 \cdot \frac{20}{100} = 45\right)$ σε *179*. Η μείωση της *electron transparency* του *mesh*, θα δίνεται από τον τύπο:

$$t = \frac{n_{ion} - n_{lost}}{n_{ion}}$$

όπου, $n_{ion} = 224$, είναι ο αριθμός των παραγόμενων ηλεκτρονίων κατά τη διαδικασία του ιονισμού και $n_{lost} = 224 - 179 = 45$, είναι ο αριθμός των ηλεκτρονίων που χάνονται λόγω της χαμηλής διαφάνειας του *mesh*. Αυτά θα αύξαναν την *energy resolution*, κατά ένα πολύ μικρό ποσοστό.

Αν τώρα εφαρμόζαμε την *Gaussian* μετάδοση σφαλμάτων στην παραπάνω εξίσωση και τους στατιστικούς τύπους *Poisson*, δηλαδή,

$$\Delta(n_{ion} - n_{lost}) = \sqrt{n_{ion} - n_{lost}} \quad \text{και} \quad \Delta(n_{lost}) = \sqrt{n_{lost}}$$

τότε, το σχετικό σφάλμα της διαφάνειας, θα είναι:

$$\frac{\Delta t}{t} = \frac{1}{t} \sqrt{\frac{t(1-t)}{n_{ion}}}$$

και όπως αναφέραμε παραπάνω, μπορεί να θεωρηθεί σαν ένας επιπρόσθετος όρος της *energy resolution*.

Οι λόγοι που μπορούν να μας αιτιολογήσουν την απόκλιση της αναμενόμενης θεωρητικής τιμής από την πειραματική είναι συνοπτικά, οι παρακάτω τρεις:

A. Υπάρχει περίπτωση η *electron transparency*, να παρουσιάσει τοπικές ανομοιογένειες (έτσι όπως παρουσιάζει και το *gas gain*), λόγω των ανομοιογενειών που παρουσιάζει το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή γύρω από το *mesh*.

B. Αν αυξήσουμε την τάση στην κάθοδο, θα προκαλέσουμε αύξηση του θορύβου στο *mesh* και κατ' επέκταση στα *strips*, λόγω της εναπομένουσας διακύμανσης (*residual ripple*) του δυναμικού της καθόδου.

Γ. Όσο το πεδίο στην περιοχή πολλαπλασιασμού αυξάνεται, η *electron transparency* μειώνεται ενώ ο θόρυβος στην άνοδο αυξάνεται, προκαλώντας ένα επιπρόσθετο σφάλμα στις μετρήσεις μας. Ένα σφάλμα στη μέτρησή μας, υπεισέρχεται λόγω της παράλειψης της συνεισφοράς της κορυφής K_b , στην κυρίαρχη κορυφή. Αυτή είναι της τάξης του **1%** και συνεπώς μπορεί να παραλειφθεί.

6.4 Υπολογισμός της ενίσχυσης του αερίου (*Gas Gain*)

Η ενίσχυση του αερίου, G , ορίζεται ως το πηλίκο των ηλεκτρονίων που συλλέγονται (αριθμός τελικών ηλεκτρονίων) από την άνοδο, n , προς τον αριθμό των πρωτογενών ηλεκτρονίων που δημιουργούνται από την πηγή (αριθμός αρχικών ηλεκτρονίων), n_0 , δηλαδή, έχουμε

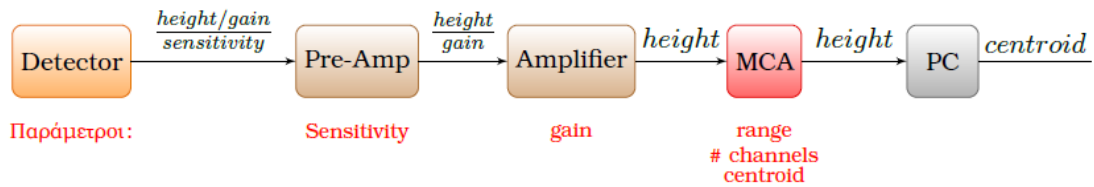
$$G = \frac{n}{n_0}$$

Ο υπολογισμός των πρωτογενών ηλεκτρονίων είναι σχετικά απλός, αρκεί να γνωρίζουμε το δυναμικό ιονισμού του μέσου, δηλαδή, την ενέργεια που απαιτείται για τον σχηματισμό ενός ζεύγους ηλεκτρονίου – ιόντος. Στην περίπτωσή μας, ισχύει:

$$n_0 = \frac{E_{particle}}{W_{pair}}$$

Από την άλλη, ο υπολογισμός του αριθμού των ηλεκτρονίων που θα συλλεχθούν στην άνοδο είναι μία πιο πολύπλοκη διαδικασία. Για αυτόν, απαιτείται η γνώση όλων των παραμέτρων τόσο των ηλεκτρονικών ανάγνωσης όσο και των ηλεκτρονικών λήψης σήματος. Για να υπολογιστεί ο αριθμός των συλλεχθέντων ηλεκτρονίων από την άνοδο, πρέπει να ξεκινήσουμε αντίστροφα, από την τελική

ανάγνωση του σήματος (PC) προς την δημιουργία του (detector). Μία τυπική διάταξη λήψης δεδομένων, δίνεται στο παρακάτω διάγραμμα (σχήμα 100).



Σχήμα 100: Τυπικό διάγραμμα λήψης δεδομένων (σχήμα, Θ.Σταματόπουλος).

Στην οθόνη του υπολογιστή, εμφανίζεται ένα φάσμα, στο οποίο φαίνονται οι ενεργειακές κορυφές της εκάστοτε πηγής (εδώ της πηγής σιδήρου, ^{55}Fe). Η κάθε κορυφή, θα μπορούσε να περιγραφεί ιδανικά, από μία *συνάρτηση Dirac*. Στην πραγματικότητα, κατανέμεται γύρω από ένα σημείο, την μέση τιμή της κατανομής, το **Centroid**. Αμέσως μετά τον υπολογιστή, υπάρχει ο πολυκαναλικός αναλυτής, MCA ο οποίος, όπως αναφέρθηκε σε προηγούμενη παράγραφο, είναι μία συσκευή «ταξινόμησης» παλμών. Αν για παράδειγμα, η εμβέλεια (**range**) του MCA (συνήθως είναι, 0 – 10V), είναι 10V και είναι χωρισμένη σε 1000 κανάλια (**#channels**), τότε κάθε παλμός με ύψος (**height**) 3V, θα τοποθετηθεί στο κανάλι 300. Επομένως, το ύψος του παλμού πριν από τον MCA, είναι

$$\text{height} = \text{Centroid} \frac{\text{range}}{\text{\#channels}}$$

Ο ενισχυτής σαν συσκευή, αποκόπτει τον θόρυβο που εισάγει το ηλεκτρονικό δίκτυο και ενισχύει το σήμα. Η ενίσχυσή του (**gain**), επιλέγεται από το χρήστη και μεταβάλλει το ύψος του σήματος. Στους περισσότερους ενισχυτές, η ενίσχυση είναι, το γινόμενο δύο επιμέρους ενισχύσεων: της **coarse gain** (τραχεία ή σκληρή) και της **fine gain** (ακριβής),

$$\text{gain} = (\text{fine gain}) \times (\text{coarse gain})$$

Αν δηλαδή, ένας παλμός ύψους 100mV, οδηγηθεί στον ενισχυτή ο οποίος έχει **gain** ίσο με 10, τότε στην έξοδό του θα πάρουμε ένα σήμα, με ύψος 1V. Το σήμα λοιπόν πριν από τον ενισχυτή, θα είναι:

$$(\text{height})' = \frac{\text{height}}{\text{gain}}$$

Ο προενισχυτής, όπως έχουμε πει, είναι μία συσκευή η οποία έχει σαν αποστολή να ολοκληρώσει τους παλμούς που παράγει ο ανιχνευτής και να δώσει πληροφορία για το συνολικό φορτίο και κατ' επέκταση για την ενέργεια που συλλέχθηκε στην άνοδο του ανιχνευτή μας. Μία σημαντική παράμετρος που πρέπει να γνωρίζεις κανείς, είναι η ευαισθησία (**sensitivity**) του εκάστοτε χρησιμοποιούμενου προενισχυτή. Ως ευαισθησία του προενισχυτή, ορίζεται, το ύψος του εξερχόμενου παλμού από αυτόν, για κάθε MeV που ελευθερώνεται στον ανιχνευτή για ένα συγκεκριμένο ημιαγωγό (Si ή Ge). Άρα, θα δίνεται ως το πηλίκο

$$\frac{X \text{ mV}}{\text{MeV (Si)}} \quad \text{ή} \quad \frac{X \text{ mV}}{\text{MeV (Ge)}}$$

Στο πυρίτιο, Si, για παράδειγμα, η ενέργεια (E_{cg}), που απαιτείται για την παραγωγή ενός ζεύγους ηλεκτρονίου – οπής είναι 3.62 eV (για $T = 300 \text{ }^\circ\text{K}$). Συνεπώς, αν η ενέργεια που απελευθερώνεται στον ανιχνευτή είναι, $1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$, τότε θα παραχθούν, $\frac{10^6}{3.62} \cong 275000$ ζεύγη! Με βάση τα παραπάνω η ευαισθησία του προενισχυτή μπορεί να γραφεί,

$$\text{sensitivity} = \frac{X}{\frac{10^6}{E_{cg}}} = \frac{X E_{cg}}{10^6} \quad \left[\frac{\text{mV}}{\text{eV}} \right]$$

Άρα, το ύψος του παλμού πριν από τον προενισχυτή, θα είναι:

$$(\text{height})'' = \frac{(\text{height})'}{\text{sensitivity}} = \frac{\text{height}}{\text{gain}} = n$$

Όπως παρατηρούμε, ο λόγος αυτός περιγράφει τον αριθμό των ζευγών ηλεκτρονίων – οπών που έχουν παραχθεί. Αν τώρα, συνδυάσουμε, όλες τις παραπάνω σχέσεις, προκύπτει:

$$G = \text{Centroid} \cdot \frac{\text{range [V]}}{\#\text{channels}} \cdot \frac{W_{\text{pair}} [\text{eV}]}{E_{\text{particle}} [\text{keV}]} \cdot \frac{1}{(\text{coarse gain}) \times (\text{fine gain})} \cdot \frac{10^6}{X [\text{mV}] \cdot E_{cg} [\text{eV}]}$$

Πειραματικά αποτελέσματα

Για την κατασκευή των καμπυλών ενίσχυσης (*gain curves*) του ανιχνευτή μας, χρησιμοποιήσαμε έναν παρόμοιο τρόπο με αυτόν για τις *transparency curves*. Η μόνη διαφορά, είναι ότι κρατήσαμε την τάση στο *drift* σταθερή, $V_{\text{drift}} = 850 \text{ V}$ και μεταβάλλαμε την τάση στο mesh $V_{\text{mesh}} = 560 - 650 \text{ V}$. Το *gain* του ενισχυτή μας ήταν 25, ο χρόνος λήψης κάθε φάσματος, $t = 2 \text{ min}$ και το σφάλμα για το *centroid* ίσο με $\pm 1 \text{ channel}$. Η επιλογή της $V_{\text{drift}} = 850 \text{ V}$, έγινε με γνώμονα την θέση της τιμής αυτής, πάνω στο *plateau* της καμπύλης *transparency*.

Ας δούμε, πριν παραθέσουμε τα διαγράμματα για τις καμπύλες ενίσχυσης (*gain curves*), πως μετασχηματίζεται ο τύπος για τον υπολογισμό του *gain* με βάση τις παραμέτρους των συσκευών που χρησιμοποιήθηκαν για την διεξαγωγή των πειραμάτων μας. Συνεπώς, θα έχουμε:

$$n_{\text{αρχ.}} = \frac{E_{\text{particle}}}{W_{\text{pair}}} = \frac{E_{Fe}}{E_b^{Ar}} = \frac{5.895 \text{ keV}}{26.2 \text{ eV}} = 225 e^-$$

Επειδή, στο πείραμά μας, χρησιμοποιούμε μίγμα Αργού – διοξειδίου του άνθρακα, μπορούμε να βρούμε τον αριθμό των αρχικών ηλεκτρονίων, με βάση το έργο εξόδου για το εκάστοτε αέριο.

Για το Αργό, ισχύει:

$$w_i(\text{Ar}) = 26 \text{ eV} / e^-$$

ενώ για το διοξείδιου του άνθρακα,

$$w_i(CO_2) = 33eV/e^-$$

Συνεπώς, θα έχουμε το συνολικό έργο εξόδου για το μίγμα μας,

$$w_i = w_i(Ar) * \text{percentage}(Ar) + w_i(CO_2) * \text{percentage}(CO_2)$$

Αρα, ο αρχικός αριθμός ηλεκτρονίων που θα παραχθούν, θα είναι ίσος με:

$$N_{ionized e^-} = 221e^-$$

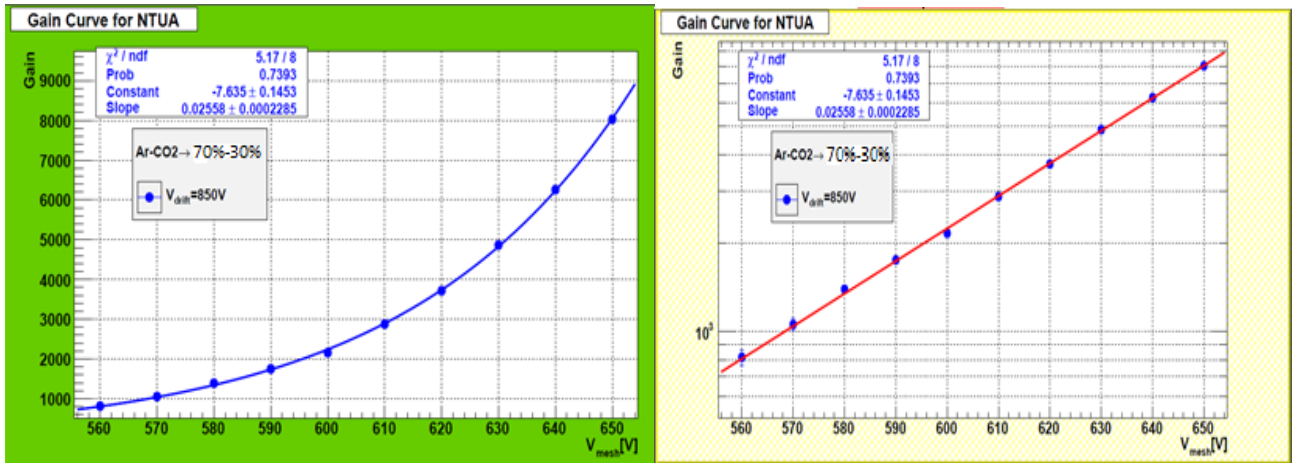
$$\begin{aligned} n_{\tau\epsilon\lambda} &= \frac{\frac{height}{gain}}{sensitivity} = \frac{Centroid \cdot \frac{range [V]}{\#channels}}{gain} \cdot \frac{10^6}{X [mV] \cdot E_{cg} [eV]} = Centroid \cdot \frac{10 [V]}{gain} \cdot \frac{10^6}{20 [mV] \cdot 3.62 [eV]} \\ &= Centroid \cdot \frac{10^{10}}{gain \cdot 1024 \cdot 20 \cdot 3.62} = \frac{Centroid}{gain} \cdot 134884 \quad \Rightarrow \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \text{Gain} = \frac{Centroid}{gain} \cdot 599.49$$

Ο παραπάνω τύπος, ισχύει για τον *preamplifier Ortec - 142*. Σε περίπτωση που χρησιμοποιήσουμε διαφορετικό *preamplifier*, φυσικά ο τύπος αυτός θα έχει διαφορετικό συντελεστή. Σε αυτό το σημείο, θα δώσουμε τις πειραματικές τιμές που λάβαμε στο εργαστήριο (πίνακας XI) έτσι ώστε να είμαστε σε θέση να κατασκευάσουμε τις αντίστοιχες καμπύλες ενίσχυσης (σχήμα 101) για τον πρώτο μας ανιχνευτή.

Vmesh [V]	Centroid (Channel)	Gain (Detector)
560	34	815.31
570	44	1055.1
580	58	1390.82
590	73	1750.51
600	90	2158.2
610	120	2877.6
620	155	3716.84
630	203	4867.86
640	261	6258.68
650	335	8033.17

Πίνακας XI: Οι πειραματικές τιμές για τον υπολογισμό του gain.

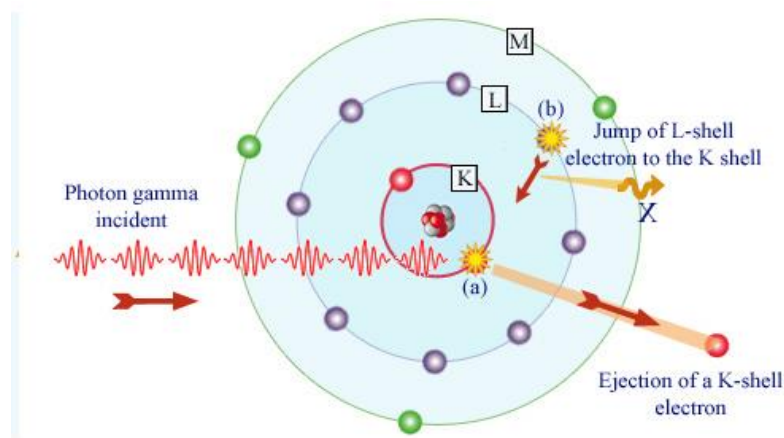


Σχήμα 101: Οι Gain curves του ανιχνευτή NTUASmm3.

6.5

Κορυφή διαφυγής αερίου (Argon escape peak)

Τα φωτόνια των ακτίνων-Χ, έχοντας πολύ μικρό μήκος κύματος, μπορούν να ανιχνευθούν μέσω ιονισμού ενός ατόμου, για παράδειγμα του Αργού, κυρίως της Κ-στοιβάδας, ενέργειας $\phi \approx 3.2keV$. Σε αυτή τη φωτοηλεκτρική αλληλεπίδραση, το αρχικό φωτόνιο των ακτίνων-Χ, εξαφανίζεται και το αποβαλλόμενο ηλεκτρόνιο της Κ-στοιβάδας αποδίδει την επιπλέον ενέργεια (πέραν της ενέργειας δέσμησης της Κ-στοιβάδας), $E_e = E - \phi$, όπου E , είναι η αρχική ενέργεια του φωτονίου. Καθώς το φωτοηλεκτρόνιο κινείται μέσα στο αέριο, χάνει την ενέργειά του δημιουργώντας περαιτέρω ιονισμούς, κατά κύριο λόγο, μέσω του φαινομένου της χιονοστιβάδας. Από την άλλη πλευρά, η κενή θέση στην Κ-στοιβάδα, του αρχικά διεγερμένου ατόμου του αργού, συμπληρώνεται από ηλεκτρόνια εξωτερικών στοιβάδων εκπέμποντας είτε απευθείας φωτόνια (ακτίνες-Χ), είτε ηλεκτρόνια Auger.



Σχήμα 102: Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο και στο άτομο του Αργού.

Αυτές οι εκπομπές, ερμηνεύουν την εναπομένουσα ενέργεια ϕ . Στην περίπτωση που τα φωτοηλεκτρόνια απορροφηθούν πλήρως από τον ενεργό όγκο του ανιχνευτή, τότε όλη η ενέργεια του αρχικού φωτονίου των ακτίνων-Χ μετατρέπεται σε συλλεγόμενο φορτίο. Ο παλμός που

προκύπτει, εμφανίζεται στο προβλεπόμενο (για ακτίνες-Χ, ενέργειας E) ύψος παλμού. Σε μερικές περιπτώσεις όμως, δεν απορροφάται όλη η ενέργεια του φωτονίου. Όταν λοιπόν πραγματοποιηθεί η αρχική φωτοηλεκτρική αλληλεπίδραση κοντά στην είσοδο του παραθύρου του ανιχνευτή, υπάρχει μια μεγάλη πιθανότητα η εκπεμπόμενη ακτίνα-Χ της Κ-στοιβάδας από το διεγερμένο άτομο του αργού, να διαφύγει από τον «ενεργό όγκο» του ανιχνευτή. Αυτό θα έχει σαν συνέπεια η εναποτιθέμενη ενέργεια στον απαριθμητή να είναι, $E' = E - E_K$, όπου $E_K = 2.96\text{keV}$, είναι η ενέργεια της ακτίνας-Χ στην Κ-στοιβάδα του αργού. Αυτό το γεγονός, αποδίδει μια κορυφή με ύψος παλμού 2.96keV μικρότερης ενέργειας από την πραγματικά ανιχνευόμενη ενέργεια του φωτονίου. Η κορυφή αυτή, ονομάζεται, *Argon escape peak* (κορυφή διαφυγής).

6.6

1^{ος} συντελεστής Townsend

Έστω ότι έχουμε 2 παράλληλες πλάκες, δηλαδή, τη διάταξη ενός πυκνωτή, με την κάθοδο στο σημείο $x = 0$, την άνοδο στο $x = d$ (ή στο $-d$) και ο ανά μονάδα μήκους αριθμός ιονισμού να είναι ίσος με α . Ο αριθμός α , ονομάζεται *1^{ος} συντελεστής του Townsend*, με τον οποίο θα ασχοληθούμε εκτενώς στην συγκεκριμένη παράγραφο. Η αύξηση το ρεύματος που προκαλούν τα ηλεκτρόνια, Γ_e , μπορεί να περιγραφεί από την ακόλουθη σχέση:

$$\Gamma_e(x = d) = \Gamma_e(x = 0) \cdot e^{\alpha d}$$

Παρατηρούμε λοιπόν ότι, ο αριθμός των ηλεκτρονίων που φτάνουν στην άνοδο, είναι ίσος με τον αριθμό των ηλεκτρονίων της καθόδου πολλαπλασιασμένο με τον παράγοντα του «άμεσου» ιονισμού. Όσο μεγαλύτερο είναι το d ή/και το α , τόσο μεγαλύτερος είναι ο αριθμός των «παραγόμενων» ηλεκτρονίων. Ο αριθμός αυτός, είναι:

$$\Gamma_e(d) - \Gamma_e(0) = \Gamma_e(0) (e^{\alpha d} - 1)$$

Αν αμελήσουμε τώρα τους πολλαπλούς ιονισμούς του ίδιου ατόμου, τότε ο αριθμός των παραγόμενων ιόντων είναι ακριβώς ο ίδιος με αυτόν των ηλεκτρονίων, δηλαδή,

$$\Gamma_i(d) - \Gamma_i(0) = \Gamma_i(0) (e^{\alpha d} - 1)$$

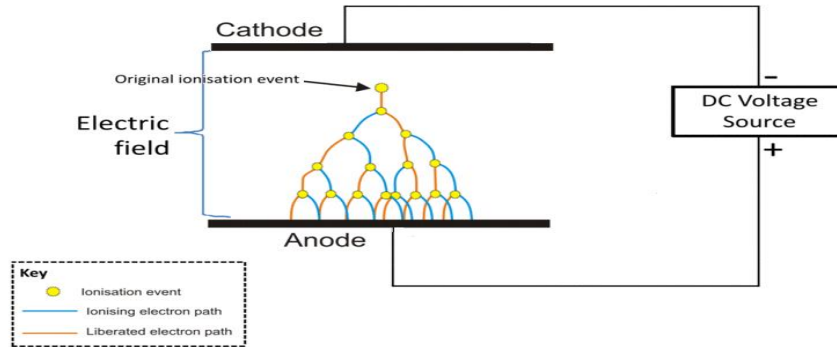
όπου, Γ_i , το ρεύμα ιόντων. Πολλές φορές, ηλεκτρόνια παράγονται από την πρόσπτωση ιόντων στην επιφάνεια της καθόδου. Επίσης, αν το εφαρμοζόμενο δυναμικό είναι πολύ μεγάλο, υπάρχει πιθανότητα να εκπεμφθούν «ηλεκτρόνια πεδίου» (*field electron*, παραγωγή ηλεκτρονίων, λόγω επαγωγής, από το ηλεκτροστατικό πεδίο αν αυτό είναι της τάξης των GV/m). Χωρίς, την εκπομπή πεδίου, η παραπάνω σχέση γράφεται:

$$\Gamma_e(0) = \gamma \Gamma_i(0)$$

όπου, γ , είναι ο μέσος αριθμός παραγόμενων δευτερογενών ηλεκτρονίων ανά ιόν. Ο παράγοντας γ , ονομάζεται, *2^{ος} συντελεστής Townsend*. Θεωρώντας ότι το ρεύμα $\Gamma(d) = 0$, τότε παίρνουμε τη σχέση μεταξύ των συντελεστών Townsend.

$$\alpha d = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)$$

Στο ακόλουθο σχήμα (σχήμα 103) φαίνεται, η παραπάνω διαδικασία, δηλαδή, η δημιουργία της χιονοστιβάδας *Townsend*, η οποία περιγράφηκε αναλυτικά στο κεφάλαιο 3.



Σχήμα 103: Η χιονοστιβάδα *Townsend*.

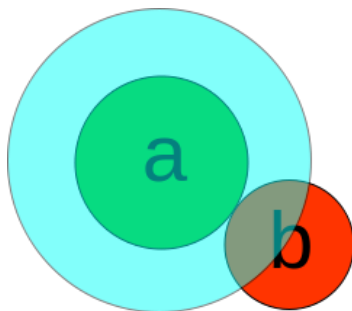
Ας δούμε σε αυτό το σημείο τι ακριβώς περιγράφει ο συντελεστής *Townsend*, α . Ο αριθμός των ιονισμών, εξαρτάται από την πιθανότητα ενός ηλεκτρονίου να συγκρουστεί με ένα ιόν. Η συγκεκριμένη πιθανότητα, P , εκφράζει τη σχέση μεταξύ της ενεργούς διατομής, σ (σχήμα 104), της κρούσεως ενός ηλεκτρονίου με ένα ιόν ανά μονάδα επιφανείας A , η οποία είναι διαθέσιμη για την κίνηση του ηλεκτρονίου,

$$P = \frac{N\sigma}{A} = \frac{x}{\lambda}$$

όπου, N , είναι ο αριθμός των ηλεκτρονίων που παράγονται μετά από κάθε σύγκρουση. Ο συγκεκριμένος αριθμός, μπορεί να υπολογιστεί, αφού μιλάμε για αέρια από την καταστατική εξίσωση των αερίων.

$$pV = Nk_B T$$

με p , η πίεση, V , ο όγκος, k_B , η σταθερά του *Boltzmann* και T , η απόλυτη θερμοκρασία. Όπως βλέπουμε από το τελευταίο κομμάτι της σχέσης, η πιθανότητα μπορεί να οριστεί και ως ο λόγος του διαστήματος που ταξίδεψε το ηλεκτρόνιο προς τη μέση ελεύθερη διαδρομή.



Σχήμα 104: Η ενεργός διατομή, σ . Αν το κέντρο του σωματιδίου b , εισχωρήσει στο μπλε κύκλο, πεδίο του a , τότε θα έχουμε τη σύγκρουσή τους. Άρα, η περιοχή του κύκλου περιγράφει την ενεργό διατομή και η ακτίνα r , είναι το άθροισμα των ακτινών των a και b .

Το παραπάνω σχήμα μας δείχνει ότι η ενεργός διατομή είναι, $\sigma = \pi(r_a + r_b)^2$. Συγκρίνοντας τώρα τις ακτίνες του ηλεκτρονίου και του ιόντος, η πρώτη μπορεί να αμεληθεί, με αποτέλεσμα η παραπάνω σχέση να πάρει τη μορφή, $\sigma = \pi r_i^2$. Αν χρησιμοποιήσουμε στην βασική μας σχέση για την πιθανότητα την καταστατική εξίσωση, τότε έχουμε:

$$\lambda = \frac{kT}{p\pi r_i^2} = \frac{1}{L \cdot p}$$

Η μεταβολή του ρεύματος των ηλεκτρονίων, που δεν έχουν συγκρουστεί ακόμη, για κάθε μήκος x , δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{d\Gamma_e(x)}{dx} = -\Gamma_e(x) \cdot \frac{1}{\lambda_e}$$

Η συγκεκριμένη διαφορική εξίσωση, μπορεί να λυθεί εύκολα, με την μέθοδο «χωριζόμενων μεταβλητών». Η γενική λύση της συγκεκριμένης διαφορικής εξίσωσης, είναι:

$$\Gamma_e(x) = \Gamma_e(0) \cdot e^{-\frac{x}{\lambda_e}}$$

Η πιθανότητα να έχω $\lambda > x$, δηλαδή, δεν έχει γίνει ακόμη σύγκρουση, είναι:

$$P(\lambda > x) = \frac{\Gamma_e(x)}{\Gamma_e(0)} = e^{-\frac{x}{\lambda_e}}$$

Όπως επισημάναμε παραπάνω, ο συντελεστής α , εκφράζει τον αριθμό των ιονισμών ανά μονάδα μήκους. Για αυτό το λόγο, η σχέση της πιθανότητας, να μην έχουμε καμία σύγκρουση, μεταξύ της μέσης ελεύθερης διαδρομής των ηλεκτρονίων και των ιόντων, θα είναι ίση με:

$$\alpha = \frac{P(\lambda > x)}{\lambda_e} = \frac{1}{\lambda_e} e^{-\frac{\lambda_i}{\lambda_e}} = \frac{1}{\lambda_e} e^{-\frac{E_i}{E_e}}$$

όπου, E , είναι η ενέργεια που μπορεί να κερδίσει ένα φορτισμένο σωματίδιο μεταξύ των συγκρούσεων, εξαρτώμενη πάντα από την ένταση του πεδίου, \mathcal{E} και το φορτίο, Q :

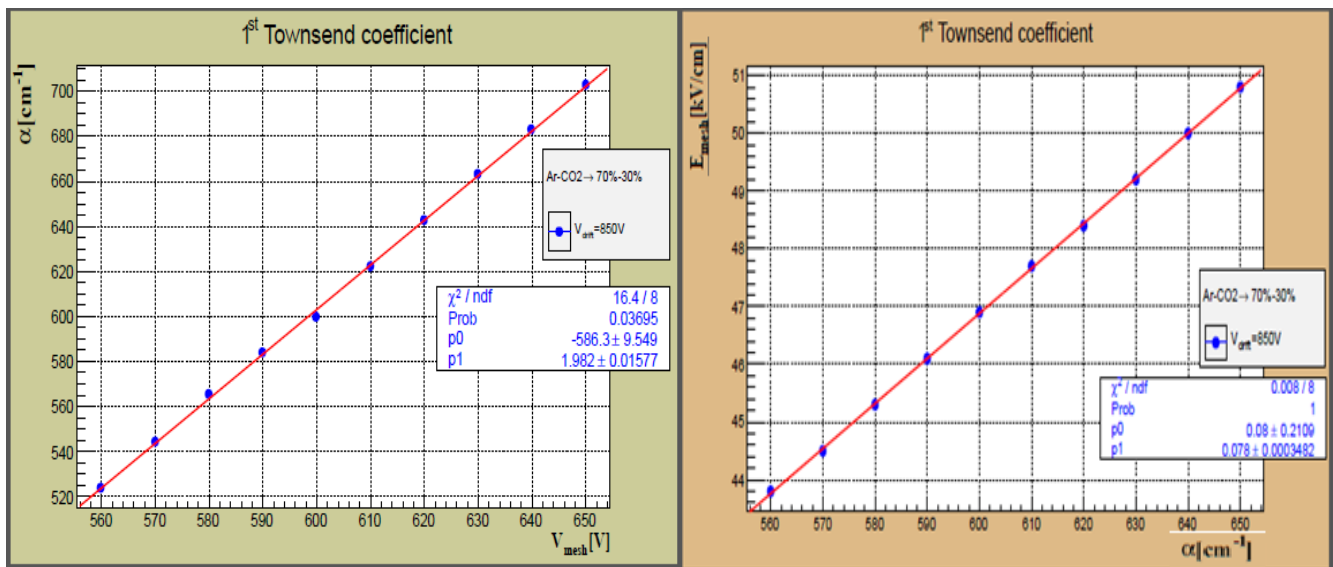
$$E = \lambda Q \cdot \mathcal{E}$$

Πειραματικά αποτελέσματα

Στο συγκεκριμένο σημείο θα παραθέσουμε τις μετρήσεις (πίνακας XII) που πήραμε, με σκοπό να υπολογίσουμε τον 1^ο συντελεστή του Townsend ($\alpha = \ln G$) και κατ' επέκταση για να μπορέσουμε να κατασκευάσουμε τις αντίστοιχες γραφικές παραστάσεις (σχήμα 105).

Emesh [kV/cm]	a [1/cm]	Emesh [kV/cm]	a [1/cm]	Emesh [kV/cm]	a [1/cm]
Ar:CO2 → 70% - 30%		Ar:CO2 → 80% - 20%		Ar:CO2 → 93% - 7%	
43.75	523.716	39	490	35	520
44.531	543.859	399.8	530	36	550
45.313	565.441	40.6	580	36.8	580
46.094	583.411	41.4	610	37.5	600
46.875	599.768	42.2	630	38.3	630
47.656	622.243	43.1	650	39.2	650
48.438	642.237	43.8	680	39.8	680
49.219	663.313	44.6	70	40.3	70
50	682.947	45.2	720	41.5	725
50.781	702.448	46.1	740	42.2	750
		46.9	770	43	780

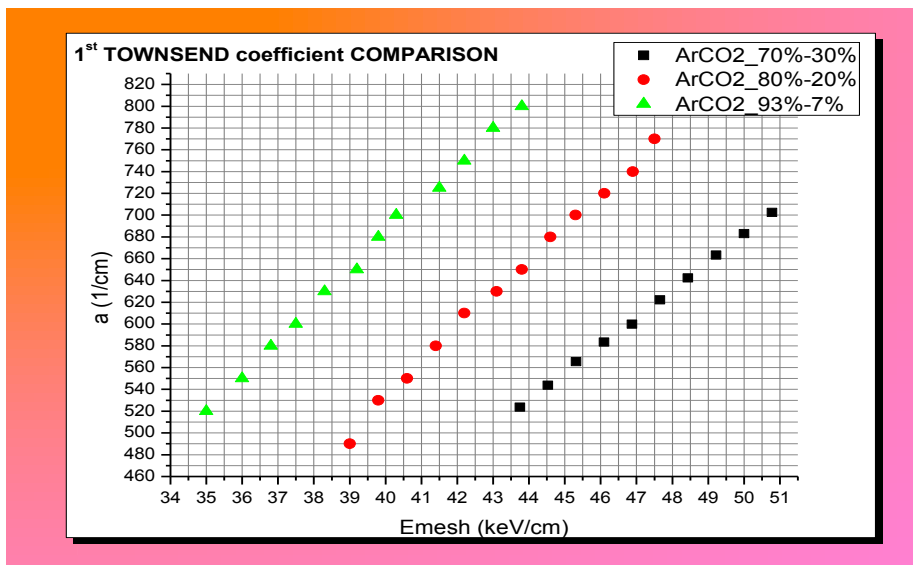
Πίνακας XII: Πειραματικές τιμές για τον υπολογισμό του συντελεστή Townsend.



Σχήμα 105: Γραφικές παραστάσεις του συντελεστή Townsend με το V_{mesh} και το ηλεκτρικό πεδίο E_{mesh} .

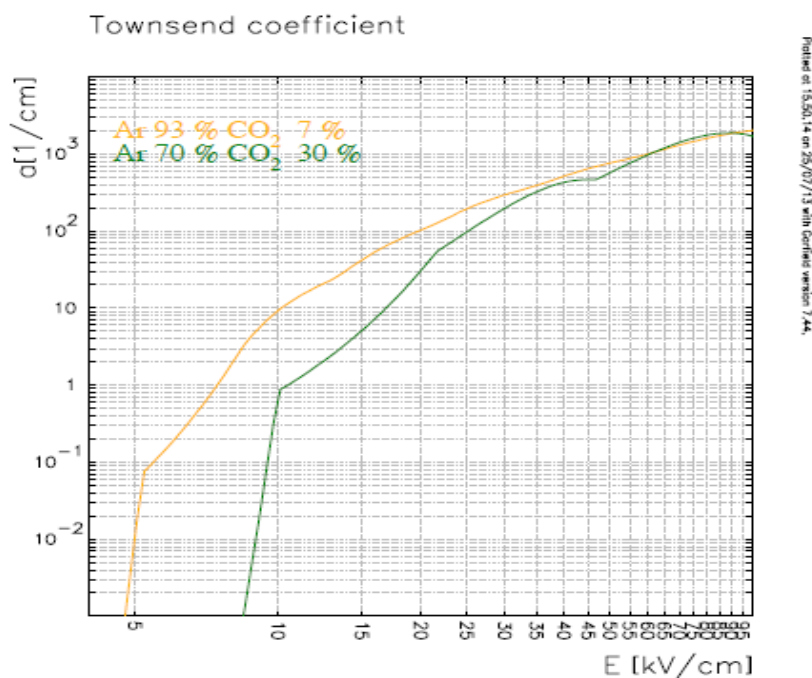
Τέλος, θα παραθέσουμε ένα συγκριτικό διάγραμμα για τους συντελεστές Townsend, για τα διάφορα μίγματα αερίου, ως προς την αναλογία των συστατικών του (σχήμα 106), δηλαδή, για $Ar : CO_2$ σε

αναλογίες, 93-7%, 80-20% και 70-30%. Από τη συγκεκριμένη γραφική παράσταση παρατηρήσαμε ότι το *gain* του ανιχνευτή μας μεταβάλλεται και συγκεκριμένα αυξάνει με την μείωση του ποσοστού του *quencher* [δες παράγραφο, *environmental studies*].



Σχήμα 106α: Συγκριτικό διάγραμμα για τους συντελεστές Townsend, για τα διάφορα μίγματα αερίων (οι τιμές για τις αναλογίες 93-7% και 80-20%, δόθηκαν από τον Σ.Τσιγαρίδα).

Τέλος, παραθέτουμε την γραφική παράσταση του συντελεστή Townsend για τα μίγματα αερίου, 70% – 30% και 93% – 7%, τα οποία έγιναν με την βοήθεια του λογισμικού Garfield (το συγκεκριμένο σχήμα, κατασκευάστηκε από τον Γ. Ιακωβίδη).



Σχήμα 106β: Ο συντελεστής Townsend για μίγμα αερίων αναλογίας, 70% – 30% συγκρινόμενο με αυτό των 93% – 7%.

Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα, περιγράφει την διακύμανση στον αριθμό των παραγόμενων από τη χιονοστιβάδα ηλεκτρονίων, όταν στον ανιχνευτή μας εναποτίθεται το ίδιο ποσό ενέργειας. Η τιμή της είναι σημαντική, γιατί μας βοηθά να προσδιορίσουμε με πόση ακρίβεια ο ανιχνευτής μας, μετρά την ενέργεια που εναποθέτει ένα φορτισμένο σωματίδιο. Βλέπουμε λοιπόν ότι, η ενεργειακή διακριτική ικανότητα (Energy Resolution) του ανιχνευτή, περιορίζεται από την στατιστική φύση του ιονισμού και κατά ένα μικρό ποσοστό από τον πολλαπλασιασμό του αερίου (*gas amplification*). Ένας τρίτος παράγοντας, ο οποίος εν γένει δεν μπορεί να αμεληθεί, είναι η συνεισφορά Δ_0 , η οποία προέρχεται από την ανομοιογένεια της σύστασης του αερίου, τις διακυμάνσεις της πίεσεως αλλά και της θερμοκρασίας. Ακόμη, από την χωρική ανομοιομορφία του ανιχνευτή ή/και από τις διακυμάνσεις των ηλεκτρονικών (*readout electronics*).

Για έναν ιδανικό ανιχνευτή το Δ_0 , είναι ίσο με μηδέν ($\Delta_0 = 0$). Παρόλα αυτά, ο συγκεκριμένος όρος, μπορεί να απορροφηθεί από άλλους, καθώς οι ιδιότητες του αερίου επηρεάζουν τον ιονισμό και τον πολλαπλασιασμό του αερίου.

Η μέση ενέργεια στον ανιχνευτή, εξαρτάται από τον μέσο αριθμό των ζευγών ηλεκτρονίων – ιόντων, \bar{n} , που παράγονται κατά την ιονιστική διαδικασία, τη μέση ενίσχυση του αερίου (*gas gain*), \bar{G} , αλλά και από το μέσο παράγοντα μετατροπής (*conversion factor*), f_{conv} , ο οποίος συνδέει τον αριθμό των φορτίων για μία τιμή ενέργειας, ίση με:

$$E = \bar{n}\bar{G}f_{conv}$$

Ο συγκεκριμένος παράγοντας, f_{conv} , περιέχει και πληροφορίες για τον αριθμό των ηλεκτρονίων λόγω ιονισμού, που θα φτάσουν στην περιοχή πολλαπλασιασμού. Λόγω της *αρχής διατήρησης της ενέργειας*, ο ιονισμός δεν είναι μία πραγματική στατιστική διαδικασία, αλλά μία συνεισφορά στην ενεργειακή διακριτική ικανότητα, η οποία γίνεται μέσω ενός παράγοντα, \sqrt{F} , μικρότερο από τον αντίστοιχο στατιστικό. Ο παράγοντας αυτός όπως έχουμε αναφέρει, ονομάζεται, *παράγοντας του Fano*, F [Gruppen and Shwartz, 2008].

Μία μονοενεργειακή γραμμή στο φάσμα της ενέργειας μπορεί πάντα να θεωρηθεί ως μία *Gaussian*, η οποία θα προσδιορίζεται από τη μέση ενέργεια, E και την τυπική απόκλιση, σ_E , μέσω της σχέσης:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{F}{\bar{n}} + \left(\frac{\sigma_{\bar{G}}}{\bar{G}}\right)^2 + (\Delta_0)^2}$$

όπου, $\sigma_{\bar{G}}$, είναι η τυπική απόκλιση της ενίσχυσης του αερίου (*gas gain*). Ο εξαρτημένος από το αέριο παράγοντας *Fano*, είναι ίσος με, $F = 0.23 \pm 0.05$, για το Αργό [Hashiba et al., 1984].

Συνήθως, η *energy resolution*, ορίζεται ως, ο λόγος του *full width at half maximum value (FWHM)* προς την μέση ενέργεια:

$$\frac{\Delta E_{FWHM}}{E} = 2\sqrt{\ln 4} \frac{\sigma_E}{E} \approx 2.335 \frac{\sigma_E}{E} \approx 2.335 \sqrt{\frac{F}{\bar{n}} + \left(\frac{\sigma_{\bar{G}}}{\bar{G}}\right)^2 + (\Delta_0)^2}$$

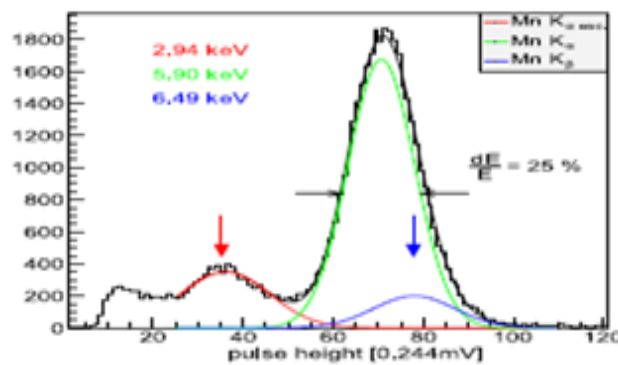
Πρέπει να αναφέρουμε σε αυτό το σημείο, ότι κάποιοι συγγραφείς, χρησιμοποιούν έναν ελάχιστο διαφορετικό τύπο για την *energy resolution*⁴. Για έναν ιδανικό ανιχνευτή MicroMeGaS, αν θεωρήσουμε

⁴ Οι Charles και Cooke [1968], για τον προσδιορισμό της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας χρησιμοποιούν τον τύπο : $\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{F}{\bar{n}} + \frac{1}{\bar{n}} \left(\frac{\sigma_{\bar{G}}}{\bar{G}}\right)^2 + (\Delta_0)^2}$. Όπου, $\sigma_{\bar{G}}$, είναι η τυπική απόκλιση μίας χιονοστιβάδας και μπορεί να πάρει πολύ μεγάλες τιμές ενώ $\sigma_{\bar{G}}$, η μέση ενίσχυση του αερίου.

μόνο τις στατιστικές διακυμάνσεις ($\Delta_0 = 0$), για την κορυφή σιδήρου, 5.9keV X-rays , για ενίσχυση αερίου ίση με $\bar{G} \cong 3500$, σε μίγμα αερίου Ar/CO_2 (70:30%), η παραπάνω σχέση μας δίνει την ενεργειακή διακριτική ικανότητα ίση με:

$$\frac{\Delta E_{FWHM}}{E} \Big|_{ideal} = 2.335 \sqrt{\frac{0.23}{221} + \left(\frac{1}{3500}\right)^2} = 7,531 \% \text{ (theoretical energy resolution)}$$

Ένα τυπικό ενεργειακό φάσμα για την πηγή σιδήρου, ^{55}Fe , φαίνεται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 107). Η πειραματική ενεργειακή διακριτική ικανότητα, προσδιορίστηκε από ένα *Gaussian fitting* των κορυφών, $\text{Mn}_{K_\alpha} + \text{Mn}_{K_\beta}$, από την οποία εξαγάγαμε, τις τιμές για την τυπική απόκλιση και το FWHM χρησιμοποιώντας την παραπάνω σχέση.



Σχήμα 107: Τυπικό ενεργειακό φάσμα για την πηγή σιδήρου, ^{55}Fe , όπου φαίνονται και οι τρεις κορυφές (Mn_{K_α} , Mn_{K_β} και η argon escape)

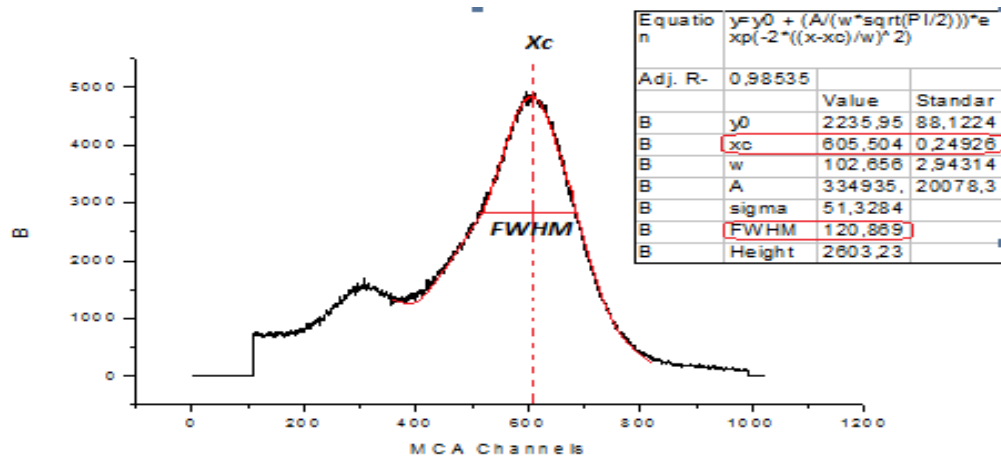
Συνήθως, αγνοούμε την κορυφή Mn_{K_β} , παίρνοντας την τυπική απόκλιση από την κορυφή Mn_{K_α} , των 5.9keV , λόγω της πολύ μικρής συνεισφοράς από την πρώτη (1.1%).

Σφάλμα, μπορεί να προκύψει από το πάχος του *mesh*. Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα του MicroMeGaS, με το πάχος του *mesh*, ίσο με $3\mu\text{m}$ (αντί των $18\mu\text{m}$ (23%)), πετυχαίνει *resolution* της τάξης των 14% FWHM [Giomataris et al.,1996].

Ο παλμός που παίρνουμε στην άνοδο είναι μέγιστος, όταν το *mesh* έχει τιμή διαφάνειας (*transparency*) ίση με 1 και η προσάρτηση των ηλεκτρονίων στις ηλεκτραρνητικές προσμίξεις (άτομα του *quencher*) είναι μικρή. Ακόμη, πρέπει να είμαστε προσεκτικοί στις ακραίες τιμές του πεδίου ολίσθησης, διότι στις χαμηλές τιμές του πεδίου, έχουμε την κυριαρχία των φαινομένων προσάρτησης (*attachment*) και επανασυνδυασμού (*recombination*) ενώ στις πολύ υψηλές υπάρχει η πιθανότητα σύλληψης των ηλεκτρονίων από το *mesh*. Συνέπεια αυτών των δύο ορίων, είναι η μείωση του αριθμού των ηλεκτρονίων που φτάνουν στην περιοχή πολλαπλασιασμού.

Για να κατασκευάσουμε την καμπύλη της *energy resolution* του ανιχνευτή μας, δηλαδή, την καμπύλη « $V_{\text{mesh}} - R\left(\frac{dE}{E}\right)$ », ακολουθήσαμε τα εξής βήματα:

1. Πήραμε την *Gain curve* και τα αντίστοιχα φάσματα για κάθε τάση V_{mesh} , με τη βοήθεια του προγράμματος *ADMCA.exe*.
2. Ανοίξαμε τα αρχεία με τη βοήθεια του *Notepad++* και τις βάλαμε στο *Origin8*. Αυτές οι τιμές αντιστοιχούν στον άξονα y, όπου στον άξονα x, έχουμε τον αριθμό των καναλιών (1 – 1024).
3. Αφού κατασκευάσαμε την γραφική παράσταση, κάναμε *fit* (*Gaussian*), στην κορυφή του σιδήρου, όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 108).



Σχήμα 108: Μέθοδος υπολογισμού της energy resolution.

4. Για κάθε V_{mesh} , ακολουθούμε τα παραπάνω τρία βήματα.

Για να υπολογίσουμε την energy resolution, R , χρησιμοποιήσαμε τον τύπο:

$$R = \frac{\delta E}{E} = \frac{FWHM}{x_c}$$

όπου, τα στοιχεία τα οποία μας χρειάζονται τα παίρνουμε από το παραπάνω σχήμα.

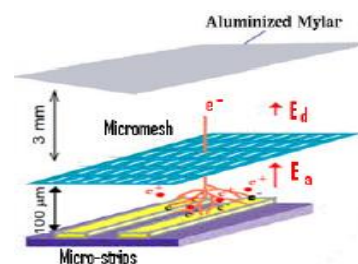
5. Από τις τιμές αυτές κατασκευάζουμε τον πίνακα $V_{mesh} - R \left(\frac{dE}{E} \right)$, και κατ' επέκταση και την ζητούμενη γραφική παράσταση της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας.

Οι τιμές μας, παρουσιάζονται στον ακόλουθο πίνακα (πίνακας XIII) μαζί με την γραφική παράσταση, " $V_{mesh} - R \left(\frac{dE}{E} \right)$ ". Όπως φαίνεται, το αναμενόμενο διάγραμμα έχει εξάρτηση της μορφής:

$$R \sim \frac{1}{V}$$

Πειραματικά αποτελέσματα

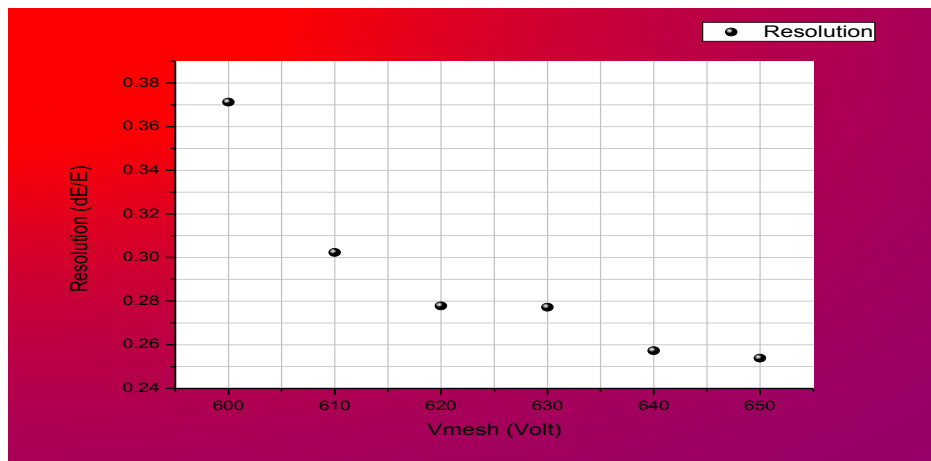
Το gain του ανιχνευτή, όπως είδαμε εξαρτάται ισχυρά από την απόσταση μεταξύ του mesh και των strips και για αυτό το λόγο αν ελέγξουμε τη γεωμετρία της περιοχής πολλαπλασιασμού, μπορούμε να επιτύχουμε καλή ενεργειακή ικανότητα [71].



Σε αυτό το σημείο θα παραθέσουμε τον πίνακα (πίνακας XIII) με τις μετρήσεις μας, για τον υπολογισμό της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας (energy resolution) αλλά και το αντίστοιχο διάγραμμα (σχήμα 109).

Vmesh [V]	Resolution [dE/E]	FWHM [dE]	Xc [E]
600	0.37123	34.97	94.2
610	0.30235	36.01	119.1
620	0.27781	43.13	155.3
630	0.2772	55.8	201.3
640	0.25729	67.1	260.8
650	0.25388	85.71	337.6

Πίνακας XIII: Πειραματικές τιμές για τον υπολογισμό της energy resolution.

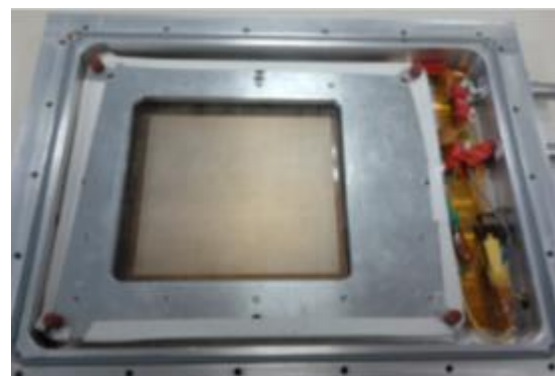


Σχήμα 109: Η γραφική παράσταση της energy resolution.

Κλείνοντας τη συγκεκριμένη παράγραφο, θα παραθέσουμε τα αποτελέσματα του δεύτερου ανιχνευτή MicroMeGaS, του NTUASmm1, ο οποίος είναι «μολυσμένος», δηλαδή, εμφανίζει το ίδιο φάσμα με αυτό της πηγής σιδήρου ακόμη και όταν η πηγή είναι απύσα. Τέλος, θα αναφέρουμε και τον NTUARmm2, ο οποίος όπως αναφέραμε είναι για εγκυκλοπαιδικούς σκοπούς.

❖ Ο ανιχνευτής NTUASmm1

Ο επόμενος ανιχνευτής που ελέγχθηκε, είναι ο NTUASmm1. Ο συγκεκριμένος ανιχνευτής, διαθέτει ένα μεγάλο μεταλλικό επίπεδο (*pad*) εν αντιθέσει με τον NTUASmm3, ο οποίος όπως αναφέραμε διαθέτει *strips*. Παρόμοια με πριν, η πηγή που χρησιμοποιήθηκε είναι η πηγή σιδήρου ^{55}Fe , η οποία εκπέμπει ακτίνες - X με ενέργεια $5,9\text{keV}$ και το αέριο του ανιχνευτή μας, είναι ένα μίγμα $\text{Ar}:\text{CO}_2$ σε αναλογία 70% : 30%.



Σχήμα 110: Ο ανιχνευτής NTUASmm1.

Από τη στιγμή που χρησιμοποιούμε για τη μελέτη μας την πηγή σιδήρου ^{55}Fe , το μόνο που προκαλεί αυτή η «μόλυνση» είναι, η αύξηση του ρυθμού εκπομπής και κατ' επέκταση των *counts*

που μετράμε. Στο σημείο αυτό, θα πρέπει να προσέξουμε, διότι υπάρχει ισχυρή πιθανότητα να έχουμε και αύξηση του θορύβου. Άρα, πρέπει να βρούμε έναν τρόπο να μειώσουμε τον θόρυβο. Αν τώρα, χρησιμοποιούσαμε άλλη πηγή, αυτή η μόλυνση θα ήταν πρόβλημα!

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

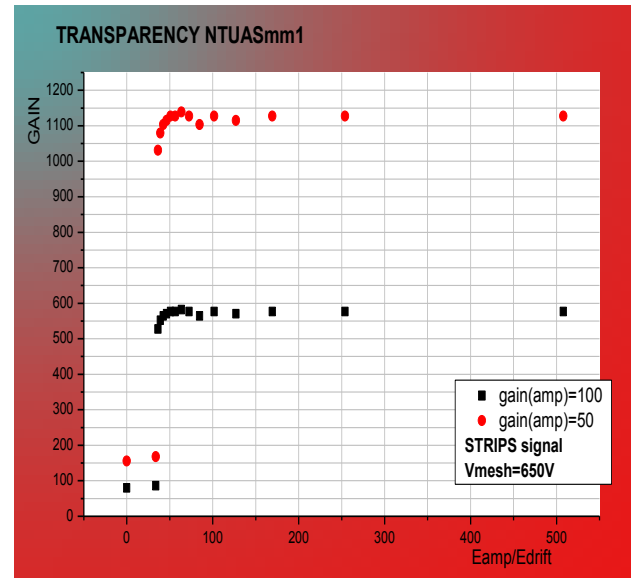
Η διαδικασία που ακολουθήσαμε αλλά και η πειραματική διάταξη για την εξαγωγή των αποτελεσμάτων και κατ' επέκταση των γραφικών παραστάσεων για τον ανιχνευτή NTUASmm1, είναι ακριβώς η ίδια με αυτή του NTUASmm3. Συνεπώς, σε αυτό το σημείο παραθέτουμε τις πειραματικές μας μετρήσεις αλλά και τις αντίστοιχες καμπύλες με την σειρά που δόθηκαν παραπάνω.

A. Transparency curves

Κατασκευάσαμε δύο καμπύλες *transparency*, για διαφορετικά *gain(amp)*, δηλαδή, για 50 και 100. Οι μετρήσεις μας φαίνονται στον ακόλουθο πίνακα (πίνακας XIV) απ' όπου και εξήχθησαν οι αντίστοιχες καμπύλες μας (σχήμα 111).

$\frac{E_{amp}}{E_{drift}}$	Gain (g_amp =100)	Gain (g_amp =50)
0	79.69	155.87
33.85	85.82	167.86
36.27	527.18	101.14
39.06	551.7	1079.1
42.32	563.96	1103.08
46.17	570.1	1115.07
50.78	576.22	1127.06
56.42	576.23	1127.07
63.48	582.35	1139.05
72.55	576.21	1127.06
84.64	563.96	1103.08
101.56	579.22	1127.06
126.95	570.09	1115.07
169.27	576.22	1127.06
253.91	576.19	1127.03
507.81	576.18	1127.02

Πίνακας XIV: Πειραματικές τιμές του NTUASmm1.

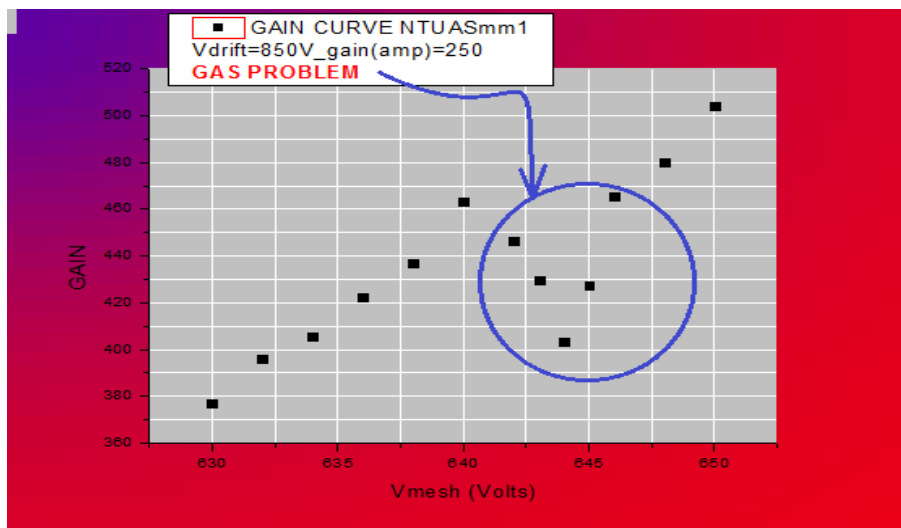


Σχήμα 111: Οι καμπύλες *transparency*, για 2 διαφορετικά *gain(amp)* του ανιχνευτή NTUASmm1.

B. GAIN curves

Σαρώσαμε μία περιοχή τιμών για την τάση V_{mesh} (από 634 – 656V) και σταθερή την V_{drift} (850V), για να κατασκευάσουμε την *GAIN Curve* του ανιχνευτή μας (ιδανικό ζεύγος τάσεων $V_{mesh} = 650V$

και $V_{drift} = 850V$). Αυτό που παρατηρήσαμε, είναι ότι είχαμε για κάποιο λόγο «διαρροή αερίου»! Για να βεβαιωθούμε ότι κάτι τέτοιο μπορεί να συμβαίνει, αυξήσαμε την ροή από την μπουκάλα στα 2bar (από 1.2bar) και στο ροόμετρο στα 30lt/h (από 20lt/h) και ξαναεκτελέσαμε την ίδια διαδικασία.

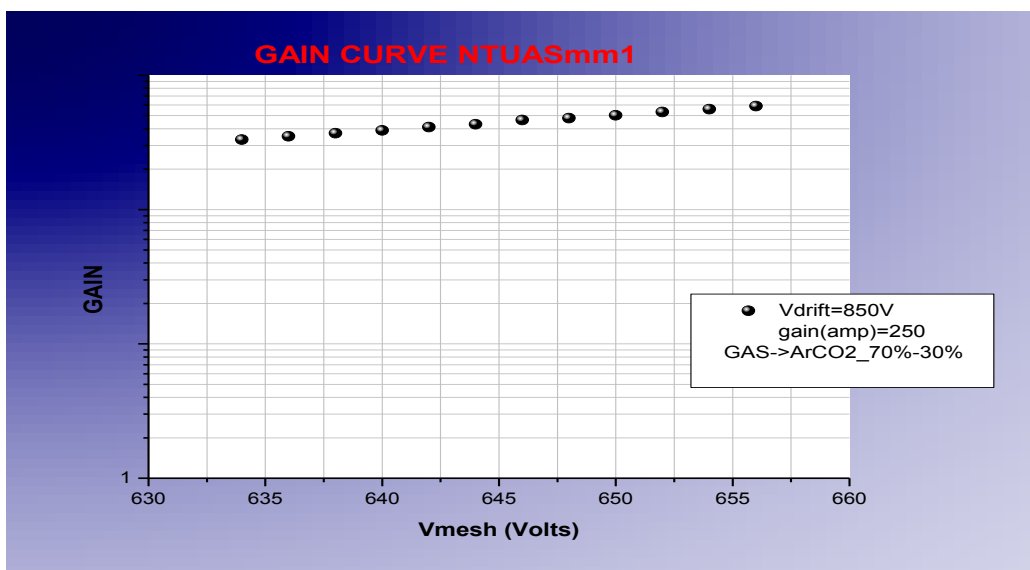


Σχήμα 112: Καμπύλη ενίσχυσης με πρόβλημα στην διοχέτευση του αερίου.

Οι νέες καμπύλες ενίσχυσης που κατασκευάστηκαν δίνονται στο επόμενο σχήμα (σχήμα 113). Στον ακόλουθο πίνακα (πίνακας XV), δίνονται οι μετρήσεις μας μετά το πρόβλημα της «διαρροής αερίου» από το σύστημά μας.

V_{mesh}	634	636	638	640	642	644	646	648	650	652	654	656
centroid	138	146	154	162	171	180	193	201	210	222	233	245

Πίνακας XV: Οι πειραματικές τιμές για τον υπολογισμό του Gain του ανιχνευτή NTUASmm1.

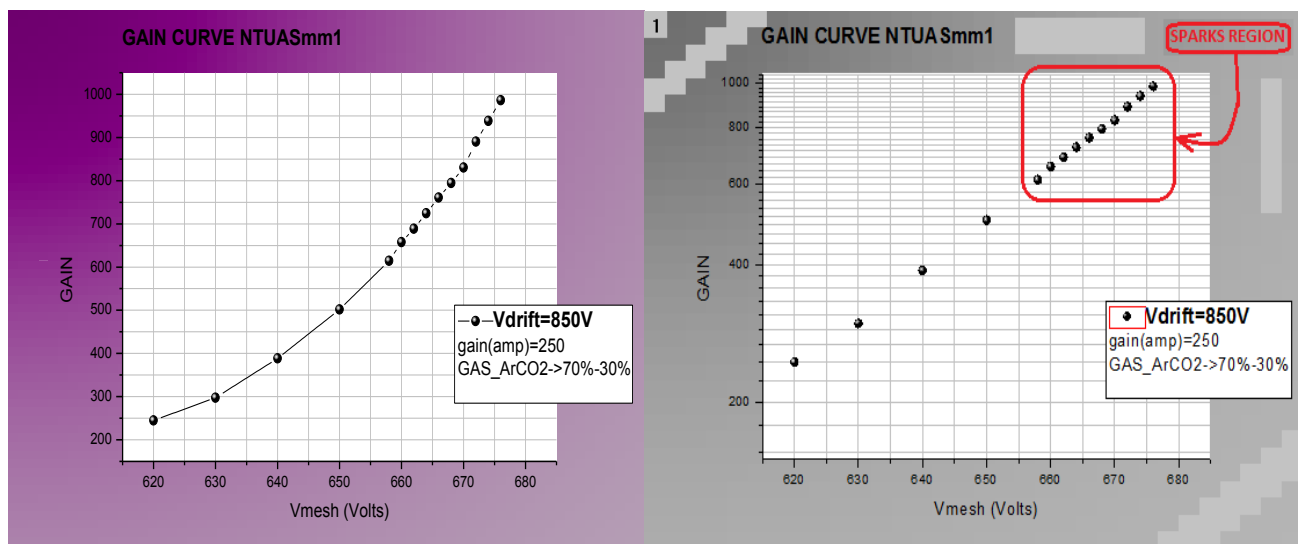


Σχήμα 113: Καμπύλη ενίσχυσης μετά το πρόβλημα διαρροής αερίου.

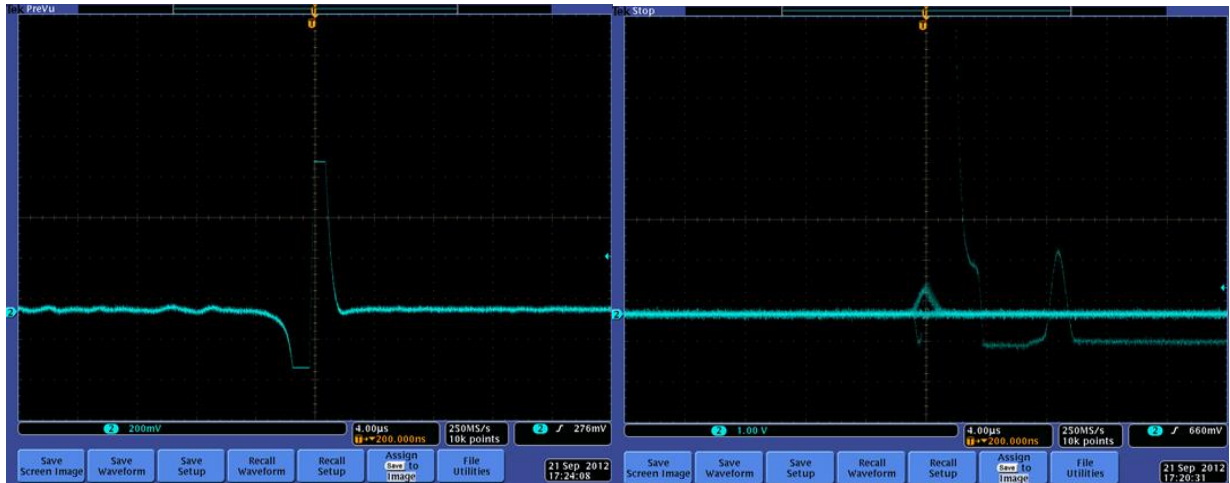
Αφού αποκαταστήσαμε το πρόβλημα του αερίου, σαρώσαμε άλλη μία φορά τις επόμενες ημέρες, μία περιοχή τιμών για τάση V_{mesh} από 500V έως 676V και σταθερή την V_{drift} (850V), για να κατασκευάσουμε την *GAIN Curve* του ανιχνευτή μας, με το ιδανικό ζεύγος τάσεων να είναι $V_{mesh} = 650V$ και $V_{drift} = 850V$ (πίνακας XVI). Αυτό που παρατηρήσαμε, είναι ότι είχαμε μετατόπιση της περιοχής εμφάνισης των *sparks*, από τα 658V στα 670V. Συγκεκριμένα, στο εύρος $V_{mesh} = 658 - 662V$, είχαμε περίπου $1spark/2min$, στο εύρος $V_{mesh} = 664 - 668V$, είχαμε περίπου $1spark/min$, στο εύρος $V_{mesh} = 670 - 674V$, είχαμε περίπου $1spark/5sec$, ενώ για $V_{mesh} = 676V$, είχαμε περίπου $1spark/sec$. Αποτέλεσμα αυτού του γεγονότος, είναι ότι το αέριο στην μπουκάλια τελειώνει με αποτέλεσμα, να έχει αλλάξει η αναλογία του αερίου. Δηλαδή, τα μόρια του CO_2 , έχουν «καθίσει» λόγω βαρύτητας κοντά στο *pad* της ανόδου, με αποτέλεσμα να έχουμε μείωση του *gain* του ανιχνευτή αλλά και μία ταυτόχρονη αύξηση της αντοχής του στα *sparks*. Στα σχήματα (σχ. 114, 115) που ακολουθούν φαίνονται οι νέες καμπύλες ενίσχυσης του ανιχνευτή *NTUASmm1* αλλά και η «εικόνα» των *sparks* με τη βοήθεια του παλμογράφου αντίστοιχα.

V_{mesh} [V]	500	510	520	530	540	550	560	570	580	590	600	610	620
<i>centroid</i>	27	27	27	27	27	27	27	27	27	27	27	27	102
630	640	650	658	660	662	664	666	668	670	672	674	676	
124	162	209	256	274	287	302	317	331	346	371	391	411	

Πίνακας XVI: Οι πειραματικές τιμές για τον υπολογισμό του νέου *gain*.



Σχήμα 114: Οι καμπύλες ενίσχυσης του ανιχνευτή *NTUASmm1*



Σχήμα 115: Η «εικόνα» των sparks με τη βοήθεια του παλμογράφου.

Το μεγαλύτερο πρόβλημα στους ανιχνευτές MicroMeGaS, είναι το φαινόμενο *sparking*. Οι λόγοι της εμφάνισης των *sparks*, στο εργαστήριο, είναι από τα βαριά ιονισμένα σωματίδια (*particle showers*) που παράγονται στην ατμόσφαιρα από την κοσμική ακτινοβολία, από τα οικοδομικά υλικά (π.χ., στο τσιμέντο έχουμε *εκπομπή Καλίου*, K) [Zibell, 2010, p. 20 ff.] και από εσωτερικές εκκενώσεις, οι οποίες προκαλούνται από τα υψηλής εντάσεως εφαρμοζόμενα πεδία πολύ κοντά στο mesh. Από την κάθοδο στο mesh τέτοιες εκκενώσεις δεν έχουν παρατηρηθεί!

Τα *sparks*, εκδηλώνονται ως οι εκκενώσεις του mesh προς τα *strips*. Ο ρυθμός εμφάνισής τους (*spark rate*) επηρεάζεται από το μίγμα του αερίου, το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή του πολλαπλασιασμού, από την πίεση του αερίου, την θερμοκρασία αλλά και την ευστάθεια του αερίου. Λόγω των παραπάνω, η συχνότητα των *sparks*, f_{sparks} , παρουσιάζει διακυμάνσεις. Πολλές ομάδες εργάζονται πάνω στην προστασία των κυκλωμάτων από αυτές τις εκκενώσεις, χρησιμοποιώντας ανθεκτικά (*resistive*) στρώματα επάνω από τα *readout strips* [Alexopoulos et al., 2010a].

Ας δούμε τώρα, κάποιους βασικούς λόγους μείωσης των *sparks*:

- Αυξάνοντας το ποσοστό του *quencher* (εδώ CO_2), καταστέλλουμε τα *sparks*!
- Όσο μεγαλύτερο είναι το ποσοστό του CO_2 ,
 - i) τόσο μικρότερος είναι ο πρώτος συντελεστής *Townsend*, με αποτέλεσμα να μειώνεται η συχνότητα των *sparks*.
 - ii) η *efficiency* αυξάνεται, αφού το ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή πολλαπλασιασμού αλλά και το μέσο ύψος του παλμού αυξάνονται.
- Η συχνότητα των *sparks* μειώνεται με τη μείωση του ηλεκτρικού πεδίου.

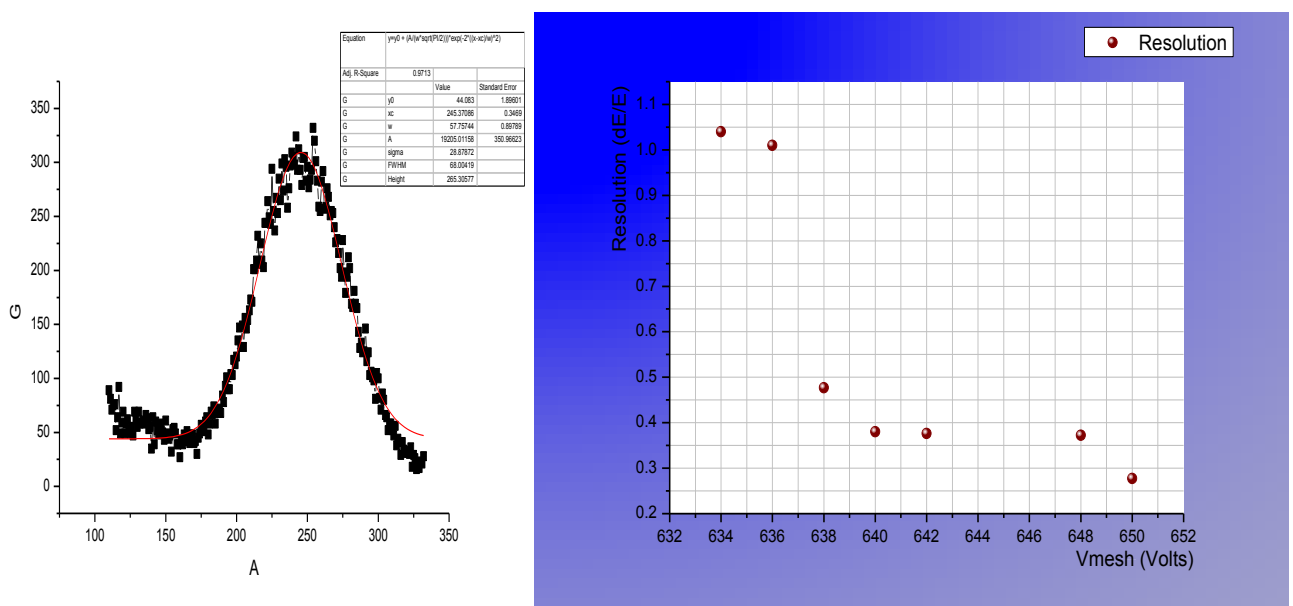
Αυτό που πρέπει να προσέχουμε όταν το ποσοστό του *quencher* αυξάνεται είναι ότι πρέπει να αυξηθεί η διαφορά δυναμικού μεταξύ *mesh – strips* για να επιτύχουμε την ίδια *efficiency* [δες, § 6.10]. Η ενέργεια που αποθηκεύεται στον «*πυκνωτή mesh – strips*», είναι ανάλογη του τετραγώνου του δυναμικού, δηλαδή,

$$W = \frac{1}{2} CV^2$$

Από τη στιγμή που η εκφόρτιση του *mesh*, μπορεί να γίνει μέσω ενός *spark*, τα ηλεκτρονικά μας είναι εκτεθειμένα σε μεγάλα ποσά ενέργειας όταν χρησιμοποιούμε μείγματα αερίων με μεγάλο ποσοστό *quencher* (π.χ., 80:20%) εν αντιθέσει με αυτά που έχουν μικρότερο ποσοστό (π.χ., 93:7%). Άλλος ένας τρόπος για να μειώσουμε τη συχνότητα των *sparks*, είναι να λειτουργήσουμε τον ανιχνευτή μας σε **υψηλότερες πιέσεις**. Θα παραχθεί περισσότερο φορτίο από τον ιονισμό καθώς για τις ίδιες τιμές πεδίων το *gas gain* θα είναι ελάχιστα μικρότερο. Γνωρίζουμε ότι, για περαιτέρω αύξηση της πίεσης, πάνω από μία τιμή, το ύψος του παλμού μειώνεται. Αυτό συμβαίνει γιατί μειώνεται το *gas gain*, καθώς με αύξηση της πίεσεως, μειώνεται ο 1^{ος} συντελεστής του *Townsend*. Συνεπώς, για έναν ανιχνευτή *MicroMeGaS*, η πίεση θα πρέπει να κυμαίνεται γύρω από την τιμή των *1013mbar*, αν θέλουμε να επιτύχουμε την καλύτερη δυνατή σχέση μεταξύ της συχνότητας των *sparks*, της υψηλής *efficiency* και του σχετικά μεγάλου ύψους παλμού.

Γ. Ενεργειακή διακριτική ικανότητα

Η διαδικασία υπολογισμού της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας του συγκεκριμένου ανιχνευτή, έγινε με την ίδιο τρόπο με αυτόν για τον ανιχνευτή *NTUASmm3*. Στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 116), παραθέτουμε το διάγραμμα της ενεργειακής διακριτικής ικανότητας (*energy resolution*) του ανιχνευτή *NTUASmm1*.

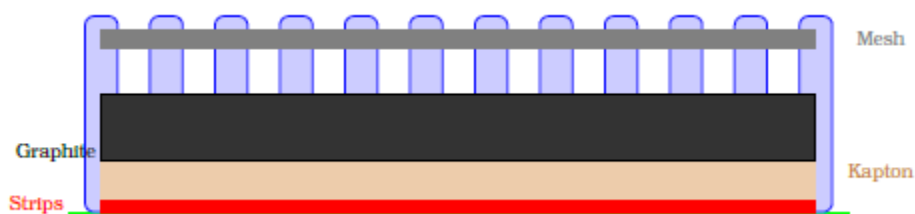


Σχήμα 116: Η γραφική παράσταση της Energy Resolution του *NTUASmm1*.

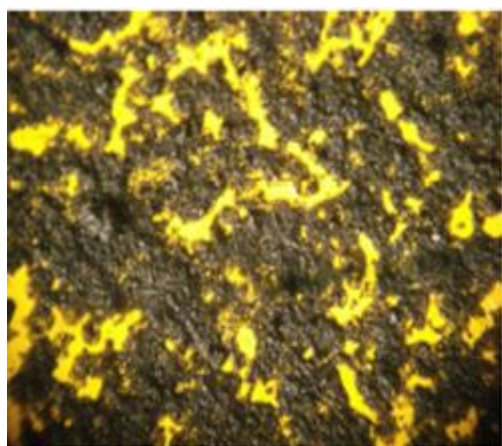
❖ Ο ανιχνευτής *NTUARmm2*

Ο τελευταίος ανιχνευτής, τον οποίο παρουσιάζουμε στην παρούσα εργασία, είναι ο *NTUARmm2*, ο οποίος είναι ένας **resistive MicroMeGaS**. Συγκεκριμένα, ο ανιχνευτής αυτός έχει ένα *resistive plane* φτιαγμένο από γραφίτη. Στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 117), παρουσιάζεται ο ανιχνευτής *NTUARmm2*. Τον συγκεκριμένο ανιχνευτή, τον τοποθετήσαμε σε ένα οπτικό μικροσκόπιο για να

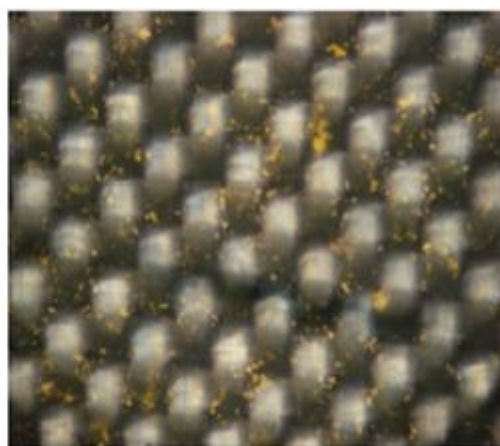
δούμε την νέα αυτή στρώση του γραφίτη. Στα σχήματα που ακολουθούν, φαίνεται το στρώμα του γραφίτη αλλά και το *micromesh* με τα *pillars*. Αυτό που φαίνεται και από την παρατήρηση με το μικροσκόπιο, είναι ότι υπήρχε κακή εναπόθεση στο στρώμα του γραφίτη. Επίσης, παραθέτουμε και μία φωτογραφία των δομικών στοιχείων του ανιχνευτή MicroMeGaS από ηλεκτρονικό μικροσκόπιο, SEM⁵, το οποίο μπορεί να χρησιμοποιηθεί για διάφορες προσομοιώσεις.



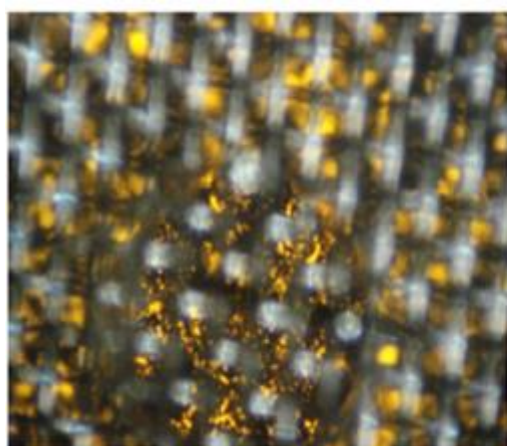
Σχήμα 117: Ο ανιχνευτής NTUARmm2 (σχήμα Θ.Σταματόπουλος)



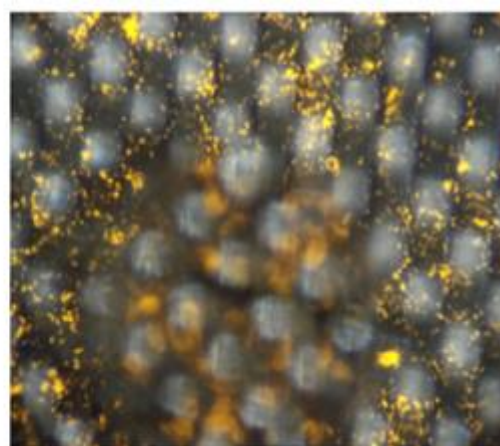
(α.) Επίστρωση Γραφίτη



(β.) Επίστρωση γραφίτη κάτω από το *micromesh*.

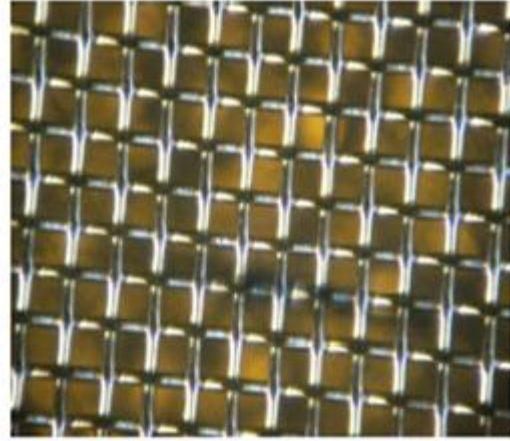
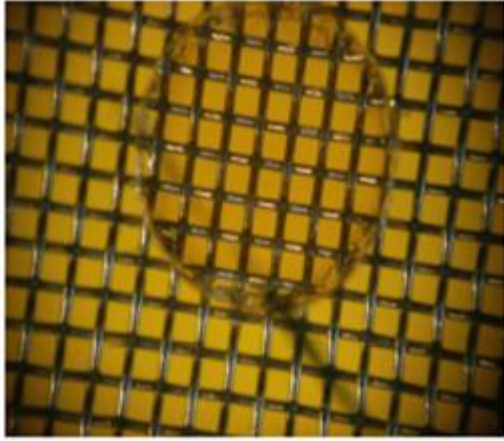


(γ.) Επίστρωση γραφίτη κάτω από το *pillar*.



(δ.) Επίστρωση γραφίτη γύρω από το *pillar*.

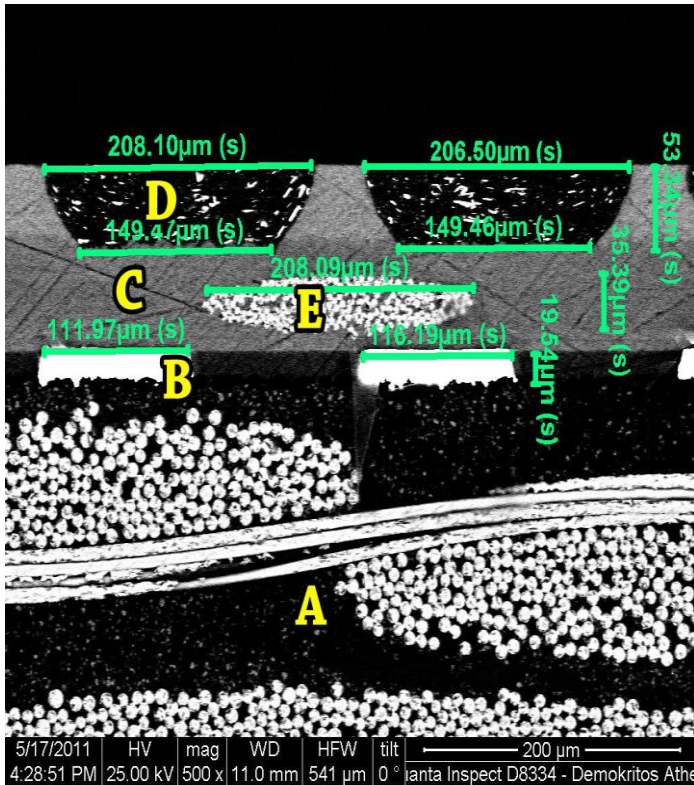
⁵ Φωτογραφία από Διπλωματική Εργασία, Ηλεκτρονική προσομοίωση του ανιχνευτή micromegas /Κ.Π.Πετρόλιας.



(ε.) Το micromesh σε έναν MicroMeGaS.

(στ.) Το micromesh σε έναν MicroMeGaS με γραφίτη.

Σχήμα 118: Ο ανιχνευτής NTUARmm2 με οπτικό μικροσκόπιο (εικόνες, Θ.Σταματόπουλος).



Σχήμα 119: Απεικόνιση της δομής του MicroMeGaS από μικροσκόπιο SEM.

Όπως μπορούμε να δούμε από την εικόνα, τα μέρη του ανιχνευτή είναι :

A) Όλο το κάτω μέρος το οποίο είναι από το υλικό **Fr4** με διηλεκτρική σταθερά 4.4

B) Είναι τα *strips* από τα οποία διαβάζουμε το σήμα και είναι από χαλκό.

C) Είναι η ενδιάμεση περιοχή μεταξύ των *resistive strips* και των *readout strips*, η οποία αποτελείται από το μονωτικό υλικό **PC1025 Dupont** με διηλεκτρική σταθερά 3.5

D) Είναι τα *resistive strips*, τα οποία αποτελούνται από αντιστατικό υλικό (Patent no. WO 2010/091695) με αγωγιμότητα 0.059Siemens/m και διηλεκτρική σταθερά, 1.

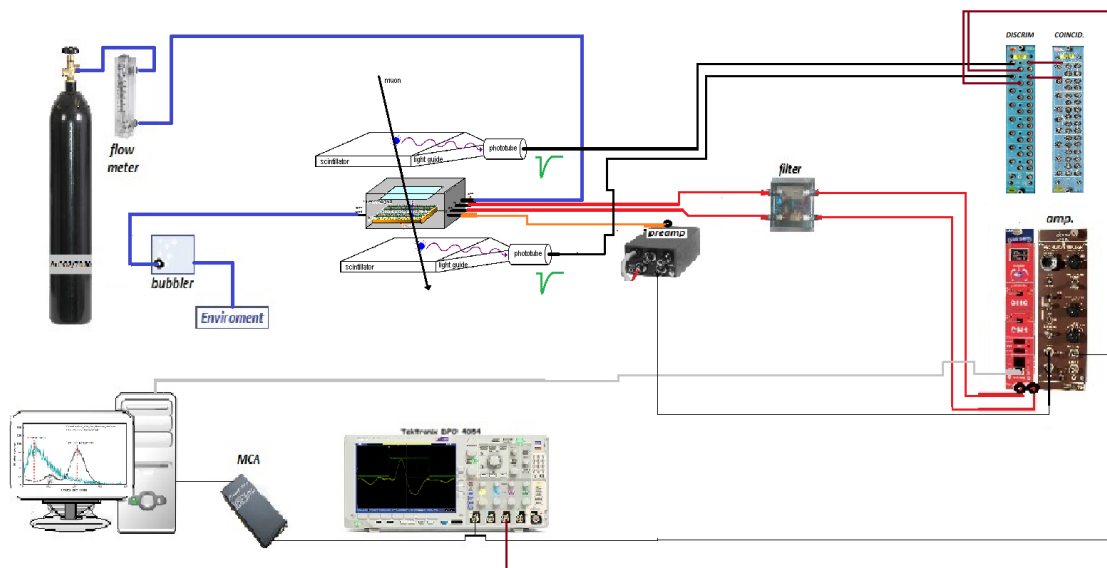
E) Η δομή αυτή υπάρχει εκεί για λόγους στήριξης και για αυτό δεν θα την συμπεριλάβουμε στα μοντέλα προσομοίωσης.

6.8.A Coincidence unit (MPR)

Η διέλευση φορτισμένων ή αφόρτιστων σωματιδίων από τον σπινθηριστή μπορεί να τον διεγείρει, όπως αναφέραμε σε προηγούμενο κεφάλαιο [Κεφ. 4]. Οι παλμοί που προκαλούνται από το πέρασμα διεισδυτικών σωματιδίων (συνήθως, μίονια) μπορούν να διαχωριστούν από άλλους “άχρηστους” παλμούς με τη χρήση ενός “κυκλώματος συμφωνίας” (*coincidence unit*). Τα διεισδυτικά σωματίδια, μπορούν να περάσουν μέσα από μεγάλους όγκους υλικού προτού σταματήσουν. Τα λιγότερο διεισδυτικά σωματίδια (πρωτόνια και ηλεκτρόνια), σταματούν αμέσως μετά ή κατά τη διάρκεια του ταξιδιού τους μέσα στο σπινθηριστή. Τα μίονια, έχουν τόσο μεγάλη ενέργεια, έτσι ώστε συνεχίζουν την πορεία τους και μετά το πέρασμά τους από ένα σπινθηριστή, με μικρές μόνο αλλαγές στην ορμή τους.

A. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ

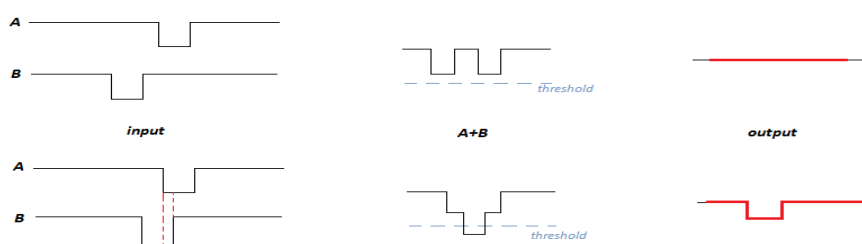
Για αυτό το λόγο, όπως φαίνεται και στην πειραματική διάταξη (σχήμα 120) για τα κοσμικά μίονια, χρησιμοποιήθηκαν 2 σπινθηριστές (*scintillators*). Αν μέσα σε ένα συγκεκριμένο χρονικό διάστημα και οι 2 σπινθηριστές δώσουν σήμα (συμφωνούν μεταξύ τους), τότε κάποιο μίονιο θα πρέπει να τους διαπέρασε.



Σχήμα 120: Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για την βαθμονόμηση.

Για να πραγματοποιηθεί μια μέτρηση συμφωνίας, είναι σημαντικό να βεβαιωθούμε ότι το μήκος των καλωδίων (άρα και της χρονικής διάδοσης) κατά μήκος των οποίων ταξιδεύουν δυο σύμφωνα σήματα προς τη μονάδα συμφωνίας, είναι ίσα. Επίσης, θα χρειαστούμε έναν *discriminator* (*DISCR*, *LRS*), απ' όπου θα περάσουν τα σήματα πριν γίνει η συμφωνία, διότι ζητάμε, λογικά σήματα. Όσον αφορά στη μονάδα συμφωνίας (*COINCIDENC*, *MPI*), αυτή προσδιορίζει αν δυο ή

περισσότερα σήματα είναι χρονικά σύμφωνα παράγοντας ένα λογικό σήμα, ενώ σε διαφορετική περίπτωση, δεν παράγει σήμα. Η μονάδα αυτή, ανήκει σε μια γενική κατηγορία μονάδων που ονομάζονται, **λογικές πύλες**, οι οποίες υλοποιούν λογικές πράξεις πάνω σε σήματα εισόδου. Η μονάδα συμφωνίας πραγματοποιεί είτε τη λογική πράξη **AND** είτε τη λογική πράξη **OR**. Παρόλα αυτά, η ερμηνεία των χρονικά σύμφωνων σημάτων χρειάζεται εξήγηση. Η μονάδα συμφωνίας παράγει σήμα στην έξοδό της, αν υπάρχει μερική έστω επικάλυψη των δυο εισερχόμενων παλμών εισόδου. Καλό είναι να ρυθμίσουμε την τιμή του κατωφλίου ελάχιστα μικρότερη από το άθροισμα των πλατών των δύο σημάτων, έτσι ώστε να πάρουμε σήμα μόνο σε περίπτωση σύμπτωσης. Το παρακάτω σχήμα (σχήμα 121) δείχνει μερικά παραδείγματα σύμφωνων και ασύμφωνων παλμών.



Σχήμα 121: Παραδείγματα (α) ασύμφωνων και (β) σύμφωνων παλμών.

Ιδιαίτερη προσοχή πρέπει να δίνεται στο πρόσημο του παλμού μετά από την έξοδο κάθε μονάδας του πειράματός μας. Για παράδειγμα, η μονάδα *Lecroy* (π.χ. η 688AL) μετατρέπει τους εισερχόμενους αρνητικούς παλμούς της *coincidence unit* σε θετικούς (TTL=*Transistor Transistor Logic*) καθώς ο MCA αποκρίνεται μόνο σε θετικούς λογικούς παλμούς. Συμπερασματικά, ο MCA διαβάζει το σήμα από τον ανιχνευτή, μόνο όταν υπάρχει συμφωνία μεταξύ των 2 σπινθηριστών και με αυτή την τεχνική είναι δυνατή η μελέτη του φάσματος των κοσμικών μιονίων.

Εκτέλεση του Πειράματος

Τα βήματα που ακολουθήσαμε, είναι παρόμοια με αυτά των προηγούμενων πειραμάτων, επομένως, δεν θα αναφερθούμε περαιτέρω σε αυτά (δες, §6.2.3). Η βαθμονόμηση έγινε με τη γνωστής ενέργειας πηγή σιδήρου (^{55}Fe).

Πειραματικά αποτελέσματα

Με τον όρο βαθμονόμηση, εννοούμε τον προσδιορισμό της ενέργειας που εναποθέτουν στον ανιχνευτή μας τα κοσμικά μίονια. Αυτό θα το κάνουμε με την βοήθεια του MCA, δηλαδή, θα βρούμε σε ποιο κανάλι του MCA αντιστοιχεί η ενέργεια των μιονίων με βάση τα γνωστά κανάλια, της κορυφής του σιδήρου αλλά και της κορυφής διαφυγής του αργού. Από τα δύο τελευταία, θα κατασκευάσουμε μια ευθεία (σχήμα 122) η οποία θα περιέχει λόγω της γραμμικότητας και το κανάλι των μιονίων.

$$\left. \begin{array}{l} y = ax + \beta \\ \text{διαλέγω το σημείο, } A(130,3) \end{array} \right\} \Rightarrow 3 = 130\alpha + \beta$$

$$\left. \begin{array}{l} y = ax + \beta \\ \text{διαλέγω το σημείο, } B(270,6) \end{array} \right\} \Rightarrow 6 = 270\alpha + \beta$$

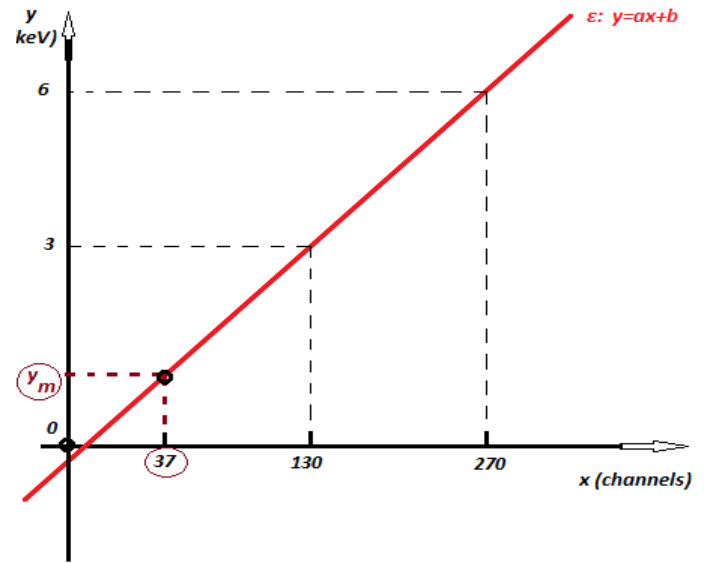
$$\Rightarrow 3 = 140\alpha + 0 \Rightarrow \alpha = 0.02143$$

$$\left. \begin{array}{l} y = ax + \beta \\ \text{διαλέγω το σημείο, } A(130,3) \end{array} \right\} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow 3 = 130 \cdot 0.02143 + \beta \Rightarrow \beta = 0.2141$$

$$y_m = ax_m + \beta = 0.02143 \cdot 37 + 0.2141 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow y_m = 1.0701 \text{ keV}$$



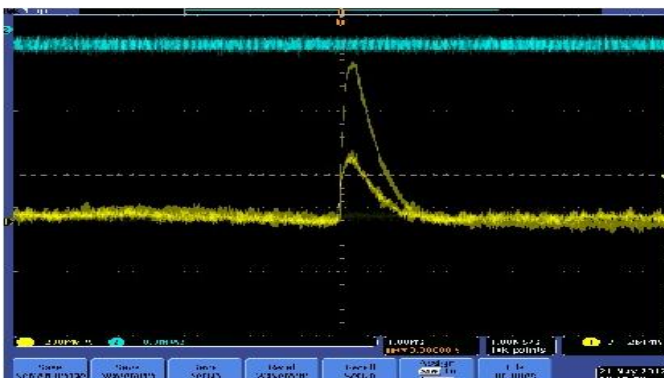
Σχήμα 122: Βαθμονόμηση της ενέργειας των κοσμικών μιονίων.

Τα δυο βασικά συμπεράσματα που εξήχθησαν από τη μελέτη του φάσματος των κοσμικών μιονίων, είναι:

1) Η ενέργεια που αφήνουν τα κοσμικά μίονια καθώς διέρχονται μέσα από τον όγκο του ανιχνευτή, εξαρτάται από το εύρος της περιοχής μετατροπής. Όσο μεγαλύτερο είναι το εύρος της περιοχής μετατροπής τόσο περισσότερη ενέργεια θα αφήσουν τα μίονια μέσω των ανελαστικών συγκρούσεων τους με τα ατομικά ηλεκτρόνια του αερίου. Μεγαλύτερο *conversion gap*, συνεπάγεται περισσότερη απολεσθείσα ενέργεια για τα μίονια, κάτι που συνεπάγεται ότι το φάσμα για το μεγάλο *conversion gap* θα βρίσκεται πιο δεξιά (σε κανάλια μεγαλύτερης ενέργειας) από αυτό για μικρότερο *conversion gap*.

2) Η ενέργεια που αφήνουν τα περισσότερα μίονια στον ανιχνευτή είναι $(1.46 \pm 0.01) \text{ keV}$, για $d_{cg} = 1 \text{ cm}$, ενώ για $d_{cg} = 0.5 \text{ cm}$, η ενέργεια που αφήνουν τα περισσότερα μίονια στον ανιχνευτή είναι $(0.781 \pm 0.015) \text{ keV}$.

Η γραφική απεικόνιση της «σύλληψης μιονίου», με τη βοήθεια του παλμογράφου, παρουσιάζεται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 123).



Σχήμα 123: «Σύλληψη μιονίου» από τους 3 ανιχνευτές (2 scintillators και τον micromegas).

Η γαλάζια γραμμή είναι το *threshold*

του *discriminator*.

Στο εργαστήριο παρατηρήσαμε ότι υπάρχει εξάρτηση του *Gain* του ανιχνευτή από περιβαλλοντικές παραμέτρους (πίεση, θερμοκρασία), από μεταβλητές που σχετίζονται με το ίδιο το αέριο (ροή(*flow*)), από την αναλογία του μίγματος(*mixing ratio*) αλλά και από την γεωμετρία του ανιχνευτή μας (*amplification gap size*). Οι μεταβολές αυτές του *Gain*, μπορούν μετρηθούν σχετικά εύκολα από την μελέτη του σήματος που προέρχεται από την μετατροπή των κβάντων του ⁵⁵Fe του αερίου.

6.9.1 GAS GAIN VARIATIONS:

Η μεταβολή του *gain* οφείλεται στις παρακάτω παραμέτρους:

A. Ατμοσφαιρική πίεση (*atmospheric pressure*).

Για σταθερή ροή αερίου, όσο η πίεση μειώνεται, τόσο μειώνεται και η πυκνότητα των μορίων του αερίου, δηλαδή, τα ηλεκτρόνια της χιονοστιβάδας αποκτούν μεγαλύτερη ενέργεια μεταξύ των συγκρούσεων με τα μόρια του αερίου και κατ' αντιστοιχία αυξάνεται το κλάσμα των συγκρούσεων ιονισμού. Παράλληλα, έχουμε αύξηση της μέσης ελεύθερης διαδρομής των σωματιδίων (η ενεργός διατομή ιονισμού και η πυκνότητα του αερίου μειώνονται). Σαν αποτέλεσμα, υπάρχει μέγιστο του *Gain* συναρτήσει της πίεσης, για δεδομένη θερμοκρασία (*T*) και μέγεθος της περιοχής πολλαπλασιασμού (εξάρτηση της πίεσης *p* από την *T* και το *amplification gap size*, *AGS*).

B. Θερμοκρασία του αερίου (*gas temperature*).

Παρόμοια με την πίεση, έτσι και η θερμοκρασία επηρεάζει την πυκνότητα των μορίων του αερίου και κατ' επέκταση το *Gain*. Η πυκνότητα των μορίων του αερίου με την βοήθεια του νόμου των ιδανικών αερίων θα είναι:

$$n = \frac{P}{kT} \quad (V = 1) \quad (1)$$

Γ. Περιοχή Πολλαπλασιασμού (*amplification gap size*).

Μεταβολές στο *amplification gap*, επηρεάζουν την ομοιομορφία του *Gain* στην περιοχή του *mesh* και βασίζονται στην κατασκευή του ίδιου του ανιχνευτή (*bulk MicroMeGaS*). Για δεδομένη τάση πλέγματος (*grid voltage* ή *mesh voltage*), πίεση, θερμοκρασία και αέριο, ο αριθμός των ιονιστικών συγκρούσεων ανά μονάδα μήκους (*Townsend coefficient*, α) εξαρτάται από την ένταση του πεδίου, *E*. Βλέπουμε ότι το *Gain* εξαρτάται από το πεδίο και από το εύρος της περιοχής πολλαπλασιασμού, *x*, βάσει της σχέσης:

$$G = e^{\alpha x} \quad (2)$$

⁶ από το paper των, C.Adloff, M.Chefdeville, A.Espargiliere, R.Gaglione [72].

Συνέπεια αυτού, είναι η εμφάνιση μεγίστου του *Gain* συναρτήσει του *gap*. Στα μίγματα αερίου $Ar:CO_2$, το διάστημα αυτό είναι, περίπου ίσο με $55\mu m$. Πάνω από αυτή την τιμή, το *Gain* είναι φθίνουσα συνάρτηση του $gap(x)$, καθώς το χαμηλότερο πεδίο δεν μπορεί να αντισταθμίσει την μεγάλη απόσταση για την δημιουργία της χιονοστιβάδας.

Δ. Αναλογία του μίγματος του αερίου(*gas mixing ratio*).

Λόγω της αναλογικότητας του ανιχνευτή μας, έχουμε ένα μίγμα αερίου που αποτελείται από ένα ευγενές αέριο (μη ηλεκτραρνητικό) και από ένα μοριακό αέριο που χρησιμοποιείται σαν *quencher*. Τα αέρια που χρησιμοποιούνται σαν *quencher*, απορροφούν την ενέργεια των ηλεκτρονίων, λόγω των ταλαντωτικών και περιστροφικών τους κινήσεων (και σταθμών) που εμφανίζονται στις χαμηλές ενέργειες (μερικά *keV*). Βλέπουμε ότι το *gain* μειώνεται όσο αυξάνεται η συγκέντρωση του *quencher*!

Ε. Ροή αερίου(*gas flow*).

Όταν έχουμε χαμηλή ροή αερίου, η συγκέντρωση των ηλεκτραρνητικών προσμίξεων (O_2, CO_2) είναι πιθανό να ευθύνονται για την απώλεια σήματος, λόγω ηλεκτρονιακών συλλήψεων (*electron attachment*). Άρα, η ενεργός διατομή σύλληψης συγκεκριμένου ηλεκτραρνητικού είδους, εξαρτάται από την ενέργεια των ηλεκτρονίων και από την ένταση του πεδίου. Γι' αυτό το λόγο, η σύλληψη μπορεί να συμβεί είτε στη περιοχή ολίσθησης (*drift region*) είτε στην περιοχή πολλαπλασιασμού (*amplification region*).

Όπως έχουμε ήδη επισημάνει (σχέση 2), το *Gain* είναι ανάλογο του αριθμού των ιονισμών που παράγονται από το αρχικό ηλεκτρόνιο της χιονοστιβάδας, $G = e^{ax}$, όπου, το a είναι ο συντελεστής *Townsend* και το x είναι το *amplification gap size*. Μία συνηθισμένη παραμετροποίηση του a , δίνεται από τους *Rose-Korff*:

$$\frac{a}{n} = A_0 e^{-i\frac{B_0 n}{E}} \quad (3)$$

όπου, n είναι η πυκνότητα του αερίου και A_0, B_0 σταθερές του αερίου. Αν συνδυάσουμε αυτές τις δύο μαζί με την σχέση των ιδανικών αερίων

$$n = \frac{N_A P}{RT} \quad (4)$$

και
$$V_{mesh} = Ex \quad (5)$$

έχουμε λοιπόν:

$$G = \exp\left(\frac{APx}{T} \exp\left(-\frac{BPx}{TV}\right)\right) \quad (6)$$

και

$$\left(\frac{Px}{T}\right)^* = \frac{V}{B} \quad (7)$$

που είναι μία από τις ιδιότητες ενός ανιχνευτή MicroMeGaS αλλά και γενικότερα κάθε ανιχνευτικού συστήματος με παράλληλες επιφάνειες που δουλεύει στην αναλογική περιοχή. Ισχύουν επίσης:

$$\frac{\Delta G}{G} = C_p \Delta P + C_T \Delta T + C_g \Delta g$$

$$C_p = \frac{1}{G} \cdot \frac{\partial G}{\partial P} = \exp\left(-\frac{BPg}{TV}\right) \cdot \left(\frac{Ag}{T} - \frac{ABPg^2}{T^2V}\right)$$

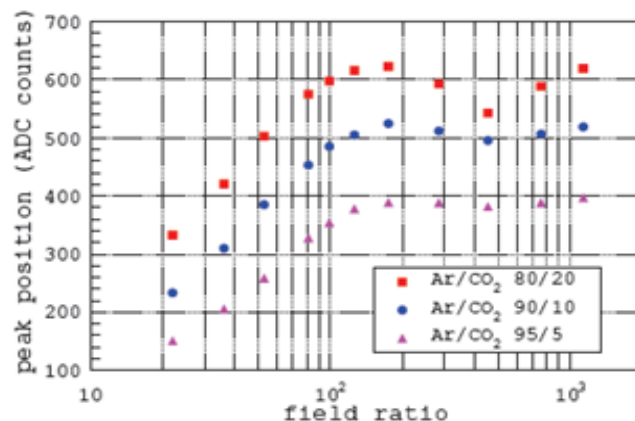
$$C_T = \frac{1}{G} \cdot \frac{\partial G}{\partial T} = \exp\left(-\frac{BPg}{TV}\right) \cdot \left(\frac{ABg^2P^2}{T^3V} - \frac{APg}{T^2}\right)$$

$$C_g = \frac{1}{G} \cdot \frac{\partial G}{\partial g} = \exp\left(-\frac{BPg}{TV}\right) \cdot \left(\frac{AP}{T} - \frac{ABgP^2}{T^2V}\right) \quad (8)$$

6.9.2 Βασικές ιδιότητες του ανιχνευτή MicroMeGaS σε μίγματα αερίου Ar: CO₂

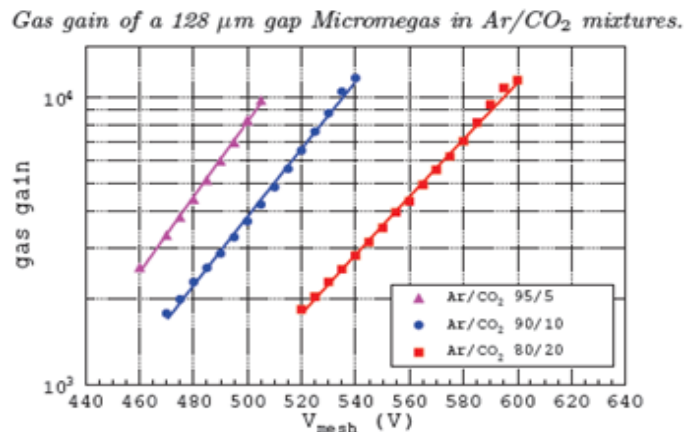
Η *efficiency* [δες, §6.10] ενός ανιχνευτή, είναι η πιθανότητα της διελεύσεως ενός σωματιδίου από την περιοχή μετατροπής μέσω του *micromesh* στην περιοχή ενίσχυσης. Εξαρτάται κυρίως, από την διαμόρφωση του πεδίου αλλά και κατά ένα μικρότερο ποσοστό από την εγκάρσια διάχυση των ηλεκτρονίων. Στους ανιχνευτές MicroMeGaS, η συλλογή των ηλεκτρονίων βελτιώνεται με την συμπίεση των δυναμικών γραμμών στην περιοχή του *micromesh*. Ο παράγοντας «συμπίεσης» (*compression factor*), για αν είμαστε πιο ακριβείς, ο λόγος της επιφανειακής ενεργού διατομής (*funnel cross section areas*) του ηλεκτροδίου της καθόδου και της ανόδου, S_D/S_A , είναι ίσος με το λόγο των πεδίων σε αυτά, E_A/E_D . Επομένως, για δοσμένη τάση στο *mesh* ($E_A = const.$) η *efficiency* βελτιώνεται με τη μείωση του ηλεκτρικού πεδίου στο *drift*. Πάνω από μία συγκεκριμένη τιμή του λόγου των πεδίων, η *efficiency* προσεγγίζει την τιμή 1, αφού σχεδόν όλα τα ηλεκτρόνια θα περάσουν στην περιοχή ενίσχυσης. Οι μετρήσεις, φαίνονται στο παρακάτω διάγραμμα⁷.

⁵⁵Fe photopeak position and field ratio in Ar/CO₂ mixtures.



⁷ Οι αναλογίες 80/20, 90/10 και 95/15, έγιναν από το εργαστήριο LAPPTECH. Τα διαγράμματα από το συγκεκριμένο εργαστήριο, παρουσιάζονται περισσότερο για να έχουμε μία πλήρη γνώση των χαρακτηριστικών του ανιχνευτή MicroMeGaS.

Παρατηρούμε ότι, στην αρχή το *centroid* αυξάνεται με την αύξηση του λόγου των πεδίων, όσο η ικανότητα συλλογής φορτίου βελτιώνεται. Έπειτα έχουμε, φθίνουσα πορεία με αύξηση του *field ratio* (FR) μέχρι ένα τοπικό ελάχιστο και μετά αυξάνεται ξανά με περαιτέρω αύξηση του *field ratio*. Αυτή η «ανωμαλία», μπορεί να εξηγηθεί από το ποσοστό των προσμίξεων του αερίου (αναλογία 80:20). Γενικά, το *gain* μειώνεται όσο αυξάνει στο μίγμα το ποσοστό του CO_2 ! Στο παρακάτω σχήμα, δίνονται οι *gain curves* για κάθε μίγμα αερίου.



6.9.3 Το *Gain* συναρτήσει των περιβαλλοντικών παραμέτρων.

I. *Gain* – Gas Pressure:

Η εξάρτηση του *gain* από την πίεση, προσδιορίζεται με σταθερή θερμοκρασία (εύρος, $\Delta T = 1^\circ C$). Με την βοήθεια της σχέσης (6) μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την παραμετροποίηση:

$$G(P) = \exp[A_1 P \exp(-B_1 P)] \quad (9)$$

όπου, οι σταθερές είναι ίσες με:

$$A_1 = \frac{Ax}{T} \quad \text{και} \quad B_1 = \frac{Bx}{TV} \Rightarrow A = 0,11 \text{ K mbar}/\mu\text{m} \quad \text{και} \quad B = 2.34 \text{ KV mbar}/\mu\text{m}.$$

Άρα, η σχετική μεταβολή του *gain* για αλλαγή της πίεσης 1mbar, είναι:

$C_p = -0.63\% / \text{mbar}$, που είναι μία καλή προσέγγιση με βάση την τιμή που παίρνουμε από την *Gain curve*, δηλαδή, $-0.46\% / \text{mbar}$.

II. *Gain* - Temperature:

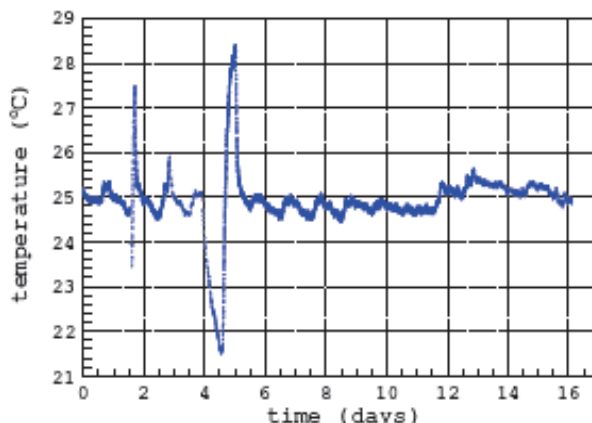
Με παρόμοιο τρόπο και για σταθερή πίεση, βρίσκουμε την εξάρτηση του *gain* από την θερμοκρασία. Χρησιμοποιώντας με την βοήθεια της σχ.(6), την παραμετροποίηση:

$$G(T) = \exp\left[\frac{A_1}{T} \exp(-B_1/T)\right] \quad (10)$$

με τιμές $A = 0,11 \text{ K mbar}/\mu\text{m}$ και $B = 2.33 \text{ K V mbar}/\mu\text{m}$, βρίσκουμε ότι η σχετική μεταβολή του *gain* συναρτήσει των μεταβολών της θερμοκρασίας είναι:

$C_T = 2.01\% / ^\circ K$, το οποίο είναι καλή προσέγγιση της τιμής $1.5\% / ^\circ K$, που παίρνουμε από την *gain curve*. Στο παρακάτω σχήμα δίνεται η θερμοκρασία σαν συνάρτηση του χρόνου. Οι 3 κορυφές

(στα 1.6, 4.8 και 5.0) αντιστοιχούν σε αλλαγή της θερμοκρασίας του χώρου με την βοήθεια του *air-condition*.

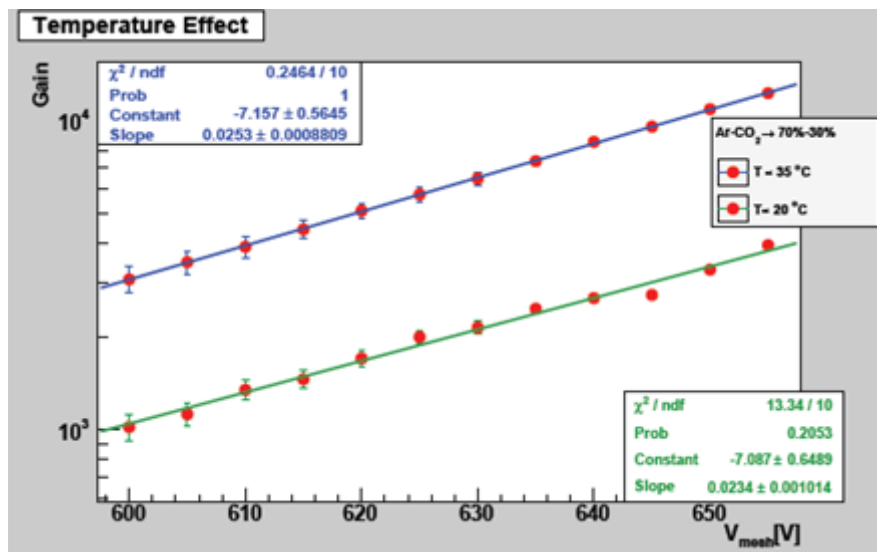


Με βάση τα παραπάνω και τις μετρήσεις που κάναμε στο εργαστήριο για μεταβολή της θερμοκρασίας κατά $\Delta T = 14^\circ\text{C}$, με αναλογικό τρόπο (μέθοδος των 3), έχουμε:

Για $\Delta T = 1^\circ\text{K}$, έχουμε: $2.01\%/^\circ\text{K}$ Για $\Delta T = 1^\circ\text{K}$, έχουμε: $1.5\%/^\circ\text{K}$
 Για $\Delta T = 14^\circ\text{K}$, έχουμε: $\chi\%/^\circ\text{K}$ Για $\Delta T = 14^\circ\text{K}$, έχουμε: $\chi\%/^\circ\text{K}$
 Άρα: $\chi_A = 28.14\%$ $\chi_B = 21\%$

$$G_{\text{μετά}} = G_{\text{πριν}} - \Delta G = 10000 - 10000 \cdot x = \begin{cases} 7186 & , \chi(A) = 28.14\% \\ 7900 & , \chi(B) = 21\% \end{cases}$$

Αν προσθέσουμε και τις μεταβολές από τις άλλες παραμέτρους προσεγγίζουμε την τιμή που βρήκαμε πειραματικά, η οποία είναι περίπου ίση με 6000! Το σχήμα για τις δύο καμπύλες ενίσχυσης που έγιναν τους μήνες Ιούνιο (35°C) και Σεπτέμβριο (21°C), δίνονται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 127).



Σχήμα 127: Οι καμπύλες ενίσχυσης για δύο διαφορετικές θερμοκρασίες (μπλε : Ιουνίου / πράσινη : Σεπτεμβρίου).

III. Gain - Amplification Gap size:

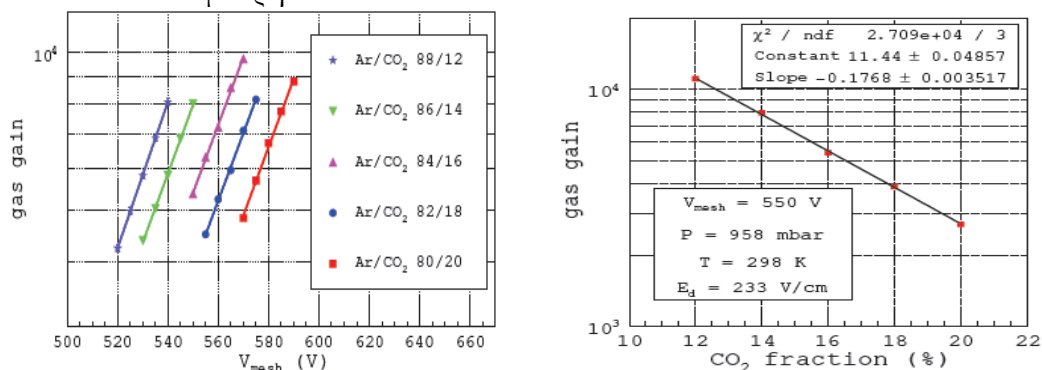
Για να μετρήσουμε την μεταβολή του *gain*, λόγω διαφορετικού μεγέθους του *amplification gap* χρειαζόμαστε ανιχνευτές διαφορετικού μεγέθους. Από πειράματα, βρέθηκε ότι για τιμή του λόγου $(Px/T)^* = 268K \text{ mbar}/\mu\text{m}$ και για $V_{\text{mesh}} = 570V$, το *gap*, $x = 83\mu\text{m}$. ($B = 2,12 \text{ KV mbar}/\mu\text{m}$).

Για την δική μας περίπτωση που έχουμε $x = 128\mu\text{m}$, για θερμοκρασία δωματίου και πίεση 635mbar πρέπει να χρησιμοποιήσουμε τάση: $V_{\text{mesh}} = 880V$!

ΠΡΟΣΟΧΗ: Η τάση αυτή του *mesh*, είναι δύσκολο να χρησιμοποιηθεί πειραματικά, διότι στο ανιχνευτή μας μετά τα $655 - 658V$, ξεκινούν τα **SPARKS**! Συνεπώς, θα πρέπει να αλλάξουμε κάποιες άλλες παραμέτρους για να επιτύχουμε το επιθυμητό αποτέλεσμα. Τέλος, για πίεση 963mbar , θερμοκρασία δωματίου $298K$, *grid voltage*, $V_{\text{mesh}} = 570V$ και $x = 128\mu\text{m}$ βρίσκουμε, $C_g = 3.5 - 4.7\% /\mu\text{m}$.

IV. Gain - Gas Mixture:

Για να δούμε την εξάρτηση του *gain* από την αναλογία του μίγματος, αλλάζουμε την αναλογία του *quencher* με βήμα π.χ. 2%. Αυτό επιτυγχάνεται αν διοχετεύσουμε το αέριο από δύο διαφορετικές μπουκάλες, η μία με *Ar* και η άλλη με CO_2 με αρχικό λόγο *Ar*: CO_2 , για παράδειγμα 80:20 και τελικό 88:12%. Η πίεση είναι 958mbar και η θερμοκρασία $298K$. Βρέθηκε ότι μεταβολή της συγκέντρωσης του αερίου κατά 1% προκαλεί μεταβολή του *gain* κατά 18%! Παρακάτω δίνουμε δύο διαγράμματα αυτών των μετρήσεων.



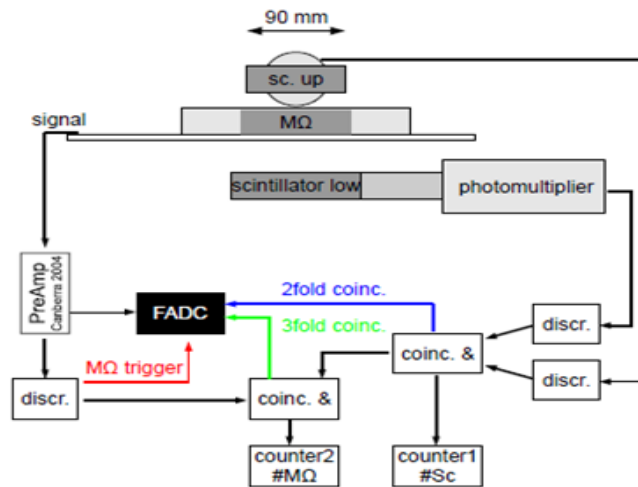
Ως *απόδοση (efficiency)*, ορίζεται ένα σωματίδιο ή μία ακτινοβολία συγκεκριμένης ποσότητας, η οποία προσδιορίζεται από το λόγο του αριθμού των ανιχνεύσιμων σωματιδίων προς τον συνολικό αριθμό των σωματιδίων που πέρασαν από τον ενεργό όγκο του ανιχνευτή και θα έπρεπε να μετρηθούν.

Η διάταξη που χρησιμοποιείται για τον προσδιορισμό της *efficiency* ενός ανιχνευτή MicroMeGaS, παρουσιάζεται στο επόμενο σχήμα (σχήμα 129). Το σήμα από τον MicroMeGaS, αντιστρέφεται και ενισχύεται από τον *preamplifier* και μεταφέρεται σε έναν γρήγορο ADC (*fast analog - to - digital converter, FADC*). Αυτός ο FADC, μπορεί να κάνει *trigger*, σε τρεις περιπτώσεις:

A. Τα 2 σήματα που αφήνουν τα κοσμικά μόνια στους 2 *scintillators* μέσω της συσκευής *coincidence (μπλε γραμμή)*.

B. Με βάση το κατώφλι της συσκευής *coincidence*, το σήμα από το MicroMeGaS, πρέπει να βρίσκεται σε σύμπτωση με τα σήματα από τους 2 *scintillators* (*πράσινη γραμμή*).

Γ. Ο ανιχνευτής (π.χ. αν έχουμε πηγή ^{55}Fe), μπορεί από μόνος του να πυροδοτήσει (*trigger*) τον FADC (κόκκινη γραμμή).



Σχήμα 129: Πειραματική διάταξη [8] για την μέτρηση της *efficiency* ενός MicroMeGaS.

Συγκρίνοντας τον αριθμό των γεγονότων που «βλέπει» ο ανιχνευτής MicroMeGaS, με τον αριθμό των γεγονότων που θα έπρεπε να «δει», μπορούμε να βρούμε την *efficiency* από την ακόλουθη σχέση:

$$\varepsilon = \frac{\#M\Omega}{\#Sc \cdot f_{geom}}$$

όπου, $\#M\Omega$, είναι ο αριθμός των τριπλών (*threefold*) γεγονότων, δηλαδή, των 3 σημάτων από τον MicroMeGaS και τους δύο *scintillators*, που είναι σε σύμπτωση, $\#Sc$, ο αριθμός των διπλών γεγονότων από τους *scintillators* και f_{geom} , ένας διορθωτικός παράγοντας, ο οποίος αναφέρεται στην επιφάνεια που καλύπτουν οι δύο *scintillators*, συγκρινόμενη με την επιφάνεια του MicroMeGaS. Όπως αναμένεται, η κατανομή των μιονίων ακολουθεί την (ασύμμετρη) κατανομή *Landau*, μιας και ο ανιχνευτής MicroMeGaS, συγκαταλέγεται στην κατηγορία των *λεπτών ανιχνευτών* (*thin detector*). Αυτό που παρατηρούμε από μία γραφική παράσταση/κατανομή μιονίων, είναι η *πλάτυνση* στην κατανομή της ενέργειας συγκρινόμενη με την κατανομή *Landau*. Αυτή η *πλάτυνση*, οφείλεται σε 4 παραμέτρους:

- Την ασυμμετρία της ενεργειακής απώλειας, λόγω της παραγωγής των δ -ηλεκτρονίων.
- Την κατανομή της ορμής των κοσμικών μιονίων.
- Την γωνιακή κατανομή των τροχιών των κοσμικών μιονίων στον ανιχνευτή MicroMeGaS και
- Την ενεργειακή διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή MicroMeGaS.

Η *efficiency*, αυξάνεται με την αύξηση του κλάσματος/ποσοστού του CO_2 (*quencher*), λόγω της δυνατότητας μέτρησης μεγαλύτερου ύψους παλμών, επειδή έχουμε μεγαλύτερο ποσοστό «κατάσβεσης». Μεγαλύτερο ποσοστό *quencher* στο μίγμα του αερίου μας, μας επιτρέπει να χρησιμοποιήσουμε υψηλότερες τιμές τάσης, λόγω της επιτυχούς καταστολής των *sparks*.

⁸ Σχήμα από J. Bortfeldt / Development of micro - pattern gaseous detectors - MicroMeGaS [ch.6].

Βεβαίως, αυτό που πρέπει να θυμόμαστε είναι ότι το ύψος του παλμού των μιονίων είναι ένας περιοριστικός παράγοντας (*limiting factor*) στην απόδοση του MicroMeGaS. Μιόνια, τα οποία αφήνουν ενέργεια μικρότερη από το κατώφλι του *discriminator*, δεν ανιχνεύονται.

Η *efficiency* του ανιχνευτή μας, για τα MIPs, μειώνεται όσο μειώνεται η διαφάνεια (*electron transparency*) του ανιχνευτή μας. Αυτό συμβαίνει γιατί, όσο τα σήματα που μετράμε μικραίνουν όλο και περισσότερα χάνονται στην *περιοχή του θορύβου* (*noise baseline*).

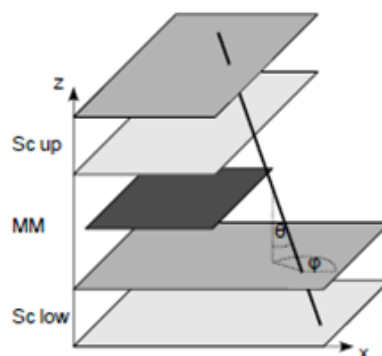
Γνωρίζοντας ότι, η παραγωγή των πρωταρχικών ηλεκτρονίων λόγω ιονισμού, είναι μία στατιστικής φύσεως διαδικασία, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την κατανομή *Poisson*, με αποτέλεσμα η θεωρητική απόδοση του ανιχνευτή (*theoretical efficiency*), αν αυτός ήταν τέλειος, να είναι:

$$\varepsilon = 1 - e^{-n_p[cm^{-1}] \cdot x[cm]}$$

όπου, n_p , είναι ο αριθμός των ζευγών ιόντων – ηλεκτρονίων ανά εκατοστό (*cm*), που παράγονται από τον αρχικό ιονισμό και x είναι το μήκος των σωματιδιακών τροχιών στον ανιχνευτή. Για το Αργό, $n_p = 25cm^{-1}$ [K. Nakamura et al. (Particle Data Group), 2010]. Η περιοχή ενίσχυσης στον MicroMeGaS, είναι αρκετά μεγάλη έτσι ώστε να μην έχουμε τέτοιου είδους θέματα. Η θεωρητική απόδοση ενός τέλειου ανιχνευτή MicroMeGaS, με *2mm* περιοχή ολίσθησης, είναι $\varepsilon = 0,993$ ενώ για έναν με *6mm*, είναι: $\varepsilon = 1 \cdot 10^{-7} - 3.7 \cdot 10^{-7}$. Τα *pillars*, τα οποία στηρίζουν το *mesh*, αποτελούν το 1.1% της επιφάνειας, περιορίζουν την *efficiency* του ανιχνευτή.

Η πειραματική απόδοση (*efficiency*), όπως αναφέρθηκε παραπάνω, μπορεί να υπολογιστεί αν συγκρίνουμε τον ρυθμό καταμέτρησης (*counting rate*) των συμπτώσεων από τους δύο *scintillators* με τον ρυθμό καταμέτρησης των πραγματικών *triggers*, που δίνονται από τον *FADC*. Αυτά τα *triggers* (σπινθηρισμοί), δημιουργούνται όταν το σήμα από τους δύο *scintillators* συμπίπτει με το σήμα από τον MicroMeGaS. Από τη στιγμή που οι δύο *scintillators*, καταλαμβάνουν μεγαλύτερη επιφάνεια από την ενεργό επιφάνεια (*sensitive area*) του MicroMeGaS, για να υπολογίσουμε την απόδοση, θα μπορούσαμε να χρησιμοποιήσουμε την μέθοδο *Monte Carlo*.

Το παρακάτω σχήμα (σχήμα 130), παρουσιάζει την διάταξη και τη μεθοδολογία που ακολουθεί η τεχνική *Monte Carlo*. Οι τρεις ανιχνευτές, παρουσιάζονται σαν ορθογώνια. Για κάθε σημείο του πλέγματος (*fine grid*) του κάτω *scintillator*, αντιστοιχεί ένας μεγάλος αριθμός ανιχνεύσιμων μιονίων. Θεωρούμε ότι, οι γωνίες θ και ϕ , που προσδιορίζουν τις κατευθύνσεις των μιονίων, κατανέμονται με βάση της συναρτήσεις: $f(\theta) = \cos^2\theta$ και $g(\theta) = \frac{1}{2\pi}$.



Σχήμα 130: Σχηματική απεικόνιση της διάταξης μας με την τεχνική *Monte Carlo* [9].

⁹ Σχήμα από J. Bortfeldt / Development of micro – pattern gaseous detectors – MicroMeGaS [ch.4].

Μετά από τη μετατροπή σε καρτεσιανές συντεταγμένες, μέσω των σχέσεων:

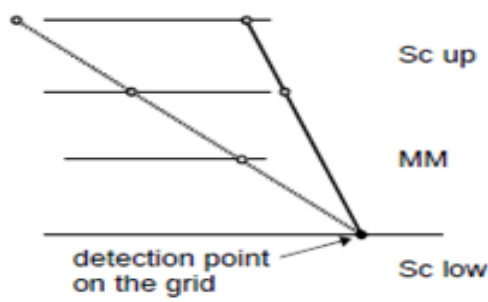
$$\begin{aligned} \text{direc}[0] &= \cos\varphi\sin\theta = x \\ \text{direc}[1] &= \sin\varphi\sin\theta = y \\ \text{direc}[2] &= \cos\theta = z \end{aligned}$$

το διάνυσμα της διεύθυνσεως των μιονίων, *direc*, είναι κανονικοποιημένο με βάση την z-συνιστώσα:

$$\text{check}[i] = \frac{\text{direc}[1]}{\text{direc}[2]}$$

όπου, $i = 0,1, 2$ και *check*, είναι το κανονικοποιημένο διάνυσμα. Για να αποφασίσουμε πότε χτυπάει ή όχι, ένα μόνιο τον επάνω *scintillator*, το *check*, αυξάνεται κλιμακωτά έτσι ώστε το πέρας του διανύσματος διεύθυνσεως, να πέφτει πάνω σε μία από τις δύο επιφάνειες του *scintillator*. Τώρα για να δούμε αν το πέρας (άκρο) του διανύσματος πέφτει πάνω σε μία συγκεκριμένη επιφάνεια, μπορούμε να πούμε απλά πότε έχουμε ένα μόνιο στον *scintillator*.

Μέτρηση ενός *hit*, έχουμε όταν για παράδειγμα, ένα μόνιο χτυπά τον επάνω *scintillator*. Χρησιμοποιώντας την ίδια μέθοδο, βλέπουμε πότε το ίδιο μόνιο, έπεσε στον MicroMeGaS. Συγκρίνοντας αυτά τα δύο *hit* ("*muon hit upper scintillator*" και "*muon hit MicroMeGaS*"), μπορούμε να υπολογίσουμε το λόγο που μας δίνει τον διορθωτικό παράγοντα, f_{geom} , ο οποίος προσδιορίζει την πραγματική απόδοση (*real efficiency*).



Σχήμα 131: Δισδιάστατο μοντέλο της τεχνικής Monte Carlo. Ξεκινώντας από το σημείο ανίχνευσης (black) υπολογίζεται το διάνυσμα διεύθυνσεως για της επιφάνειες και των δύο πλευρών του πάνω *scintillator* (grey).^[10]

Για την διάταξη με τον ένα MicroMeGaS, μπορεί κανείς να βρει μία μέση τιμή του διορθωτικού παράγοντα της τάξης των 0.881 ± 0.005 , με το σφάλμα να εμφανίζεται λόγω των διακυμάνσεων των παραμέτρων που χρησιμοποιούνται στην προσομοίωση που χρησιμοποιούμε (*Monte Carlo simulation*). Αν κάναμε μία εκτίμηση για το ρυθμό καταμέτρησης (*count rate*), των μιονίων στον κάτω *scintillator*, τότε θα μπορούσαμε να εκτιμήσουμε των ρυθμό πυροδοτήσεως, *trigger rate*, του συστήματος μας.

¹⁰ Σχήμα από J. Bortfeldt / Development of micro – pattern gaseous detectors – MicroMeGaS [ch.4].[73].

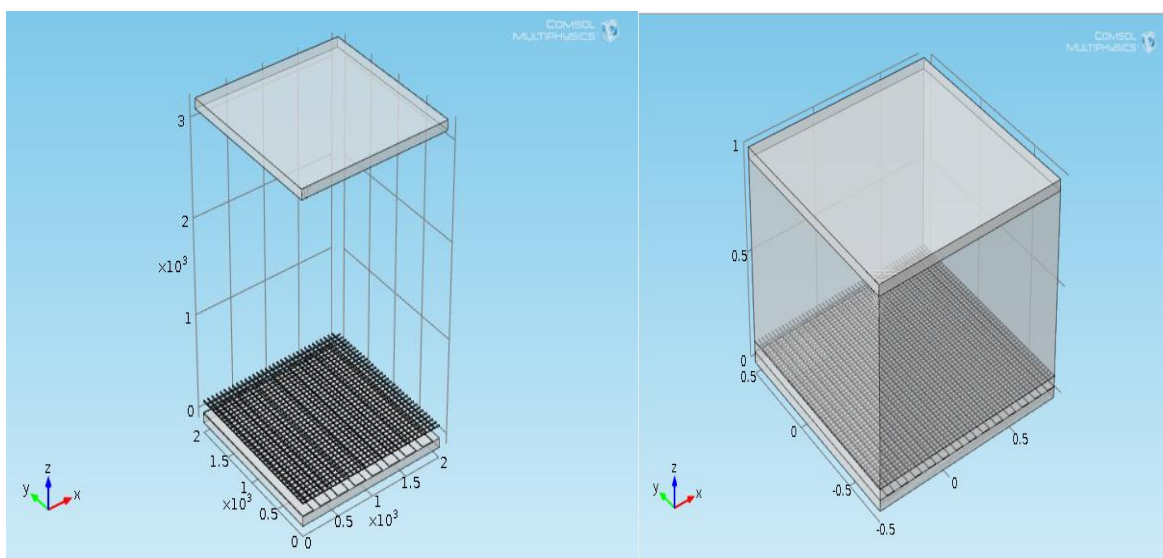
Στο συγκεκριμένο κεφάλαιο, θα παρουσιάσουμε τις προσομοιώσεις που έγιναν για τον ανιχνευτή MicroMeGaS. Η πραγματοποίηση αυτών των προσομοιώσεων έγινε με σκοπό την επαλήθευση των γενικών αρχών λειτουργίας του ανιχνευτή μας αλλά και για να ελεγχθεί το κατά πόσο μπορούμε να βασιζόμαστε σε τέτοιου είδους τεχνικές. Στο πρώτο κομμάτι, θα παραθέσουμε μία ηλεκτροστατική προσομοίωση των πεδίων του ανιχνευτή μας, κυρίως στην περιοχή γύρω από το *micromesh* και την άνοδο και θα κλείσουμε το κεφάλαιο με μία μαγνητική προσομοίωση, όπου χρησιμοποιήθηκε το υλικό μ – *metal* (ή *mu-metal*) με σκοπό την θωράκιση του ανιχνευτή μας από μαγνητικά πεδία της τάξης του $0.5T$.

Οι προσομοιώσεις αυτές έγιναν με τα λογισμικά *Ansoft Maxwell 14.0* και *Comsol Multiphysics 4.2a*. Τα συγκεκριμένα προγράμματα χρησιμοποιούν την μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων, με βασική αρχή λειτουργίας, τον διαχωρισμό της γεωμετρίας του εκάστοτε προβλήματος, σε επιμέρους μικρότερα τμήματα (στοιχεία). Η γενική λύση του προβλήματος, αποτελεί τη μέση τιμή των επιμέρους λύσεων, με βάση πάντα τις συνοριακές συνθήκες. Ο διαχωρισμός της γεωμετρίας, γίνεται με την κατασκευή ενός πλέγματος (**mesh**) από κόμβους (*nodes*), το οποίο είναι πυκνότερο στα σημεία εφαρμογής των συνοριακών συνθηκών και πιο αραιό σε περιοχές που επηρεάζουν ελάχιστα τη λύση μας.

7.1

Ηλεκτροστατική Προσομοίωση

Σε αυτήν την παράγραφο παραθέτουμε την ηλεκτροστατική προσομοίωση του ανιχνευτή MicroMeGaS. Θα ξεκινήσουμε από τη διδιάστατη προσομοίωση και θα καταλήξουμε στην τρισδιάστατη, έτσι ώστε να έχουμε μία ολοκληρωμένη άποψη για τον εξεταζόμενο ανιχνευτή. Η γεωμετρία του ανιχνευτή μας στις τρεις διαστάσεις, φαίνεται στο επόμενο σχήμα (σχήμα 132).



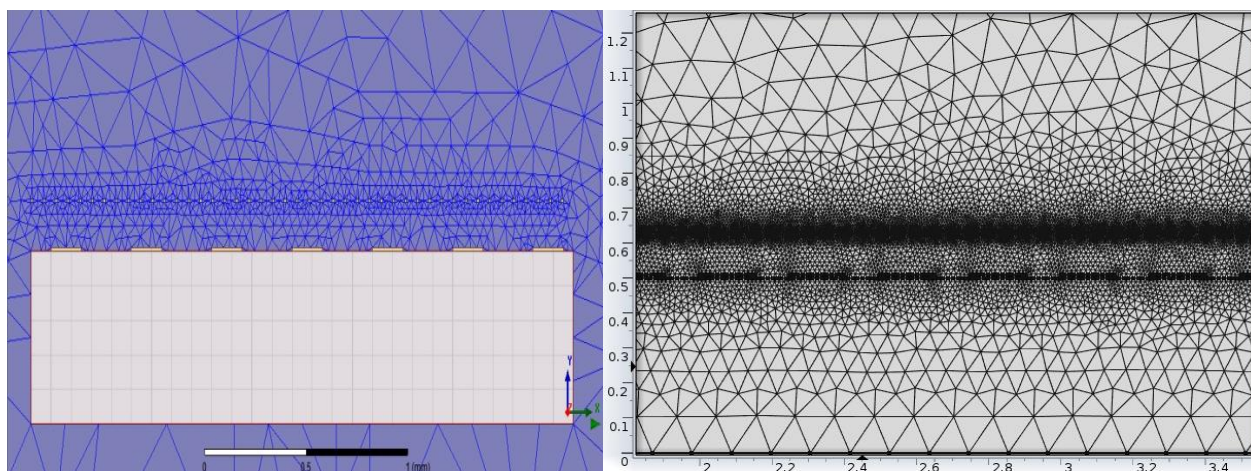
Σχήμα 132: Ο ανιχνευτής MicroMeGaS.

Στον πίνακα (πίνακας XVII) που ακολουθεί, παραθέτουμε τα κύρια χαρακτηριστικά του ανιχνευτή (τάσεις, υλικά κατασκευής, γεωμετρία κ.λπ.) άλλα και κάποια χρήσιμα στοιχεία της προσομοίωσης (αριθμός στοιχείων, δέσμευση μνήμης, ελάχιστη διάσταση πεπερασμένου στοιχείου κ.ά.) για τα δύο λογισμικά που χρησιμοποιήθηκαν.

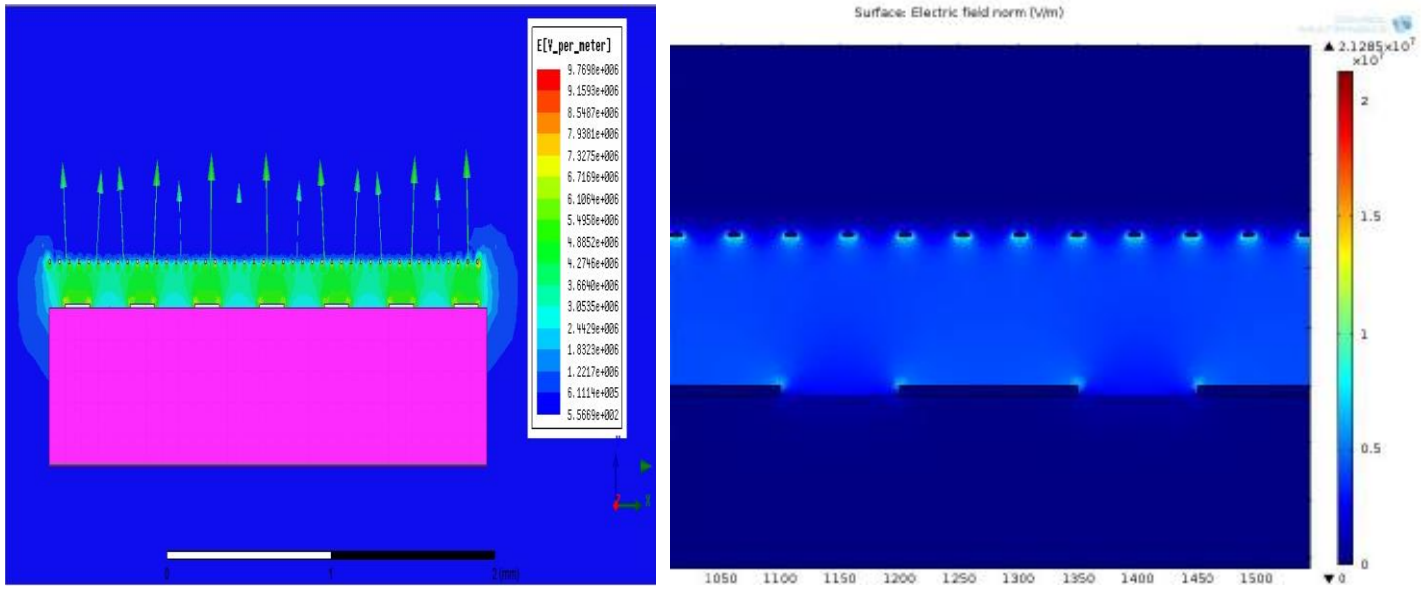
Στοιχεία προσομοίωσης με το Maxwell 14.0				Στοιχεία προσομοίωσης με το Multiphysics 4.2a							
Strips	Υλικό	Copper	Mesh	Υλικό	steel_1008	Strips	Υλικό	Copper	Mesh	Υλικό	High Strength Alloy Steel
	Ύψος	10 μ m		Ύψος	3 μ m		Ύψος	3 μ m			
	Πλάτος	150 μ m		Πλάτος	10 μ m		Πλάτος	10 μ m			
	Pitch	250 μ m		Pitch	50 μ m		Pitch	50 μ m			
Drift	Υλικό	Aluminum	PCB	Υλικό	Teflon	Drift	Υλικό	Aluminum	PCB	Υλικό	FR4
	Ύψος	0.6mm		Ύψος	0.5mm		Ύψος	0.5mm			
	Πλάτος	2.7mm		Πλάτος	2.7mm		Πλάτος	0.9mm			
Απόσταση mesh-strips		128 μ m	Απόσταση mesh-drift		5cm	Απόσταση mesh-strips		128 μ m	Απόσταση mesh-drift		5cm
V_{mesh}		-550V	V_{drift}		-750V	V_{mesh}		-550V	V_{drift}		-750V
V_{strips}		ground	$V_{damaged}$		-550V	V_{strips}		ground	$V_{damaged}$		-550V
Ελάχιστη Διάσταση πεπερασμένου στοιχείου		5 μ m	Αριθμός στοιχείων		10000	Ελάχιστη Διάσταση πεπερασμένου στοιχείου		3 μ m	Αριθμός στοιχείων		192194
Χρόνος επίλυσης		28s	Δέσμευση μνήμης		879MB	Χρόνος επίλυσης		31s	Δέσμευση μνήμης		970MB

Πίνακας XVII: Κύρια χαρακτηριστικά της προσομοίωσης του ανιχνευτή MicroMeGaS. (α) Ansoft Maxwell 14.0 και (β) Comsol Multiphysics.

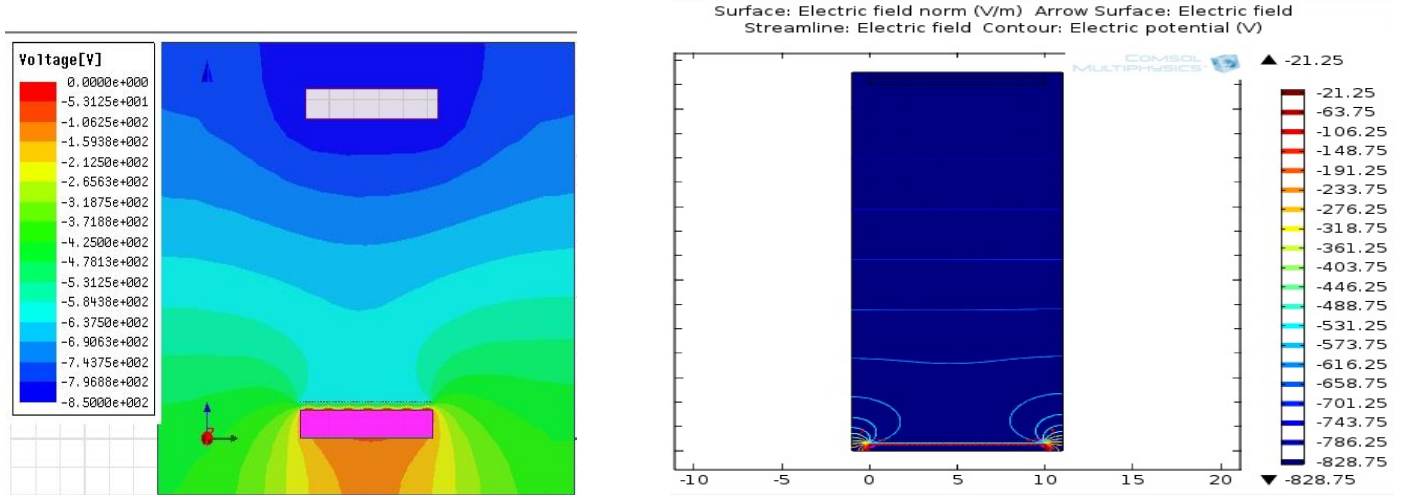
Στις παρακάτω εικόνες, φαίνεται η γεωμετρία του δισδιάστατου μοντέλου, στο Ansoft Maxwell 14.0 και στο Comsol Multiphysics 4.2a, το πλέγμα που κατασκευάστηκε για την επίλυση του προβλήματος και φυσικά, η λύση του στις υπό μελέτη περιοχές.



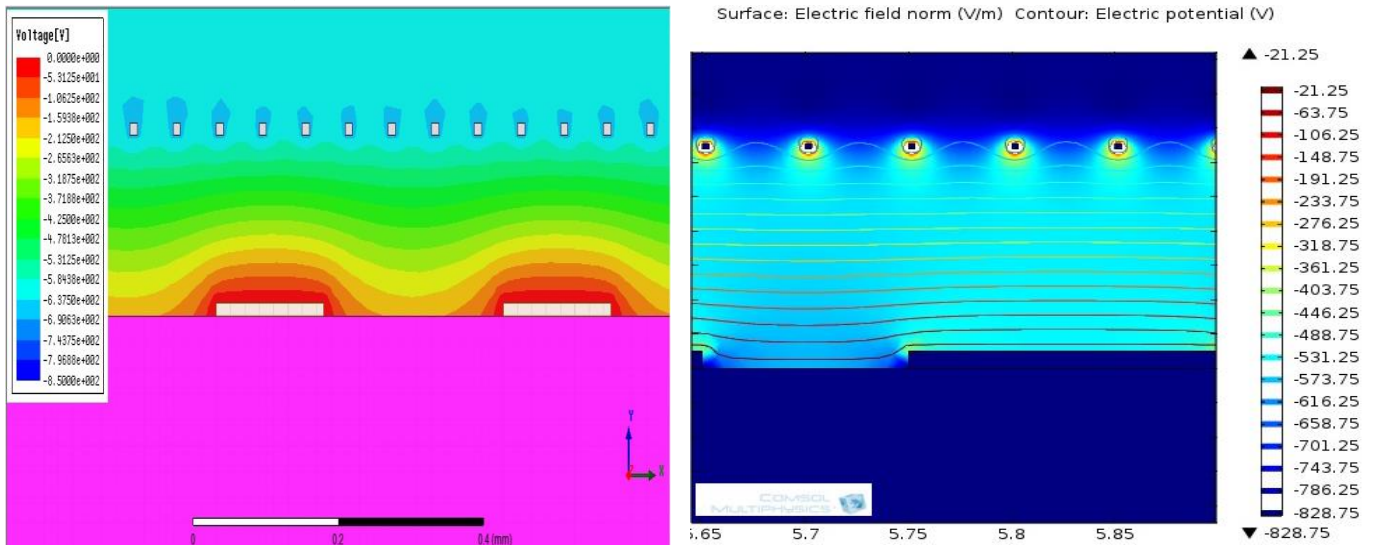
Σχήμα 133: Η γεωμετρία του mesh, του δισδιάστατου μοντέλου, στο Ansoft Maxwell 14.0 και στο Comsol Multiphysics 4.2a



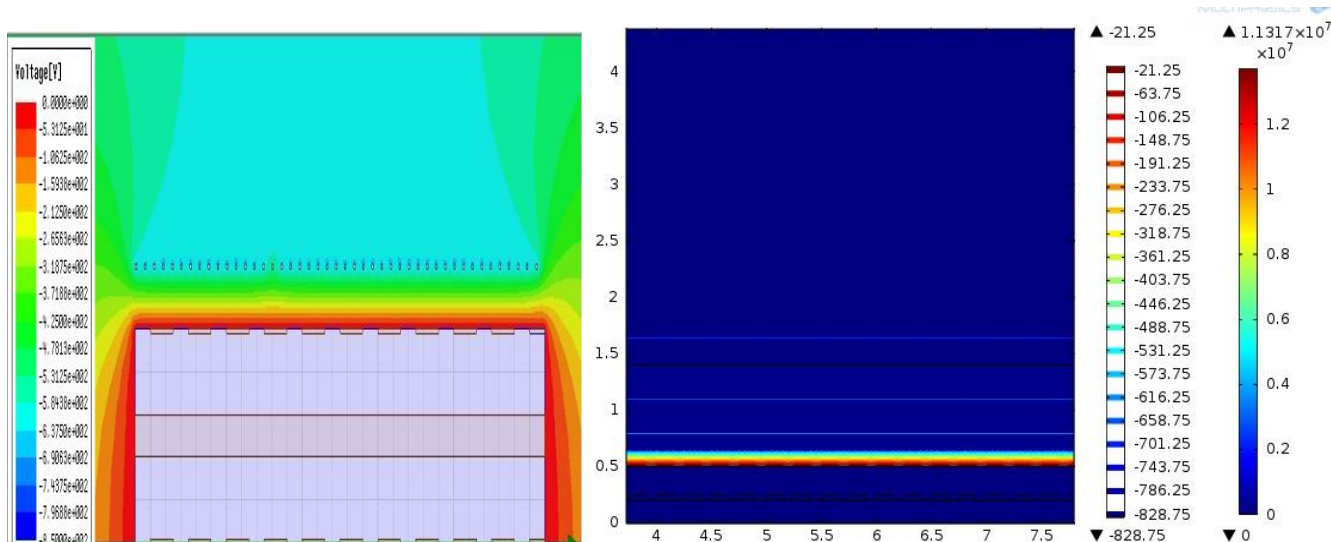
Σχήμα 134: Η γραφική απεικόνιση του ηλεκτρικού πεδίου στον MicroMeGaS (αριστερά: Maxwell, δεξιά: Comsol).



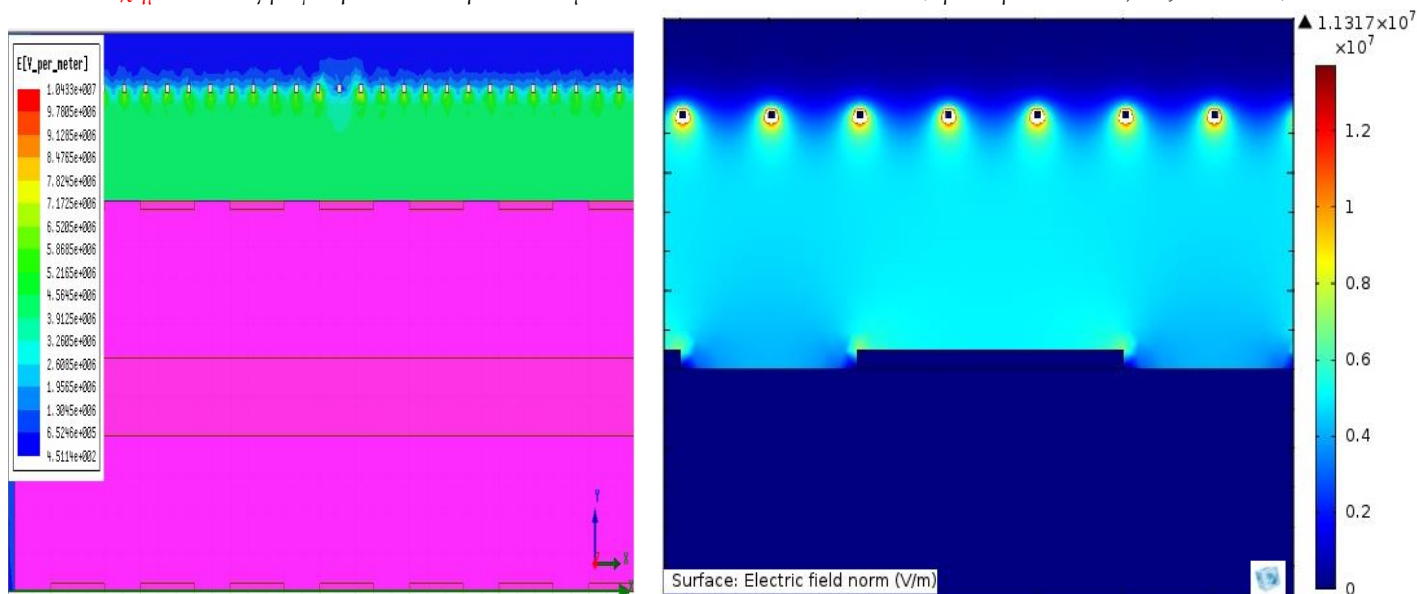
Σχήμα 135: Η γραφική απεικόνιση του δυναμικού στον MicroMeGaS (αριστερά: Maxwell, δεξιά: Comsol).



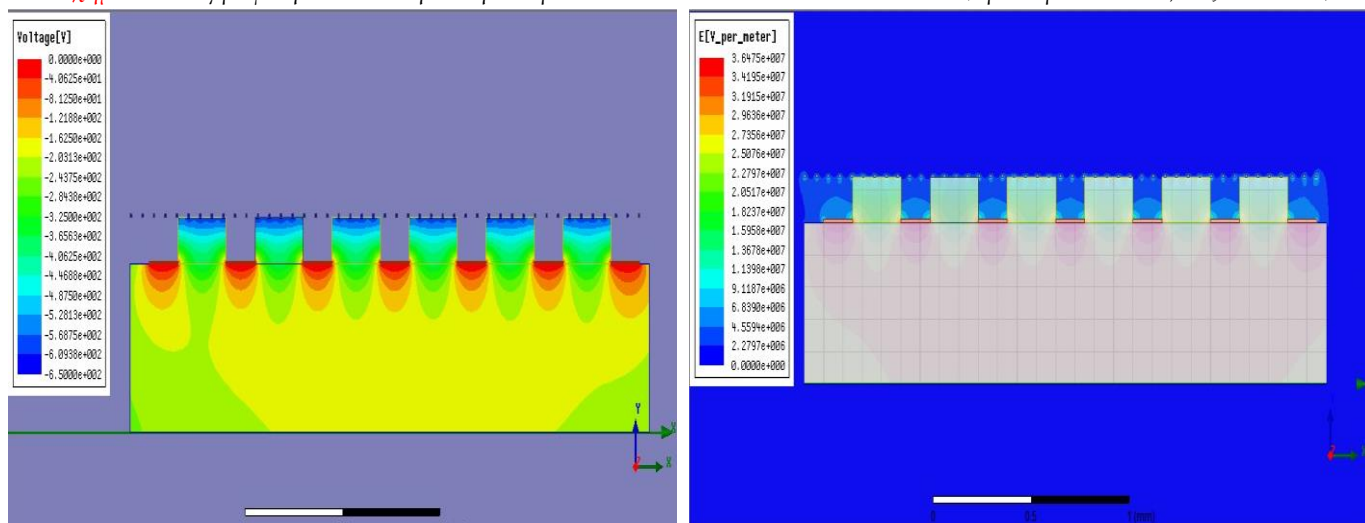
Σχήμα 136: Η γραφική απεικόνιση του δυναμικού στον MicroMeGaS (αριστερά: Maxwell, δεξιά: Comsol).



Σχήμα 137: Η γραφική απεικόνιση του δυναμικού στον resistive MicroMeGaS (αριστερά: Maxwell, δεξιά: Comsol).

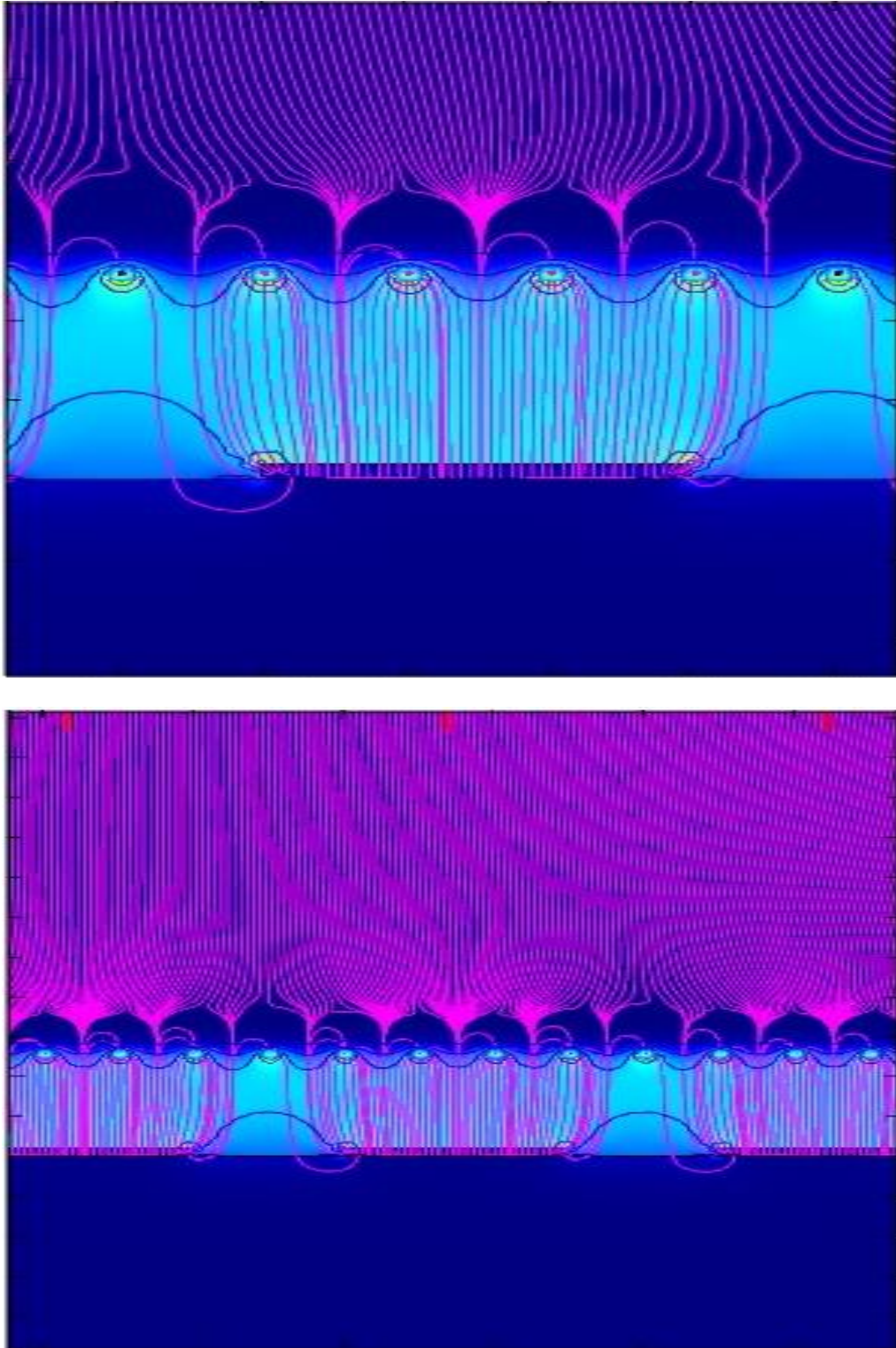


Σχήμα 138: Η γραφική απεικόνιση του ηλεκτρικού πεδίου στον resistive MicroMeGaS (αριστερά: Maxwell, δεξιά: Comsol).



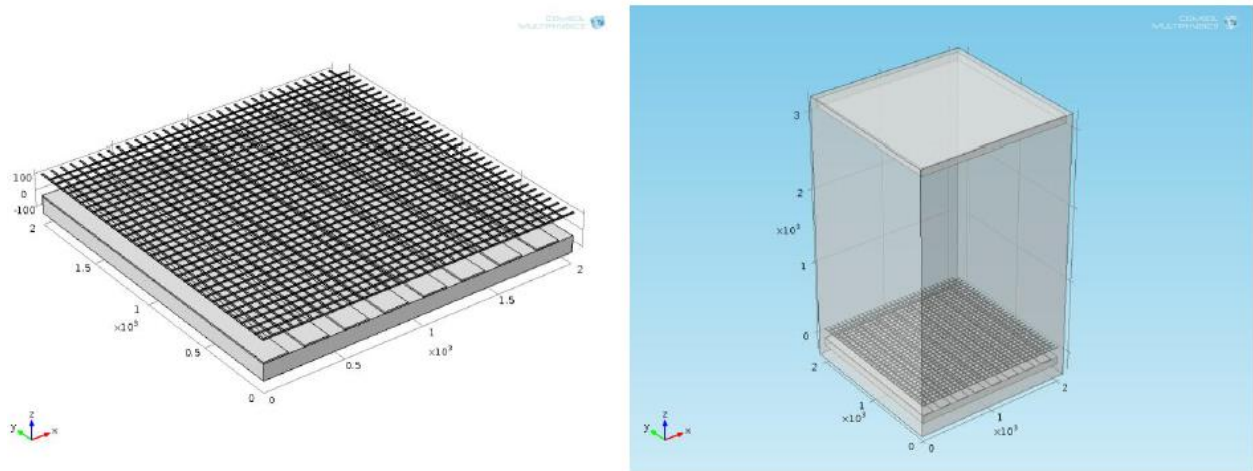
Σχήμα 139: Η γραφική απεικόνιση του δυναμικού (αριστερά) και του ηλεκτρικού πεδίου (δεξιά) σε MicroMeGaS με pillars (Maxwell).

Στην επόμενη εικόνα (σχήμα 140), παρουσιάζονται οι δυναμικές γραμμές (*streamlines*) του ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή γύρω από το *micromesh*. Αυτό που παρατηρούμε, είναι ότι η προσομοίωση, επιβεβαιώνει την θεωρητικά αναμενόμενη μορφή. Η συγκεκριμένη προσομοίωση έγινε μόνο με το *Comsol Multiphysics*.

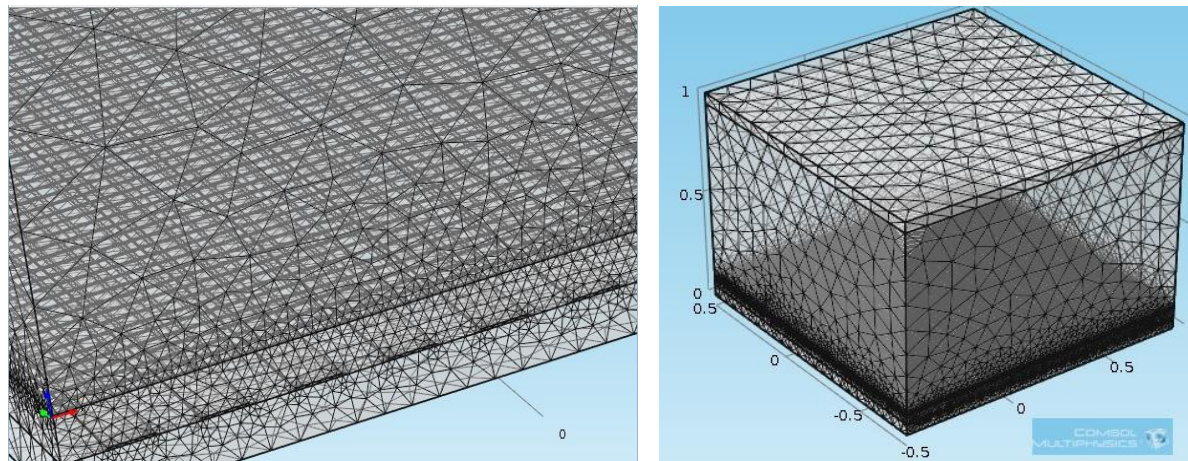


Σχήμα 140: Οι οι δυναμικές γραμμές (*streamlines*) του ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή γύρω από το *micromesh*.(πάνω: απλός *MicroMeGaS*, κάτω: *resistive MicroMeGaS*).

Το επόμενο βήμα σε κάθε προσομοίωση, είναι να καταφέρουμε να σχεδιάσουμε το τρισδιάστατο μοντέλο του προβλήματός μας. Στο σχήμα (σχήμα 142) που ακολουθεί, φαίνεται το τρισδιάστατο μοντέλο που κατασκευάσαμε αλλά και το πλέγμα (**mesh**) που χρησιμοποιήθηκε για την επίλυσή του. Όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα, κατασκευάσαμε ένα μικρότερο μοντέλο, μειώνοντας το ύψος του ανιχνευτή μας στην περιοχή μετατροπής αλλά και το πλάτος του, με σκοπό να ελαφρύνουμε τη RAM, που χρειαζόταν το λογισμικό για την επίλυση της προσομοίωσής μας.

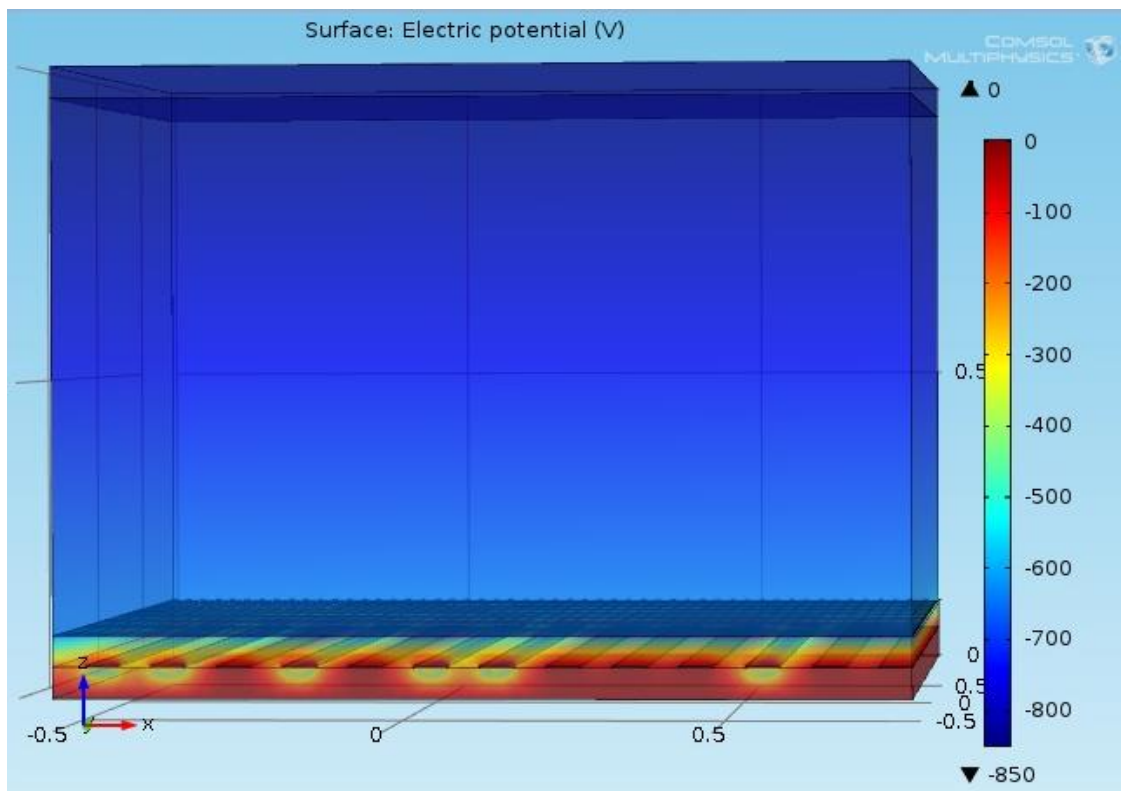


Σχήμα 142: Το τρισδιάστατο μοντέλο του ανιχνευτή MicroMeGaS.

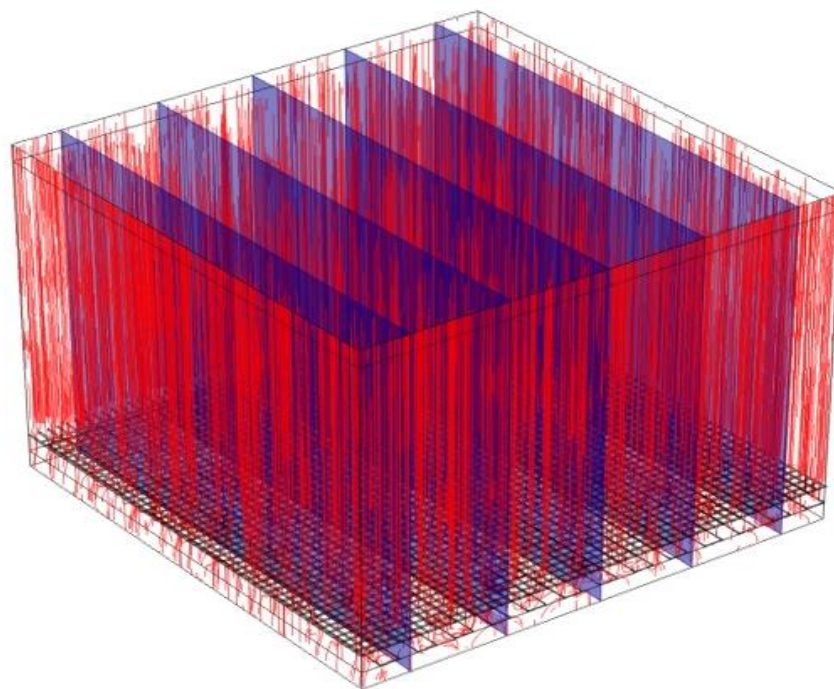


Σχήμα 143: Το πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε για την επίλυσή του.

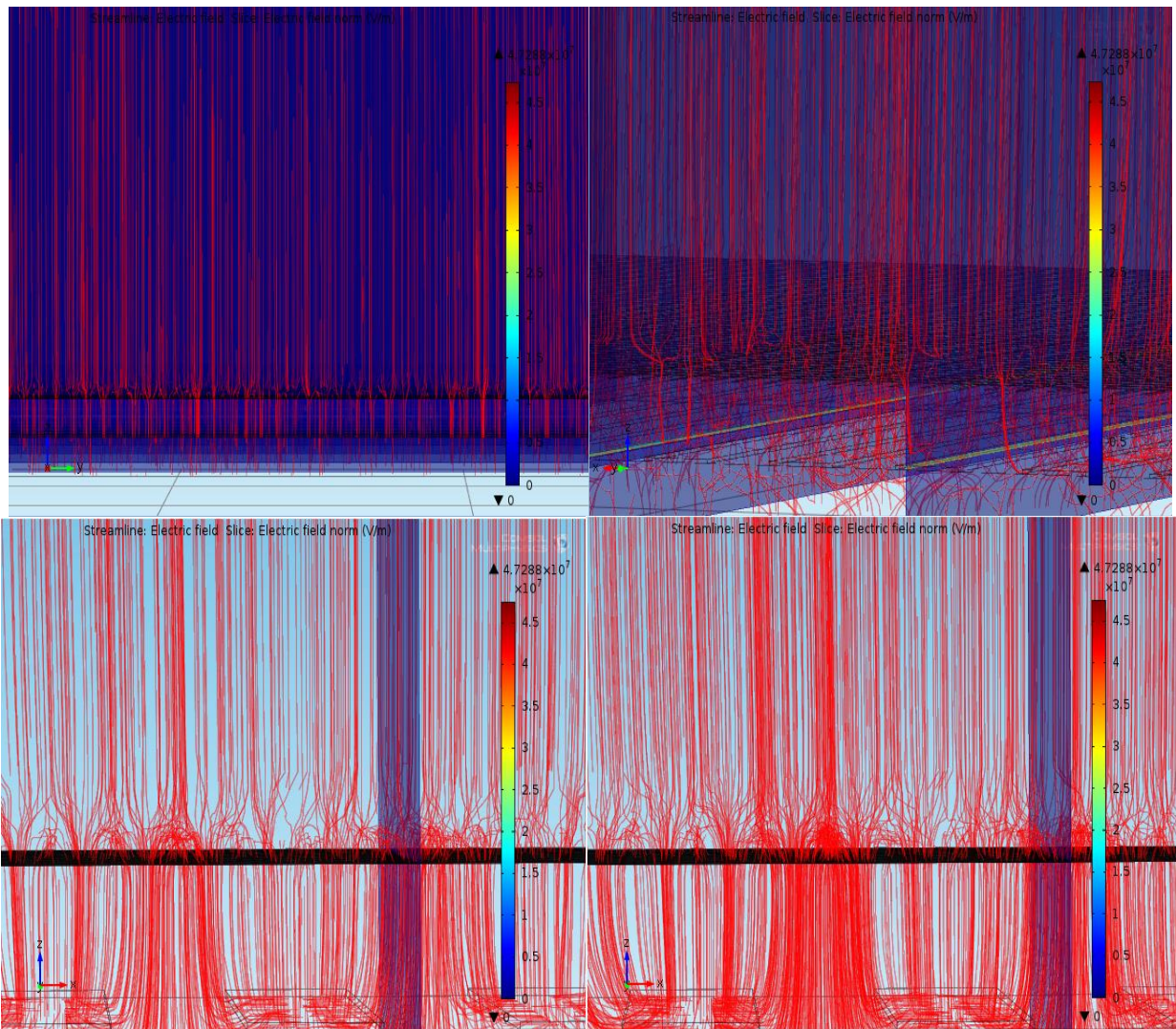
Ακολουθώντας την ίδια πορεία με το δισδιάστατο μοντέλο, παραθέτουμε τα αποτελέσματά μας στα επόμενα σχήματα (σχήμα 144). Επειδή αναφερόμαστε σε ένα τρισδιάστατο μοντέλο, για την παράθεση των αποτελεσμάτων μας, δουλέψαμε με επιφάνειες κάθετες αλλά και παράλληλες στην επιφάνεια του *mesh* και των *strips*. Παραθέτουμε τα αποτελέσματα της προσομοίωσής μας για ένα «αρτιμελή» ανιχνευτή και έναν με πρόβλημα στις γειώσεις των *strips*. Οι πρώτες εικόνες είναι για τον «προβληματικό» ανιχνευτή και οι ακόλουθες αυτών για το σωστό μοντέλο.



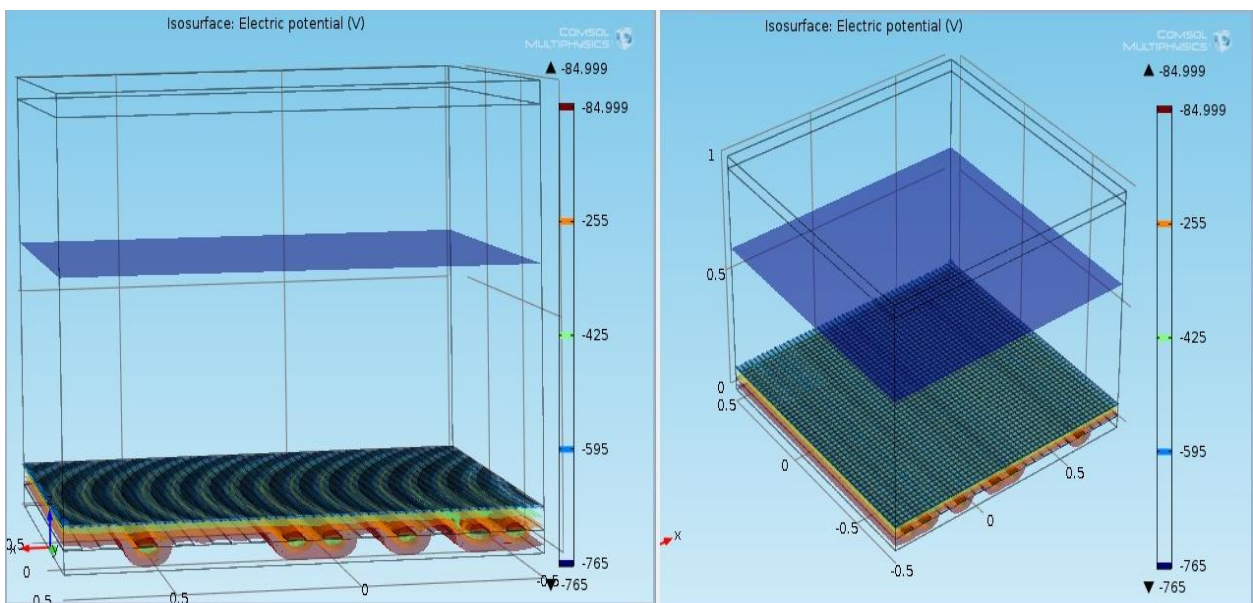
Σχήμα 144: Η τρισδιάστατη απεικόνιση του δυναμικού στον «προβληματικό» ανιχνευτή MicroMeGaS.

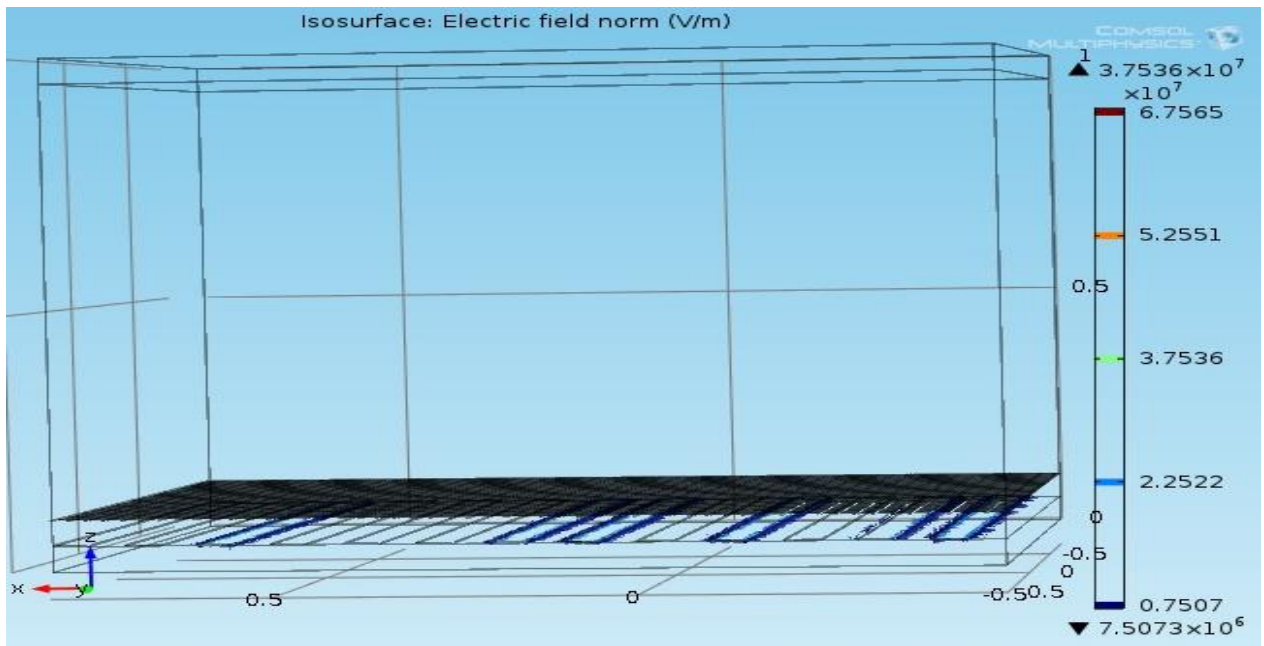


Σχήμα 145: Η τρισδιάστατη απεικόνιση των δυναμικών γραμμών (streamlines) του «προβληματικού» ανιχνευτή MicroMeGaS.



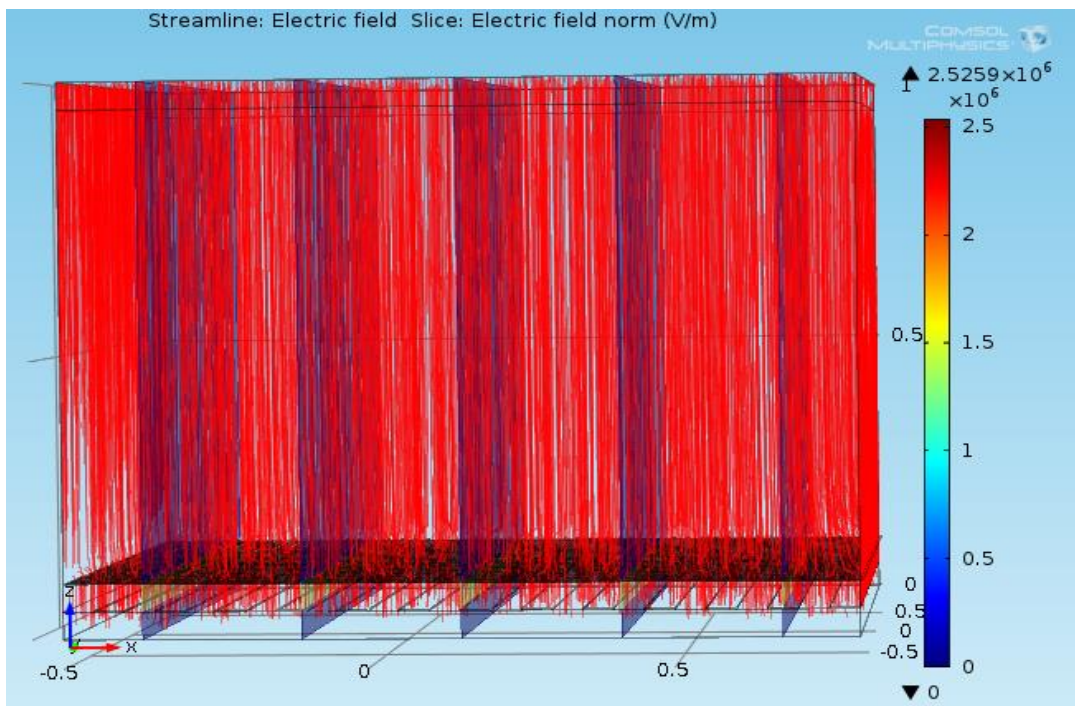
Σχήμα 146: Απεικόνιση των δυναμικών γραμμών (streamlines) του ανιχνευτή MicroMeGaS. Με σειρά από πάνω αριστερά προς τα κάτω, 5000 streamlines, 8000 streamlines και 10000 streamlines.



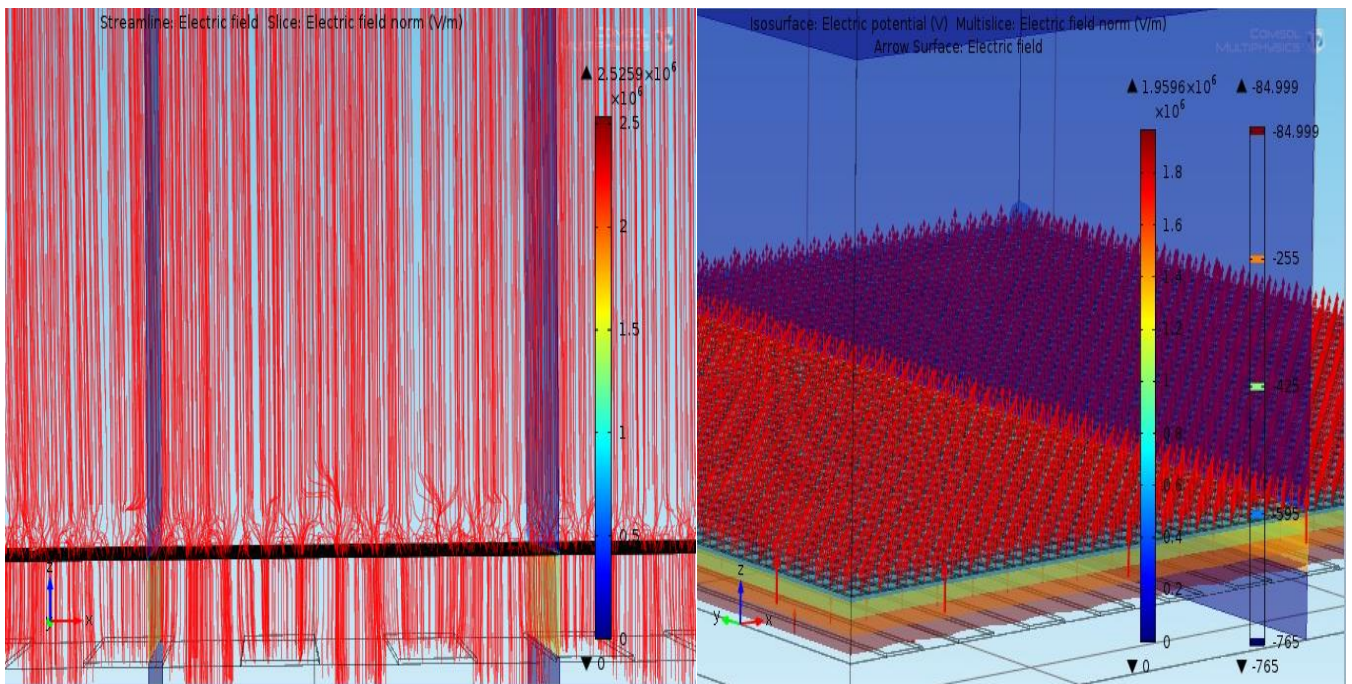


Σχήμα 147: Το δυναμικό (πάνω) και το ηλεκτρικό πεδίο (κάτω) στα αγείωτα strips.

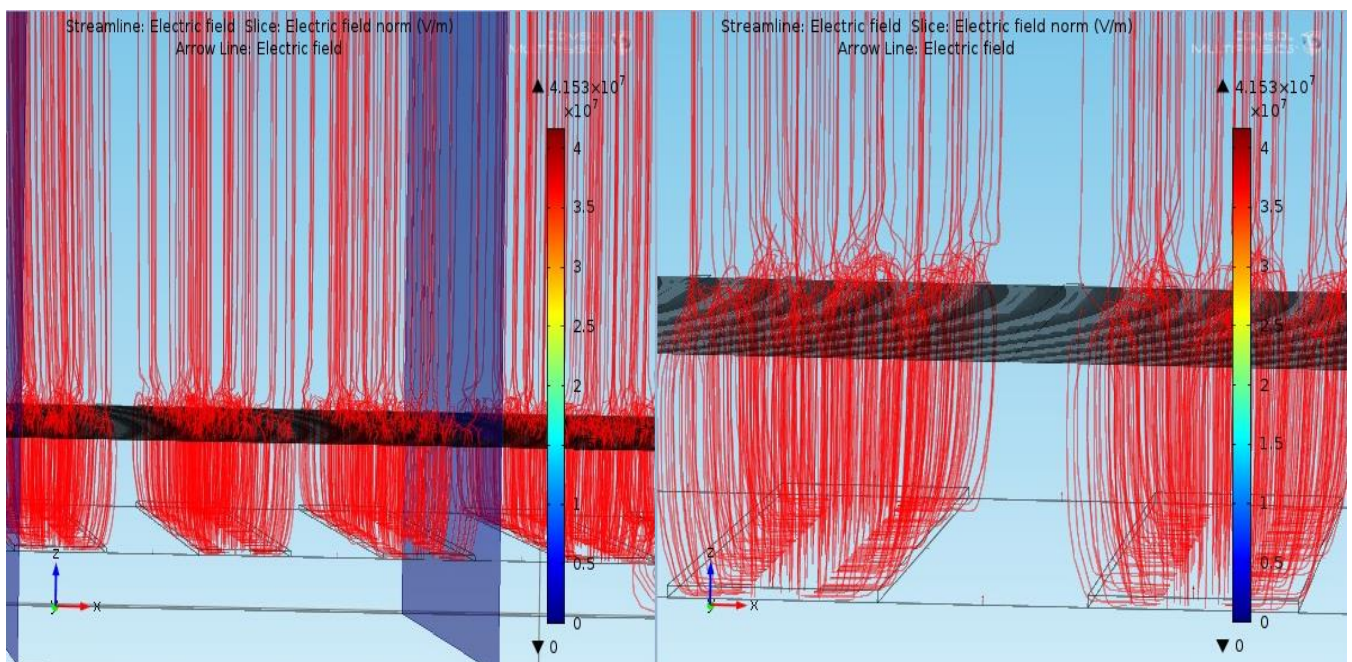
Αφού τελειώσαμε με την παράθεση των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης των «προβληματικών» strips, παραθέτουμε και αυτά των ορθά γειωμένων (σχήμα 148-152). Σε αυτές παρατηρούμε ότι, ο ανιχνευτής μας παρουσιάζει την αναμενόμενη συμπεριφορά ενός ανιχνευτή MicroMeGaS. Κλείνοντας αυτήν την παράγραφο, παραθέτουμε και τα αποτελέσματα με την παρουσία των pillars (σχήμα 153-154).



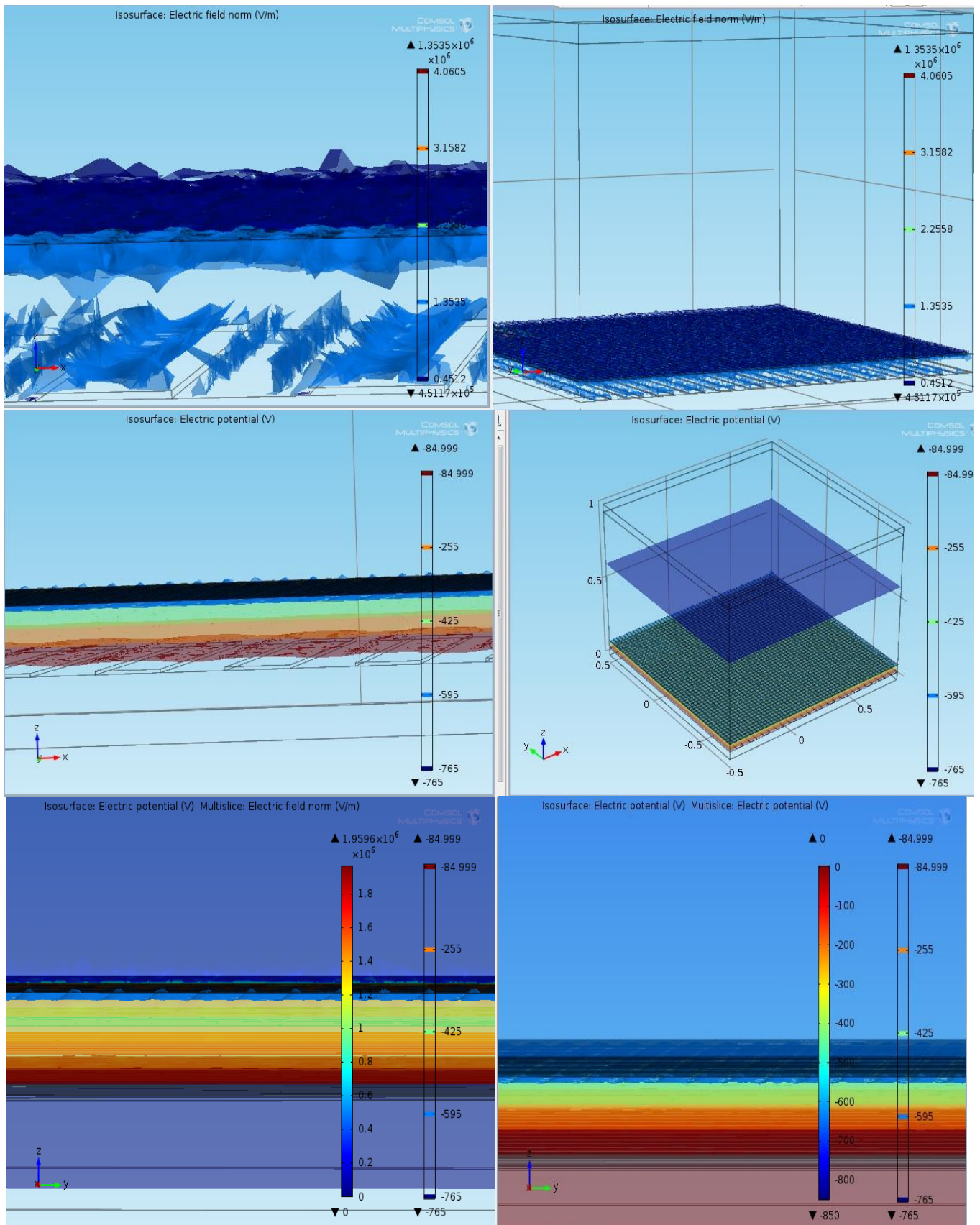
Σχήμα 148: Η τρισδιάστατη απεικόνιση των δυναμικών γραμμών (streamlines) του «υγιούς» ανιχνευτή MicroMeGaS.



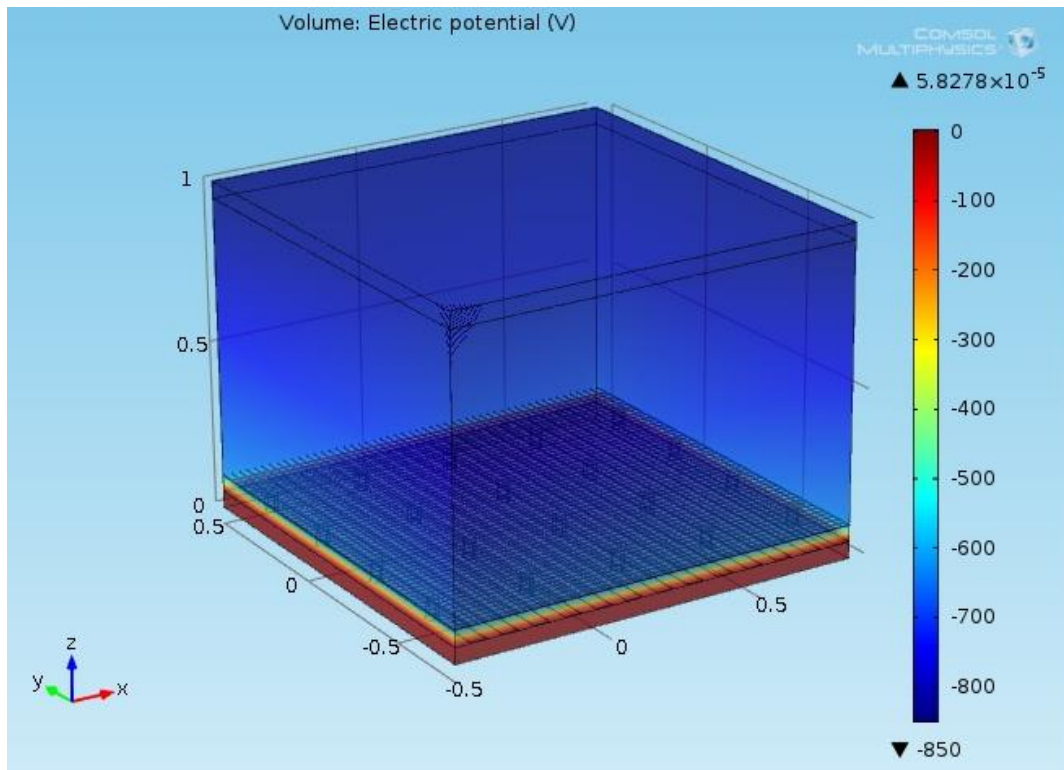
Σχήμα 148α: Η τρισδιάστατη απεικόνιση των δυναμικών γραμμών (5000 streamlines / zoom) και των αντίστοιχων διανυσμάτων.



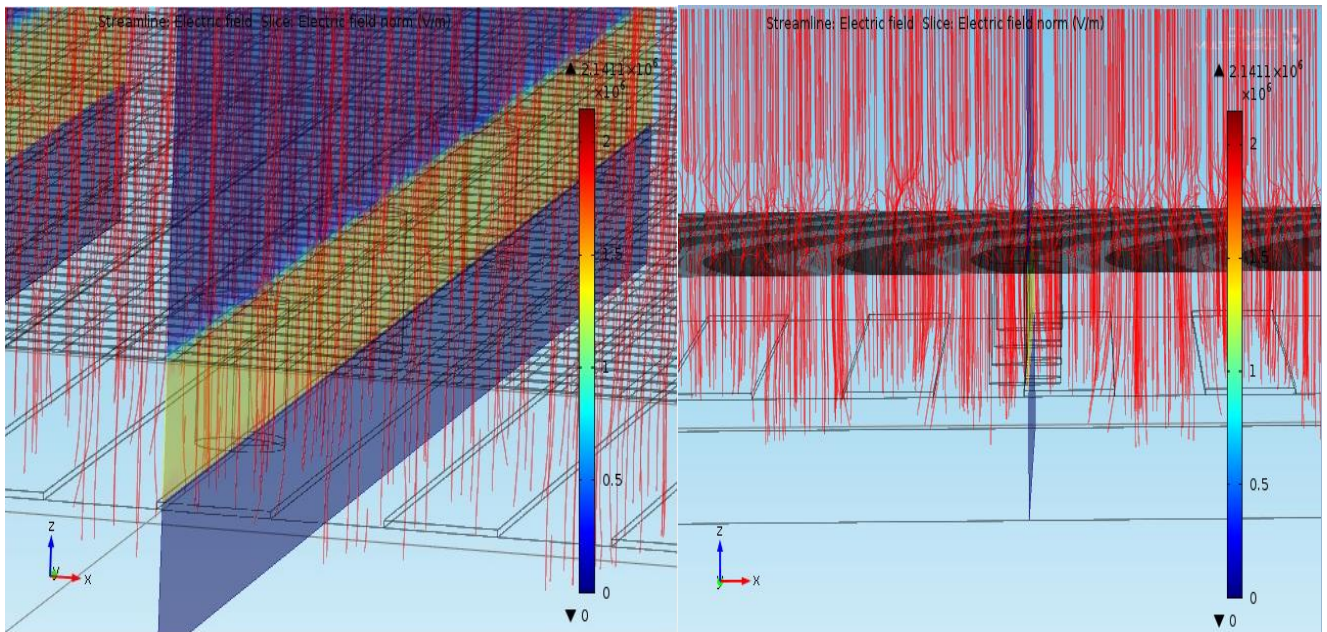
Σχήμα 148β: Η τρισδιάστατη απεικόνιση των πραγματικών δυναμικών γραμμών (3000 streamlines / zoom).



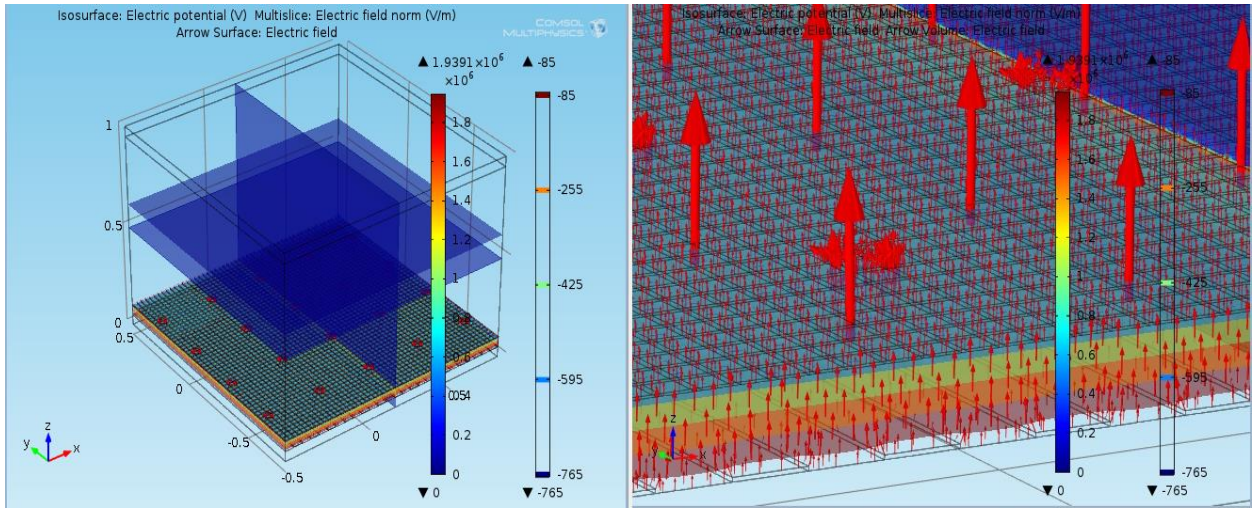
Σχήμα 150: Απεικόνιση του δυναμικού και του ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή μεταξύ του mesh – strips.



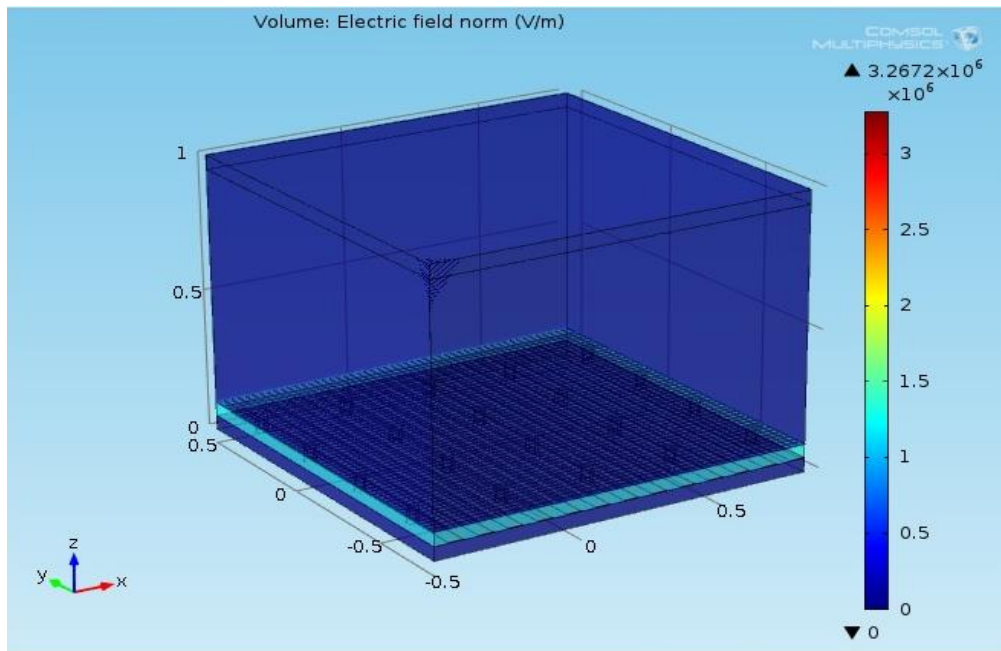
Σχήμα 151: Η τρισδιάστατη απεικόνιση του δυναμικού στον ανιχνευτή MicroMeGaS με την παρουσία των pillars.



Σχήμα 152: Η τρισδιάστατη απεικόνιση των δυναμικών γραμμών (streamlines) του ανιχνευτή MicroMeGaS (με pillars).



Σχήμα 153: Η τρισδιάστατη απεικόνιση των διανυσμάτων του πεδίου γύρω από τα pillars.

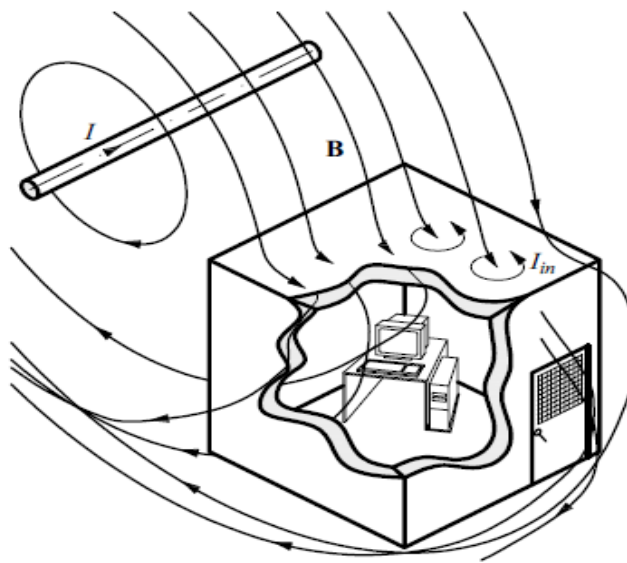


Σχήμα 154: Η τρισδιάστατη απεικόνιση του ηλεκτρικού πεδίου στον ανιχνευτή MicroMeGaS.

Όπως αναφέρθηκε στην εισαγωγή, θα κλείσουμε το κεφάλαιο αυτό με τη μελέτη της μαγνητικής θωρακίσεως του ανιχνευτή μας από μαγνητικά πεδία της τάξης του 0.5T, με τη βοήθεια ενός υλικού, με εξαιρετικές ιδιότητες, γνωστού στο εμπόριο με το όνομα, μ – metal (ή *mu*). Η χρήση ή μη του υλικού αυτού, καθορίστηκε μέσω μίας μαγνητικής προσομοιώσεως. Οι προσομοιώσεις αυτές έγιναν με τα λογισμικά, *Ansoft Maxwell 14.0* και *Cmsol Multiphysics 4.2a*. Πριν παρουσιαστεί η συγκεκριμένη προσομοίωση, θα περιγράψουμε εν συντομία τη φυσική της μαγνητικής θωρακίσεως.

7.2.1 Study of the magnetic shielding with μ -metal

Σχεδόν για έναν αιώνα, η θωράκιση των συσκευών και των μηχανημάτων από πολύ χαμηλής συχνότητας (*very low-frequency, VLF*) αλλά και από εξαιρετικά χαμηλής συχνότητας μαγνητικά πεδία (*extremely low-frequency, ELF*), υπήρξε στο επίκεντρο του επιστημονικού ενδιαφέροντος [74]. Το ενδιαφέρον αυτό, ξεκίνησε από την αναγκαιότητα προστασίας των κυκλωμάτων, διαφόρων συσκευών που λάμβαναν ραδιοσήματα από φαινόμενα παραμορφώσεως, λόγω των εκπεμπόμενων πεδίων από το γειτονικό του περιβάλλον [75 – 77]. Εκτός από κάποιες περιπτώσεις, οι παρεμβολές στα ηλεκτρικά κυκλώματα έγιναν πιο συχνές με την εξέλιξη της τεχνολογίας. Αυτές οι παρεμβολές, εμφανίζονται κυρίως σαν παραμόρφωση στην απόκριση του κυκλώματος και γίνονται αισθητές όταν η εξωτερική μαγνητική ροή πάρει μια συγκεκριμένη τιμή [78a]. Τις προηγούμενες δεκαετίες, ένας σημαντικός παράγοντας για την μελέτη των χαμηλής συχνότητας μαγνητικών πεδίων, ήταν η έκθεση των ανθρώπων σε αυτά αλλά και οι πιθανές επιπτώσεις στην υγεία [78b]. Στις ημέρες μας, η θωράκιση των χαμηλής συχνότητας μαγνητικών πεδίων, έχει εισχωρήσει σε ένα μεγάλο φάσμα εφαρμογών, από την ελάφρυνση των γραμμών μεταφοράς (*power-line sources*) μέχρι την προστασία ευαίσθητου εξοπλισμού, όπως φαίνεται και στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 155).



Σχήμα 155: Low-frequency shielding scenario.

Στις χαμηλές συχνότητες το μαγνητικό πεδίο, εμφανίζεται είτε λόγω του ηλεκτρικού ρεύματος στους αγωγούς διαφόρων γεωμετριών είτε στη μαγνήτιση των φερρομαγνητικών υλικών του περιβάλλοντός τους. Η βασική ιδέα για την μείωση των ψευδοστατικών (*quasi-static*) μαγνητικών πεδίων σε μία περιοχή του χώρου, συνίσταται στην εισαγωγή μίας θωράκιση κατάλληλου υλικού, οι ιδιότητες του οποίου χρησιμεύουν για την μετατροπή του, της χωρικής κατανομής του, εκπεμπόμενου μαγνητικού πεδίου από κάποια πηγή. Η θωράκιση αυτή, για να είμαστε πιο ακριβής, μεταβάλλει την συμπεριφορά του μαγνητικού πεδίου με τέτοιο τρόπο, έτσι ώστε να εκτρέπονται οι δυναμικές γραμμές της μαγνητικής επαγωγής από την θωρακισμένη περιοχή. Μία ποσοτική μέτρηση της αποτελεσματικότητας (*effectiveness*) μίας θωράκισης, με βάση την μείωση του μέτρου του μαγνητικού πεδίου σε ένα συγκεκριμένο σημείο του χώρου, είναι το μέγεθος *shielding effectiveness*, SE_B , το οποίο ορίζεται ως εξής:

$$SE_B = \frac{|B_0(r)|}{|B_S(r)|} \quad (\text{A})$$

όπου, το B_0 , η μαγνητική επαγωγή στο σημείο αναφοράς, r , όταν δεν υπάρχει θωράκιση και B_S , η μαγνητική επαγωγή στο σημείο αναφοράς, r , όταν υπάρχει θωράκιση. Εν γένει, η αποδοτικότητα, SE , είναι μία συνάρτηση της θέσης, r , στην οποία μετράται ή υπολογίζεται το εκάστοτε μαγνητικό πεδίο. Αν τώρα οι ιδιότητες του υλικού, που χρησιμοποιείται για τη θωράκιση, είναι ανεξάρτητες από το μέγεθος του μαγνητικού πεδίου, αυτό συμβαίνει στους καλούς αγωγούς (*good conductors*) όπως ο χαλκός και το αλουμίνιο, τότε η αποδοτικότητα, SE , είναι αντιστοίχως ανεξάρτητη από το πλάτος διεγέρσεως (*excitation amplitude*). Παρόλα αυτά, αν η μαγνητική διαπερατότητα (*magnetic permeability*) του υλικού θωρακίσεως εξαρτάται από την μαγνητική επαγωγή εντός του υλικού, αυτό συμβαίνει στα φερρομαγνητικά υλικά όπως είναι κράματα νικελίου (*mu – metal*, *Ultraperm* ή *low carbon steels*), τότε η αποδοτικότητα, SE , εξαρτάται από το πλάτος διεγέρσεως. Επιπροσθέτως στην (A), η *shielding effectiveness*, SE_B^{dB} , ορίζεται ως εξής:

$$SE_B^{dB} = 20 \log SE_B = 20 \log \frac{|B_0(r)|}{|B_S(r)|} \quad (\text{B})$$

7.2.2 Magnetic shielding mechanism

Όταν η θωράκιση μπαίνει μεταξύ της πηγής και της περιοχής στην οποία θέλουμε να μειώσουμε το μέτρο του μαγνητικού πεδίου και κατ' επέκταση να την προστατεύσουμε, τότε το σχήμα του μαγνητικού πεδίου εξαρτάται από την γεωμετρία της θωράκισης, τις χαρακτηριστικές παραμέτρους του υλικού και από την συχνότητα του εκπεμπόμενου πεδίου [78 – 80h]. Θωρακίσεις, οι οποίες χωρίζουν τελείως την πηγή από την θωρακισμένη περιοχή, για παράδειγμα, άπειρο επίπεδο (*infinite planar shields*), άπειρη κυλινδρική επιφάνεια (*infinite cylindrical shields*) και σφαίρα (*spherical shields*), ορίζονται ως **κλειστές τοπολογίες**. Ως **ανοιχτοί τόποι** ή **ανοιχτές τοπολογίες**, ορίζονται, εκείνες οι γεωμετρίες θωρακίσεως οι οποίες δεν μπορούν να διαχωρίσουν εντελώς την πηγή από την θωρακισμένη περιοχή. Για κλειστές τοπολογίες, ο μόνος μηχανισμός εμφάνισης μαγνητικού πεδίου στην θωρακισμένη περιοχή, είναι μέσω της διεισδύσεως (*penetration*) του

μαγνητικού πεδίου από τη θωράκιση, ενώ διαρροή (*leakage*) πεδίου μπορεί να λάβει χώρα σε ανοιχτές τοπολογίες. Το μαγνητικό πεδίο μπορεί να διαρρεύσει μέσα σε μία θωρακισμένη περιοχή, τόσο από τρύπες, σχισμές ή γύρω από τις άκρες της θωράκισης όσο και μέσα από το ίδιο το υλικό. Η επέκταση της υπάρχουσας θωράκισης είναι εξίσου σημαντική, κυρίως σε ανοιχτές θωρακίσεις, δηλαδή, όσο μεγαλύτερη είναι η θωράκιση τόσο καλύτερη θα είναι η προστασία της περιοχής που θέλουμε να προστατέψουμε (προσεγγίζουμε μία άπειρη επιφάνεια). Ωστόσο, όταν η διείσδυση του πεδίου φτάσει στην τιμή διαρροής, τότε μία επιπλέον επέκταση της θωράκισης μπορεί να βελτιώσει την αποδοτικότητα, *SE*. Η επέκταση της θωρακίσεως έχει εξίσου σημαντικό ρόλο και στις κλειστές γεωμετρίες, όπως θα παρουσιασθεί και παρακάτω. Ένας ακόμη σημαντικός παράγοντας είναι το πάχος του υλικού (*shield thickness*). Αν η διείσδυση του πεδίου είναι ο μόνος μηχανισμός που λαμβάνει χώρα, τότε η αύξηση του πάχους του υλικού θα βελτιώνει τη θωράκιση. Οι παράμετροι του υλικού της θωράκισης, πυροδοτούν την εμφάνιση δύο διαφορετικών αλλά εξίσου σημαντικών φυσικών μηχανισμών στην προστασία από χαμηλής συχνότητας μαγνητικά πεδία. Οι μηχανισμοί αυτοί είναι, το φαινόμενο *flux shunting* (μετατόπιση ροής) και το φαινόμενο *eddy current cancellation*.

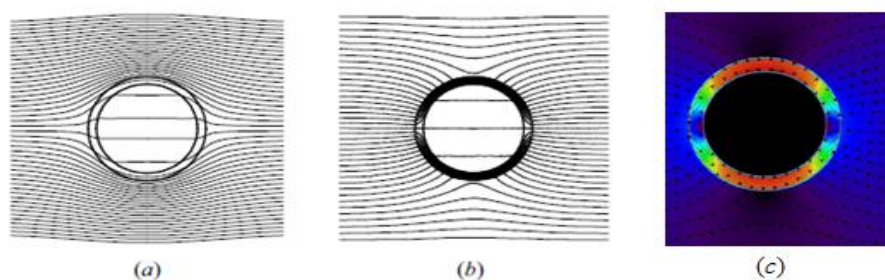
A. *flux shunting*:

Ο συγκεκριμένος μηχανισμός, προσδιορίζεται από δύο συνθήκες, από τις οποίες εξαρτάται τόσο η συμπεριφορά του μαγνητικού πεδίου όσο και η μαγνητική επαγωγή πάνω στην επιφάνεια της θωράκισης. Ας δούμε το συγκεκριμένο φαινόμενο πιο αναλυτικά: Ο νόμος του *Ampere* αλλά και ο νόμος του *Gauss*, απαιτούν η εφαπτομενική συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου και η κάθετη συνιστώσα της μαγνητικής επαγωγής να είναι συνεχείς κατά μήκος των ασυνεχειών του υλικού θωρακίσεως. Για το λόγο αυτό, για να ικανοποιούνται ταυτόχρονα και οι δύο συνθήκες, πρέπει η μαγνητική επαγωγή και το μαγνητικό πεδίο να αλλάζουν απότομα κατεύθυνση όταν διασχίζουν την κοινή επιφάνεια μεταξύ δύο διαφορετικών μέσων. Στην επιφάνεια μεταξύ του αέρα και ενός φερρομαγνητικού υλικού, το οποίο έχει πολύ μεγάλη σχετική διαπερατότητα (*large relative permeability*), το μαγνητικό πεδίο και η μαγνητική επαγωγή μόλις συναντήσουν την επιφάνεια του φερρομαγνητικού υλικού από την πλευρά του αέρα, θα αλλάξουν κατεύθυνση, η οποία θα είναι σχεδόν εφαπτομενική κατά μήκος της επιφάνειας. Το συνολικό αποτέλεσμα από την θωρακισμένη κατασκευή, θα είναι αρχικά η απόκλιση της παραγόμενης, από κάποια πηγή, μαγνητικής επαγωγής και μετέπειτα η μετατόπισή της εντός του υλικού θωρακίσεως κατά τέτοιο τρόπο, έτσι ώστε αυτή να γίνει παράλληλη με την επιφάνειά του και τελικά την «ελευθέρωσή» της πίσω στον αέρα. Στο επόμενο σχήμα (σχήμα 156), παρουσιάζεται μία τυπική συμπεριφορά, μίας κυλινδρικής θωράκισης, η οποία έχει τοποθετηθεί εντός εξωτερικού ομογενούς μαγνητικού πεδίου. Η χαρτογράφηση του πεδίου, έγινε για μία κυλινδρική «ασπίδα» ακτίνας, $a = 0,1m$, πάχους (*thickness*), $\Delta = 1.5cm$ και σχετικής διαπερατότητας, $\mu_r = 50$ για ένα συνεχές, *dc* ($f = 0 Hz$), μαγνητικό πεδίο. Η αποδοτικότητα, *SE*, προσδιορίζεται από την γεωμετρία της θωράκισης και από την σχετική διαπερατότητα, μ_r . Παρατηρούμε ότι, η μαγνητική ροή «φυλακίζεται» σε μία περιοχή εντός του υλικού, το μέγεθος της οποίας προσδιορίζεται από την μεγάλη κλίμακας διάσταση της

θωράκισης (π.χ. από την διάμετρό της) και μετατοπίζεται διαμέσου του φερρομαγνητικού υλικού. Η παγίδευση αυτή εντός του υλικού, έχει σαν αποτέλεσμα την αύξηση της μαγνητικής επαγωγής κατά ένα παράγοντα, ο οποίος εξαρτάται από τον λόγο της διαμέτρου προς το πάχος του υλικού (*diameter–thickness ratio*). Εκτός από το ποσό της μαγνητικής επαγωγής το οποίο εκδιώκεται από το υλικό, έτσι και η μείωση της διαρροής στην περιοχή προστασίας, εξαρτώνται από την σχετική διαπερατότητα του φερρομαγνητικού υλικού. Όλα αυτά τα φαινόμενα, συμβάλουν με σκοπό την παραγωγή μίας αποδοτικότητας, *SE*, η οποία θα μπορεί να βελτιωθεί είτε με αύξηση της σχετικής διαπερατότητας του υλικού είτε με την αύξηση του πάχους του με βάση πάντα την διάμετρο της θωρακίσεως.

B. Eddy – current cancellation:

Ο μηχανισμός *eddy-current cancellation*, προσδιορίζεται από τα ρεύματα *Eddy*, τα οποία εμφανίζονται στο υλικό της θωράκισης, λόγω της παρουσίας ενός χρονικά μεταβαλλόμενου «στιγμιαίου» μαγνητικού πεδίου. Όταν η θωράκιση εκτίθεται σε ένα χρονικά μεταβαλλόμενο πεδίο, τότε επάγεται ένα ηλεκτρικό πεδίο εντός της. Αυτό το ηλεκτρικό πεδίο, περιγράφεται από τον νόμο του *Faraday* και σε συνδυασμό με την υψηλή αγωγιμότητα του υλικού της θωράκισης, έχουμε την εμφάνιση μίας επαγόμενης ηλεκτρικής πυκνότητας ρεύματος, η οποία περιγράφεται από τον νόμο του *Ohm*. Η επαγόμενη πυκνότητα ρεύματος, προκαλεί με τη σειρά της ένα αντίθετο στο αρχικό μαγνητικό πεδίο. Αυτό το μαγνητικό πεδίο, απωθεί το αρχικό πεδίο, αναγκάζοντάς το να κινηθεί παράλληλα στην επιφάνεια του υλικού προκαλώντας μία, εσωτερικά του μετάλλου της θωράκισης, μαγνητική επαγωγή. Στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 157), παρουσιάζεται μία τυπική συμπεριφορά της αποδοτικότητας, *SE*, για τη διάταξη της κυλινδρικής θωράκισης, με υλικό υψηλής αγωγιμότητας ($\sigma = 5 \cdot 10^8 \text{ S/m}$ και $f = 50\text{Hz}$), το οποίο τοποθετείται τώρα σε ένα *ac* – μαγνητικό πεδίο.



Σχήμα 157: Magnetic-field distribution for cylindrical shields subjected to a uniform impressed field: (a) ferromagnetic shield; (b) highly conductive shield; (c) shield simulation.

Αντίθετα από τον μηχανισμό *flux-shunting*, το *eddy-current cancellation*, λαμβάνει χώρα όταν υπάρχει ένα χρονικά μεταβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο και ένα υλικό υψηλής αγωγιμότητας, ανεξαρτήτως της τιμής της σχετικής διαπερατότητας. Ένας θεμελιώδης παράγοντας θωρακίσεως, για τον προσδιορισμό του μηχανισμού *eddy-current cancellation* αλλά και του *flux-shunting*, σε περιβάλλον *ac* – μαγνητικού πεδίου, είναι η τιμή του πάχους του υλικού (*thickness*) συγκρινόμενη με την τιμή του *επιδερμικού βάθους* (*skin depth*). Η σταθερά διαδόσεως ενός ομοιόμορφου επίπεδου κύματος, σε ένα αγωγίμο μέσο, δίνεται από την σχέση:

$$\gamma = \sqrt{j\omega\mu_0\mu_r(\sigma + j\omega\epsilon_0\epsilon_r)} \quad (\Gamma)$$

Αν η θωράκιση είναι καλός αγωγός, τότε για παράδειγμα, τα προϊόντα της συχνότητας και της διηλεκτρικής επιτρεπτότητας (*dielectric permittivity*), μπορούν να θεωρηθούν αρκετά μικρά συγκρινόμενα με την αγωγιμότητα (*conductivity*), $\omega\epsilon_0\epsilon_r \ll \sigma$. Συνεπώς, ο παράγοντας γ , μπορεί να εκφραστεί από τη σχέση:

$$\gamma \cong \sqrt{j\omega\mu_0\mu_r\sigma} = (1 + j) \sqrt{\frac{j\omega\mu_0\mu_r\sigma}{2}} = \frac{1+j}{\delta} \quad (\Delta)$$

όπου, δ , είναι το εξαρτώμενο από την συχνότητα, *επιδερμικό βάθος* (*skin depth*),

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu_0\mu_r\sigma}} \quad (\text{E})$$

Για ένα *ac* – πεδίο, η ολική μαγνητική επαγωγή, εξασθενεί εκθετικά εντός του υλικού, μακριά από την κοινή επιφάνεια μεταξύ των δύο μέσων (αέρας – θωράκιση), εμφανίζοντας ένα χαρακτηριστικό μήκος εξασθένισης, ίσο με το επιδερμικό βάθος, δ . Ως εκ τούτου, όταν το πάχος της θωράκισης, Δ , είναι πολύ μεγαλύτερο από το επιδερμικό βάθος, δ ($\Delta \gg \delta$), τότε μπορούμε να επιτύχουμε υψηλές τιμές αποδοτικότητας, *SE*, ενώ όταν ισχύει το αντίθετο ($\delta \gg \Delta$), τότε τα επαγόμενα ρεύματα ρέουν ομοιόμορφα μέσω της θωρακίσεως, με αποτέλεσμα να μειώνεται η αποδοτικότητά της. Παρόλα αυτά, μπορούν να επιτευχθούν εξαιρετικές θωρακίσεις με υλικά υψηλής αγωγιμότητας (π.χ. χαλκός και αλουμίνιο) όταν η γεωμετρικές διαστάσεις είναι οι κατάλληλες για το εκάστοτε υπό μελέτη πρόβλημα. Μπορεί να γίνει κατανοητό ότι, όσον αφορά το μηχανισμό του επαγόμενου ρεύματος, μπορούμε να βελτιώσουμε την θωράκισή μας, επεκτείνοντας την υπάρχουσα θωράκιση πάντα σε συνδυασμό με το κατάλληλο πάχος. Το επαγωγικό ταίριασμα (*inductive coupling*) με την πηγή, είναι ανάλογο της περιοχής που εμποδίζει την ροή από την πηγή, καθώς η αντίσταση που εμφανίζει στο επαγόμενο ρεύμα είναι ανάλογη της περιφέρειας της θωρακίσεως. Επίσης, ο μηχανισμός θωρακίσεως, κυριαρχείται από το λόγο μεταξύ του αρχικά επαγόμενου δυναμικού (*inductive induced voltage*) και της αντιστάσεως αυτής. Έχει παρατηρηθεί και πειραματικά, ότι υψηλής αγωγιμότητας υλικά, προκαλούν ισχυρή εξασθένιση όταν η θωράκιση είναι μεγάλη ακόμη και αν το πάχος της είναι «ηλεκτρικά» μικρό. Από άποψη ενδιαφέροντος, στην περίπτωση του μηχανισμού *flux-shunting*, έχουμε αντίθετη συμπεριφορά της θωρακίσεως, διότι, αύξηση της ακτίνας της προκαλεί μείωση στην αποδοτικότητά της, λόγω της αύξησης της ολικής ροής που πρέπει να μετατοπιστεί από συγκεκριμένου πάχους

υλικό. Είναι λοιπόν προφανές ότι, η γεωμετρία της θωράκισης (και της πηγής) και οι παράμετροι του υλικού μαζί με την συχνότητα της πηγής πεδίου, προσδιορίζουν τον μηχανισμό θωράκισης που πρέπει να χρησιμοποιηθεί. Δηλαδή, είτε η ροή των ρευμάτων *Eddy* είτε η ακύρωση της μαγνητικής επαγωγής, καθορίζουν την αποδοτικότητα της θωράκισης, *SE*. Αυτοί οι δύο μηχανισμοί θωράκισης, χαρακτηρίζονται από δύο διαφορετικές συνοριακές συνθήκες, όπου στην περίπτωση του *flux shunting*, η εφαπτομενική συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου είναι σχεδόν μηδενική, ενώ στην περίπτωση του *eddy current cancellation*, αυτή που είναι σχεδόν μηδέν, είναι η κάθετη συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου [80].

7.2.3 Study of the μ – metal

Τα μέταλλα είναι μια μεγάλη κατηγορία χημικών στοιχείων που εμφανίζουν ορισμένες κοινές ιδιότητες, όπως είναι η λάμψη, η υψηλή ηλεκτρική και θερμική αγωγιμότητα, η δυνατότητα σχηματισμού ελασμάτων (ελατά) και συρμάτων (όλκιμα). Τα περισσότερα, αλλά όχι όλα, έχουν μεγάλη πυκνότητα και είναι σκληρά και ανθεκτικά. Διακρίνονται από τα αμέταλλα, που αποτελούν επίσης τη δεύτερη μεγάλη κατηγορία των στοιχείων, τόσο από τις φυσικές όσο, κυρίως, από τις χημικές τους ιδιότητες. Χαρακτηριστικά μέταλλα είναι, ο σίδηρος, ο χαλκός, το αργίλιο (αλουμίνιο), το νάτριο, το ασβέστιο, ο ψευδάργυρος, το μαγνήσιο, το τιτάνιο και το ουράνιο. Με εξαίρεση τον υδράργυρο όλα τα μέταλλα σε θερμοκρασία δωματίου ($\cong 20^\circ\text{C}$) είναι στερεά. Έχουν επίσης το χαρακτηριστικό αργυρόλευκο χρώμα, με εξαίρεση τον χαλκό (ερυθρός) και τον χρυσό (κίτρινος). Ο κλάδος που μελετά τις τεχνικές με τις οποίες εξάγονται τα μέταλλα από τα μεταλλεύματα καθώς και ο καθαρισμός τους, όπως επίσης και όλες τις απαραίτητες εργασίες λήψης καθαρών μετάλλων ή κραμάτων ή άλλων ενώσεων από αυτά, ονομάζεται μεταλλουργία. Τα μέταλλα, προσφέρονται για την κατασκευή πλήθους προϊόντων, με μεθόδους που αποτελούν το κύριο αντικείμενο της μεταλλοτεχνίας ή "μεταλλοτεχνικής" που αποτελεί ιδιαίτερο κλάδο της Μεταλλογνωσίας. Για την καλύτερη παραγωγή προϊόντων, συχνά χρησιμοποιούνται αναμείξεις αυτών, τα ονομαζόμενα, *κράματα*. Εδώ θα ασχοληθούμε με ένα κράμα μετάλλων (*alloy*) γνωστό με το όνομα, μ ή *mu-metal*.

Το μ – *metal*, είναι ένα μίγμα νικελίου – σιδήρου (*nickel-iron alloys*) το οποίο είναι γνωστό για την υψηλή του μαγνητική διαπερατότητα (*magnetic permeability*). Αποτελείται από περίπου 77% νικέλιο, 16% σίδηρο, 5% χαλκό και 2% χρώμιο ή μολυβδένιο (*molybdenum*).[81][82]. Η υψηλή του μαγνητική διαπερατότητα καθιστά το μ – *metal* χρήσιμο για θωράκιση (*shielding*) εναντίον των στατικών ή *LF* (*low-frequency*) μαγνητικών πεδίων. Το όνομά του, προέρχεται από το ελληνικό γράμμα, μ (*mu*), το οποίο παριστάνει την μαγνητική διαπερατότητα στον φορμαλισμό της φυσικής και της μηχανικής. Μεγάλος αριθμός διαφορετικών εφαρμογών και ιδιοκτησιακών διατυπώσεων του συγκεκριμένου υλικού, πωλούνται με την ονομασία, *MuMETAL*, *Mumetall* και *Mumetal2*. Το *Mu – metal*, έχει τιμές μαγνητικής διαπερατότητας (*relative permeability*) της τάξης των 80,000–100,000, που είναι πολύ μεγάλες συγκρινόμενες με εκείνες που έχει το ατσάλι (*steel*). Είναι ένα «μαλακό» (*soft*) μαγνητικό υλικό, έχει μικρή μαγνητική ανισοτροπία (*magnetic anisotropy*) και μικρή αλλαγή

μαγνήτισης (*magnetostriction*)[74], με αποτέλεσμα, να εμφανίζει χαμηλή *coercivity*. Αυτό, προκαλεί κορεσμό (*saturation*) του μετάλλου σε χαμηλά μαγνητικά πεδία και μικρές απώλειες υστέρησης (*hysteresis losses*) όταν χρησιμοποιείται σε AC μαγνητικά κυκλώματα. Άλλα μίγματα νικελίου-σιδήρου, όπως η *permalloy* έχουν παρόμοιες μαγνητικές ιδιότητες το $\mu - metal$. Τα πλεονεκτήματα του, είναι αυτά που το κάνουν ιδιαίτερο σε σύγκριση με τα υπόλοιπα. Το $\mu - metal$ είναι ελατό, πιο μαλακό και κατεργάζεται με ευκολία, με αποτέλεσμα να τοποθετείται εύκολα σε λεπτές περιοχές που χρειάζονται θωράκιση από μαγνητικά πεδία.[81]. Το $\mu - metal$, απαιτεί θερμική επεξεργασία κατά το τελικό στάδιο δημιουργίας του (*heat treatment*), ενδυναμώνοντας το, εντός μαγνητικού πεδίου (*annealing*) σε ατμόσφαιρα υδρογόνου (*hydrogen atmosphere*). Η συγκεκριμένη διαδικασία αυξάνει την μαγνητική του διαπερατότητα κατά 40 φορές [75]. Η διαδικασία *annealing*, μετατρέπει την κρυσταλλική δομή του $\mu - metal$, ευθυγραμμίζοντας τα μόρια και εξαλείφοντας κάποιες από τις προσμείξεις, ιδιαίτερος τον άνθρακα ο οποίος παρεμποδίζει την ελεύθερη κίνηση των μαγνητικών χωρικών συνθηκών. Με κάμψη ή με μηχανική δόνηση (*mechanical shock*) μετά το *annealing*, μπορεί να χαλάσει την ευθυγράμμιση των μορίων του υλικού, οδηγώντας σε πτώση της διαπερατότητας στις ενεργές περιοχές. Αυτό μπορεί να αποφευχθεί με την επανάληψη της διαδικασίας, *hydrogen annealing*. Το $\mu - metal$, που χρησιμοποιούμε στις προσομοιώσεις μας έχει τα βασικά χαρακτηριστικά που παραθέτουν οι διάφορες εταιρείες που το εμπορεύονται και η Wikipedia. Επίσης, μπορεί το πρόγραμμα να μην διαθέτει τις συγκεκριμένες παραμέτρους που χρειαζόμαστε για να συνθέσουμε το $\mu - metal$. Συνήθως, χρησιμοποιούμε σαν βάση κάποια από τις NICKEL ALLOYS με την πιο κοντινή σύσταση με το υλικό που θέλουμε να μελετήσουμε. Στον παρακάτω πίνακα, δίνονται τα χαρακτηριστικά του $\mu - metal$.

<i>Relative Permeability</i>	<i>Saturation Induction (Tesla)</i>	<i>Remanence from saturation (Tesla)</i>	<i>Curie temperature (°C)</i>	<i>Density (kg/m³)</i>
80000-100000	0.77	0.4	350-400	8,800
<i>Resistivity (μΩm)</i>	<i>Thermal conductivity (W/m°C)</i>	<i>Coefficient of linear expansion (1/°C)</i>	<i>Specific Heat capacity (kJ/kg°C)</i>	<i>Coercive force (A/m)</i>
0.6	33	13 · 10⁻⁶	0.46	0.6

Πίνακας XVIII: Χαρακτηριστικά μεγέθη του $\mu - metal$.

7.2.4 Magnetic Simulation

Πραγματοποιήσαμε μία μαγνητική προσομοίωση (*magneto-statics*) με την βοήθεια των προγραμμάτων MAXWELL και COMSOL, όπου μελετήσαμε την απόκριση του συγκεκριμένου υλικού σε μαγνητικά πεδία της τάξης των μερικών Tesla, με σκοπό την χρήση του σαν υλικό θωράκισης των ανιχνευτών MicroMegas που θα χρησιμοποιηθούν στο πείραμα Atlas. Ακόμη,

δοκιμάσαμε διαφορετικά πάχη υλικού και διαφορετικές αποστάσεις από το παραγόμενο πεδίο (π.χ., από ένα καλώδιο). Χρησιμοποιήσαμε ένα καλώδιο, το οποίο παράγει το ζητούμενο μαγνητικό πεδίο, με αρχική τιμή ρεύματος τα 40000A. Οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου ευθύγραμμου ρευματοφόρου αγωγού απείρου μήκους είναι ομόκεντροι κύκλοι, κάθετοι στον αγωγό. Η ένταση του μαγνητικού πεδίου B σε απόσταση r από τον αγωγό, είναι εφαιπτόμενη στις δυναμικές γραμμές, η φορά της καθορίζεται από τον κανόνα του δεξιού χεριού και το μέτρο της δίνεται από την σχέση:

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

όπου, r είναι η απόσταση από τον αγωγό,

I , η ένταση του ρεύματος που διαρρέει τον αγωγό και

$\mu = 4 \cdot 10^{-7} \text{ Tm/A}$, μαγνητική διαπερατότητα του κενού.

Ο παραπάνω τύπος μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$\oint B dl = \mu I \Rightarrow B \cdot 2\pi r = \mu (J \pi r^2) \Rightarrow 2\pi B = \mu J \pi r \Rightarrow$$

$$\Rightarrow B \cdot 2\pi r = \mu \frac{I}{\pi R^2} \pi r^2 \Rightarrow B = \frac{\mu I}{2\pi R^2} r$$

όπου, r , είναι η ακτίνα του ρευματοφόρου αγωγού και R , η μεταξύ τους απόσταση. Σε αυτά, μπορούμε να προσθέσουμε κάποιες χρήσιμες σχέσεις για το μαγνητικό πεδίο εντός και εκτός του υλικού. Συνεπώς, η κάθετη συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου στο χώρο εντός του υλικού δίνεται από την σχέση:

$$Field \text{ inside} = B_{outside} - \mu_0 M$$

Τώρα, μπορούμε να μετονομάσουμε το πεδίο στο εσωτερικό, ως $\mu_0 H_{inside}$, όπου το B_{inside} , θα δίνεται από την σχέση:

$$B_{inside} = \mu_0 H_{inside} + \mu_0 M$$

Επομένως, η πρώτη εξίσωση, μπορεί να γραφεί με τη μορφή:

$$\mu_0 H_{inside} = B_{outside} - \mu_0 M \Rightarrow \mu_0 H_{inside} + \mu_0 M = B_{outside} \Rightarrow B_{inside} = B_{outside}$$

Το B , είναι συνεχές κατά μήκος των συνόρων (*boundaries*). Το H , είναι η μαγνητική ένταση (*magnetic intensity*). Τα μεγέθη M και H , έχουν τις ίδιες μονάδες (A/m) και συνδέονται μέσω της σχέσης,

$$M = \chi_m H_{inside}$$

όπου, το χ_m , είναι η μαγνητική επιδεκτικότητα (*magnetic susceptibility*). Για το μ - *metal*, η επιδεκτικότητα, είναι ίση με, $\chi_m = 3 \cdot 10^4$. Άρα, για τα παραπάνω με την εισαγωγή της χ_m , θα έχουμε:

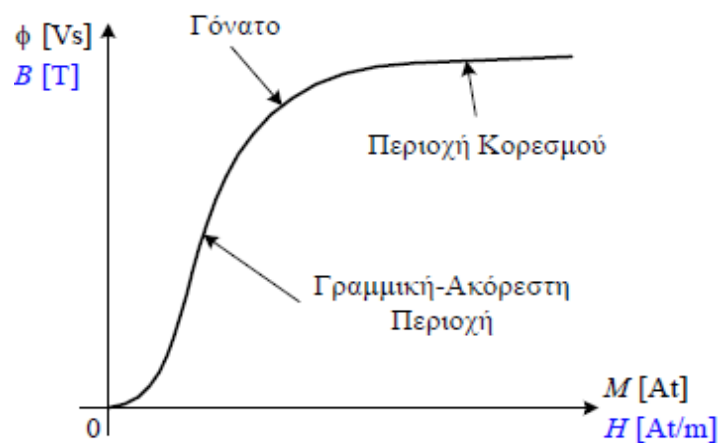
$$\mu_0 H_{inside} + \mu_0 M = \mu_0 H_{inside} (1 + \chi_m) = \mu_0 H_{inside} = B_{outside} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \frac{H_{inside}}{H_{outside}} = \frac{1}{1 + \chi_m} = \frac{1}{\mu_r}$$

όπου, το μ_r , ονομάζεται, σχετική διαπερατότητα (*relative permittivity, RP*), η οποία στην περίπτωση του μ – *metal*, μπορεί να είναι της τάξης των $3 \cdot 10^4$. Εν κατακλείδι, ο τύπος μας με βάση τα παραπάνω, μπορεί να γραφεί στη μορφή,

$$B_{inside} = \mu_0 H_{inside} (1 + \chi_m)$$

Τέλος, θα αναφερθούμε στις συνοριακές συνθήκες που χρησιμοποιούν το MAXWELL και το Comsol. Δύο είναι οι πιο βασικές συνθήκες. Οι συνοριακές συνθήκες *Dirichlet* και *Neumann*. Στην περίπτωση της συνοριακής συνθήκης *Dirichlet* (ή/και πρώτου είδους) καθορίζεται η τιμή της μεταβλητής επάνω στο σύνορο, ενώ στη περίπτωση της συνοριακής συνθήκης *Neumann* (ή δεύτερου είδους), καθορίζεται η κάθετα στο σύνορο κατευθυνόμενη κλίση της μεταβλητής. Η μαγνητική διαπερατότητα των σιδηρομαγνητικών υλικών δεν είναι σταθερή, αλλά εξαρτάται έντονα από το μέγεθος της μαγνητικής ροής. Για να διευκρινίσουμε τη μεταβολή της μαγνητικής διαπερατότητας θεωρούμε ότι, ο πυρήνας είναι αρχικά απομαγνητισμένος και ότι μεταβάλουμε το συνεχές ρεύμα στο πηνίο από το μηδέν μέχρι μια μέγιστη τιμή. Αν σχεδιάσουμε σ' ένα διάγραμμα τη μεταβολή της παραγόμενης στον πυρήνα μαγνητικής ροής ϕ , ως προς την επιβαλλόμενη μαγνητεγερτική δύναμη $M = Ni$, προκύπτει η καμπύλη του παρακάτω σχήματος (σχήμα 158). Η καμπύλη αυτή, ονομάζεται *καμπύλη μαγνήτισης* (*magnetization curve*) του σιδηρομαγνητικού υλικού.



Σχήμα 158: Τυπική καμπύλη μαγνήτισης των σιδηρομαγνητικών υλικών.

Από την καμπύλη μαγνήτισης παρατηρούμε ότι, η μαγνητική ροή αυξάνει αρχικά αργά με το ρεύμα. Κατόπιν, έχουμε μια σχεδόν γραμμική μεταβολή της ροής. Στη συνέχεια, η μεταβολή της μαγνητικής ροής ως προς τη μαγνητεγερτική δύναμη, περιορίζεται σταδιακά και τελικά πέρα από

κάποια τιμή της μαγνητεγερτικής δύναμης, η ροή παραμένει σχεδόν αμετάβλητη. Η περιοχή όπου η καμπύλη τείνει να γίνει οριζόντια, ονομάζεται, **περιοχή κορεσμού**. Στην περιοχή κορεσμού, η μαγνητική ροή έχει φθάσει τη μέγιστη τιμή της και μεταβάλλεται ελάχιστα με την επιβαλλόμενη μαγνητεγερτική δύναμη. Η γραμμική περιοχή της καμπύλης, ονομάζεται, **ακόρεστη περιοχή**. Στην ακόρεστη περιοχή, η ροή μεταβάλλεται γραμμικά με τη μαγνητεγερτική δύναμη. Η **περιοχή μετάβασης**, από τη γραμμική περιοχή στην περιοχή κορεσμού, ονομάζεται **γόνατο** της καμπύλης. Οι ηλεκτρικές μηχανές λειτουργούν κοντά στο γόνατο της καμπύλης μαγνήτισης. Έτσι, η μαγνητική τους ροή δεν μεταβάλλεται γραμμικά με τη διέγερση. Σε αυτό το σημείο καλό είναι να δούμε αναλυτικότερα τις μεθόδους παραγωγής μαγνητικού πεδίου αλλά και ποιες από αυτές χρησιμοποιήθηκαν για την προσομοίωση του μοντέλου μας. Τα αποτελέσματά μας παρατίθενται στο τέλος κάθε μεθόδου.

7.3

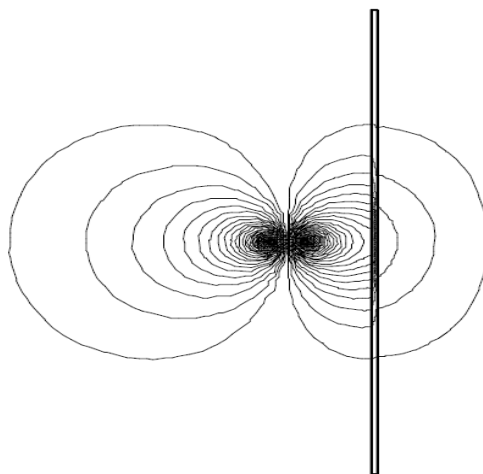
Calculation methods and boundary conditions

Γενικά, η θεωρητική ανάλυση μαγνητικών πεδίων χαμηλής συχνότητας είναι μία πολύπλοκη διαδικασία. Τα κυρίαρχα προβλήματα πηγάζουν τόσο από την πολυπλοκότητα της γεωμετρίας της θωρακίσεως αλλά και της πηγής όσο και από την μη – γραμμικότητα των υλικών που χρησιμοποιούνται (π.χ., *saturation* και *hysteresis*). Αυτά μπορούν να οδηγήσουν σε πιο σύνθετα υπολογιστικά μοντέλα, κάνοντας την ανάλυση μας λιγότερο βολική. Παρόλα αυτά, μπορούμε να επιτύχουμε μία αναλυτική λύση των συγκεκριμένων πεδίων, χρησιμοποιώντας μία πιο απλοποιημένη και ιδανική γεωμετρία, με γραμμικότητα στις ιδιότητες του μέσου. Βεβαίως, πρέπει πάντα να προσέχουμε να μην υπεραπλουστεύσουμε το μοντέλο μας, γιατί αυτό μπορεί να μας οδηγήσει σε αποκλίσεις, με αποτέλεσμα να μην είναι πειραματικά εφαρμόσιμη η συγκεκριμένη ανάλυση. Για το λόγο αυτό, χρησιμοποιούμε μεθόδους αναλύσεως, οι οποίες περιέχουν μεγαλύτερους όρους από τους πρώτου βαθμού.

7.3.1 Infinite Plane

Η απείρου μήκους επιφάνεια, έχει μελετηθεί σαν μία κανονική γεωμετρία (*canonical geometry*) για τον σχεδιασμό ηλεκτρομαγνητικών θωρακίσεων (*EM shields*). Η «ασπίδα» μας, αποτελείται από ένα απείρως μεγάλο διδιάστατο φύλλο μετάλλου, πάχους D , με μεγάλες τιμές αγωγιμότητας σ και μεγάλες τιμές σχετικής διαπερατότητας, μ_r . Το φύλλο αυτό, χωρίζει το χώρο εξ' ολοκλήρου από την πηγή, η οποία παράγει το χαμηλής συχνότητας και χαμηλής επαγωγής μαγνητικό πεδίο. Οι πηγές που χρησιμοποιούνται για την παραγωγή του πεδίου, μπορεί να είναι μία γραμμή μεταφοράς, π.χ. ένα καλώδιο (*line current*), ένα κυκλικός βρόχος (*wire loop*), ένα μαγνητικό δίπολο (*magnetic dipole*) ή ένας μόνιμος μαγνήτης (*permanent magnet*). Όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 159), παρόλο που θωράκιση έχει επεκταθεί αρκετά, κάποιες δυναμικές γραμμές έχουν εισχωρήσει στην προστατευμένη περιοχή. Αυτό, όπως αναφέραμε και πιο πάνω, εξαρτάται από την συχνότητα του μαγνητικού και από τις ιδιότητες του υλικού της εκάστοτε «ασπίδας». Στις

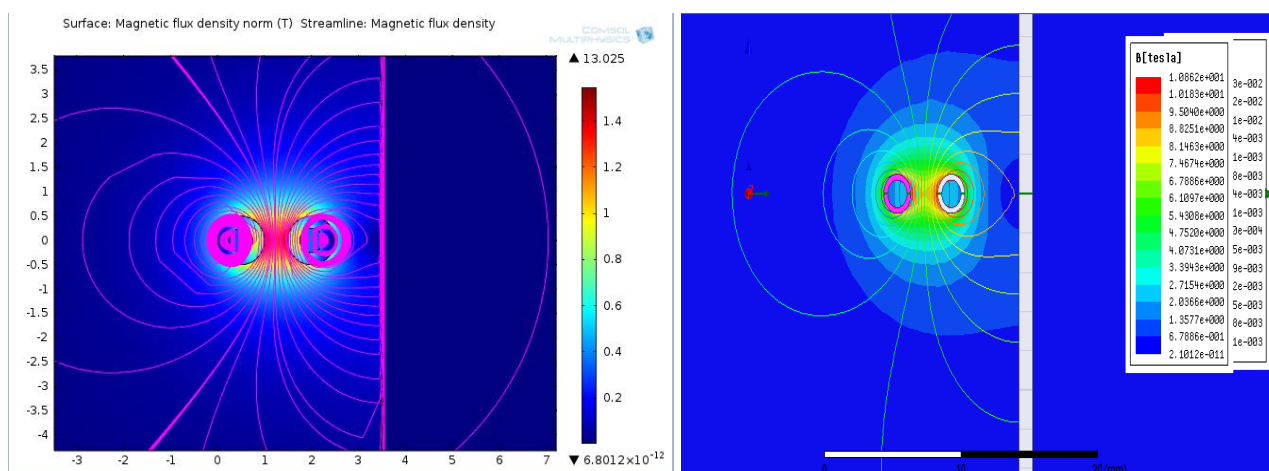
επόμενες σελίδες δίνουμε τις ακριβείς λύσεις τέτοιων προβλημάτων, περιληπτικά, αλλά και κάποιες προσεγγιστικές λύσεις, οι οποίες μας δίνουν μία πρώτης ποιότητας εσποπτεία στην κατανόηση των μηχανισμών που διέπουν την τεχνική της μαγνητικής θωρακίσεως.



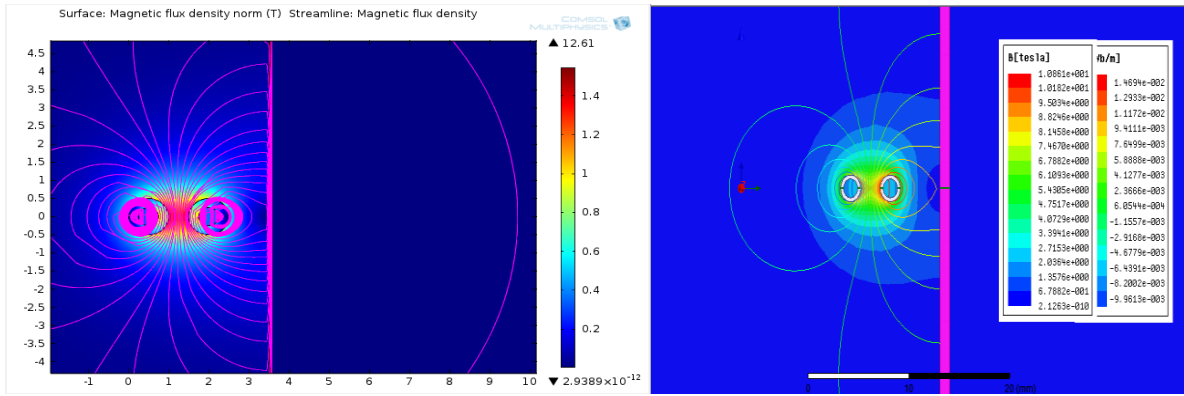
Σχήμα 159: Η κατανομή της μαγνητικής επαγωγής με παρουσία ενός απείρως μεγάλου φύλλου θωρακίσεως. Το μαγνητικό πεδίο παράγεται από ένα ζεύγος ρευμάτων.

SIMULATION RESULTS

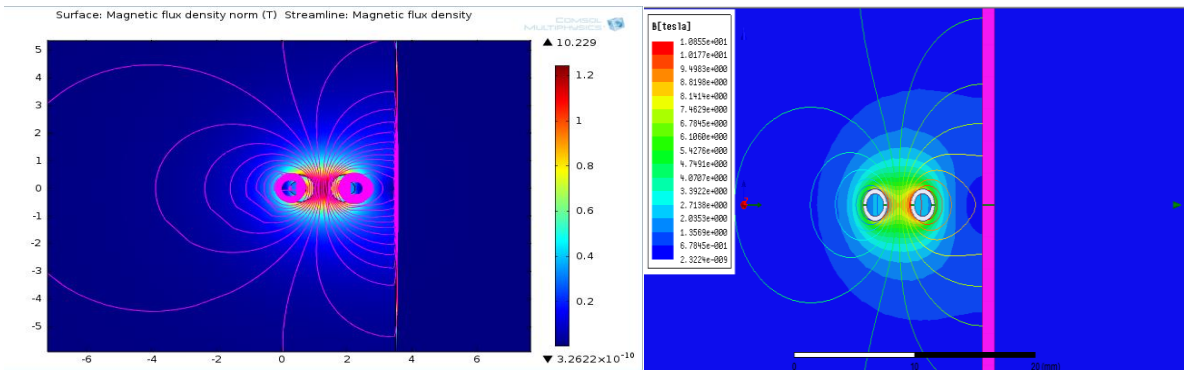
Σε αυτό το σημείο, παραθέτουμε τα αποτελέσματά μας (σχήμα 160) από την προσομοίωση του συγκεκριμένου μοντέλου, με τα λογισμικά *Ansoft Maxwell 14.0* και *Comsol Multiphysics*. Τα σχήματα και από τα δύο λογισμικά δίνονται μαζί, για να μπορεί να γίνει έλεγχος της εγκυρότητας των προγραμμάτων αλλά και της συμφωνίας ή μη των αποτελεσμάτων μας. Στην αρχή, δοκιμάσαμε το μοντέλο μας για σταθερό πάχος, ίσο με **1mm** και για διάφορες τιμές της σχετικής διαπερατότητας.



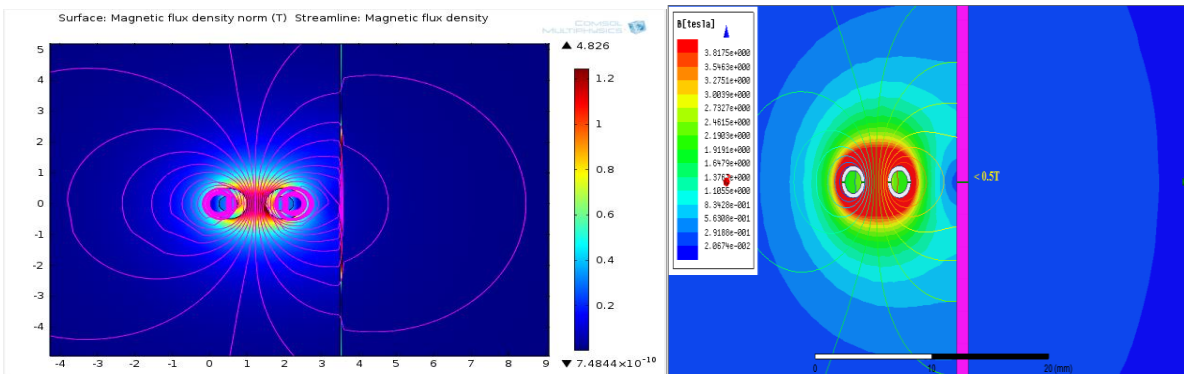
Σχήμα 160: Προσομοίωση μ – metal, thickness = 1mm και $\mu_r = 70000$.



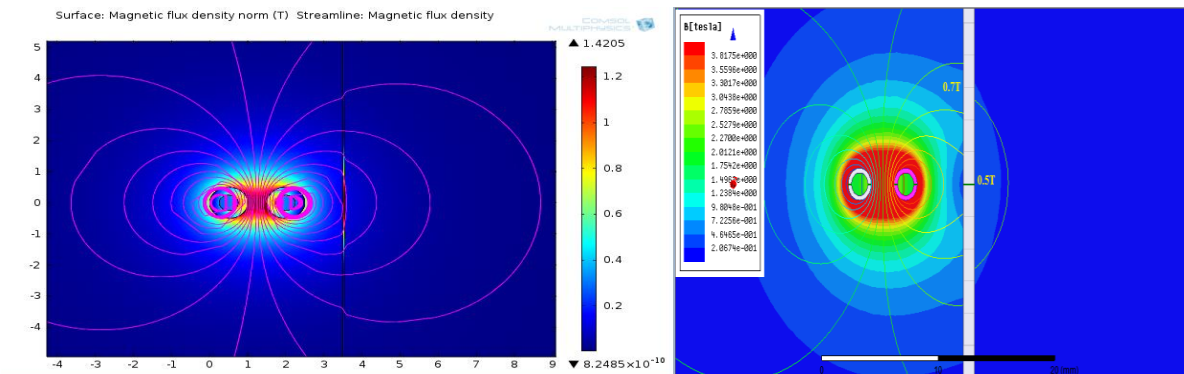
Σχήμα160a: Προσομοίωση μ – metal, thickness = 1mm και $\mu_r = 7000$. (αριστερά: Comsol, δεξιά: Maxwell)



Σχήμα 160b: Προσομοίωση μ – metal, thickness = 1mm και $\mu_r = 700$. (αριστερά: Comsol, δεξιά: Maxwell)

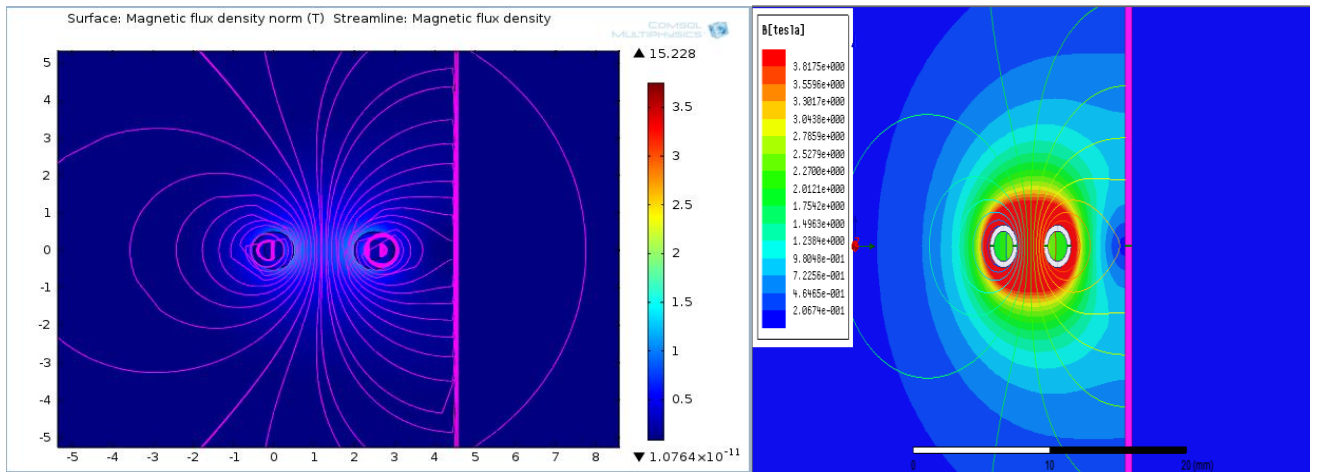


Σχήμα 160c: Προσομοίωση μ – metal, thickness = 1mm και $\mu_r = 70$. (αριστερά: Comsol, δεξιά: Maxwell)

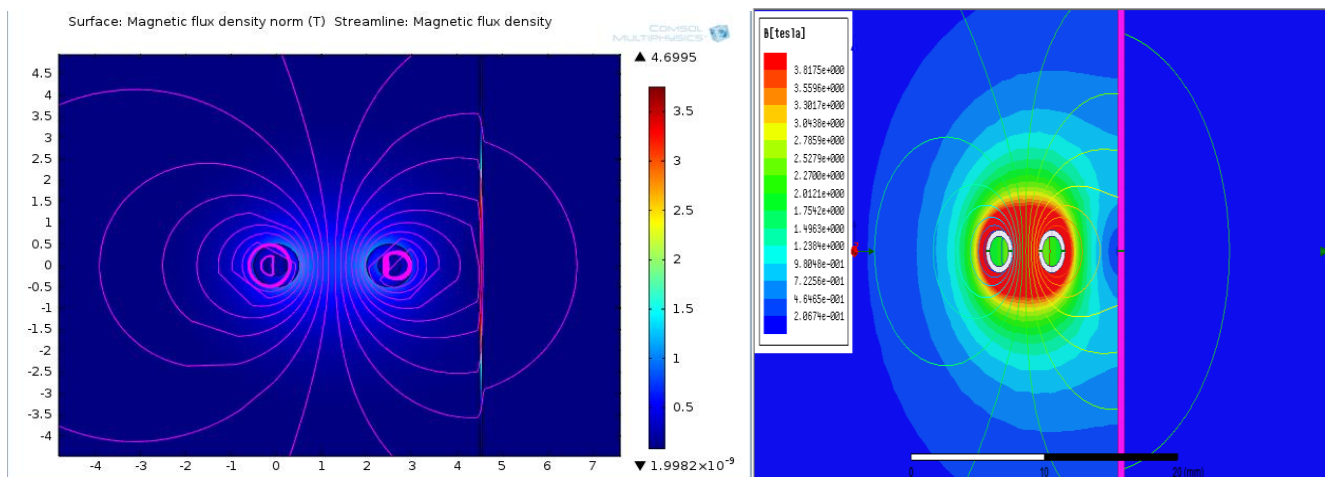


Σχήμα 160d: Προσομοίωση μ – metal, thickness = 1mm και $\mu_r = 10$. (αριστερά: Comsol, δεξιά: Maxwell).

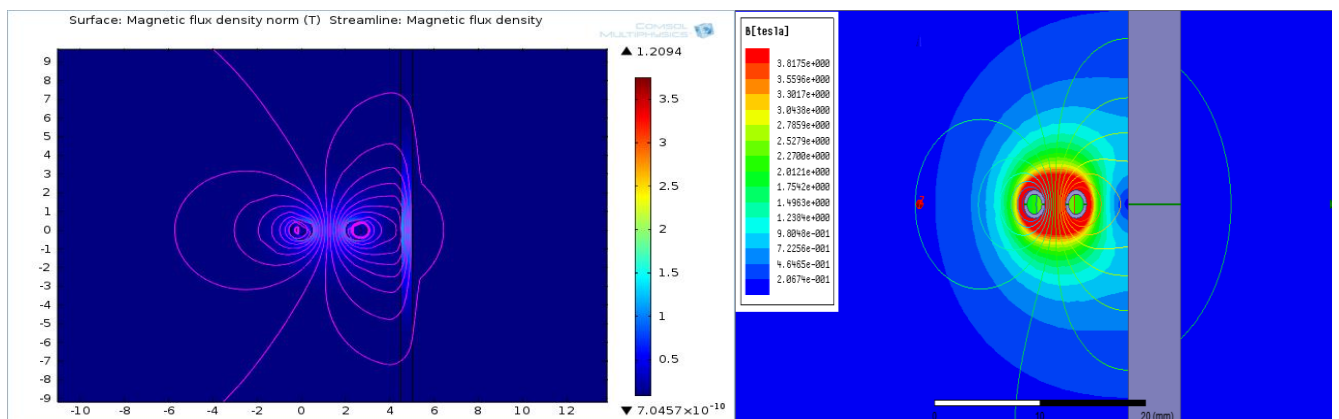
Τώρα θα δοκιμάσουμε κάποιες προσομοιώσεις κρατώντας σταθερή την *relative permeability*, $RP = 70000$ και $RP = 70$ για διαφορετικά *thickness*, χ του μ - metal αντίστοιχα (στα περισσότερα μοντέλα για το Maxwell θα παραθέσουμε μόνο σχήματα με $RP = 70$). Η συγκεκριμένη προσομοίωση έγινε για να βρούμε το ιδανικό *thickness* της θωράκισης και μία «ικανή» τιμή σχετικής διαπερατότητας.



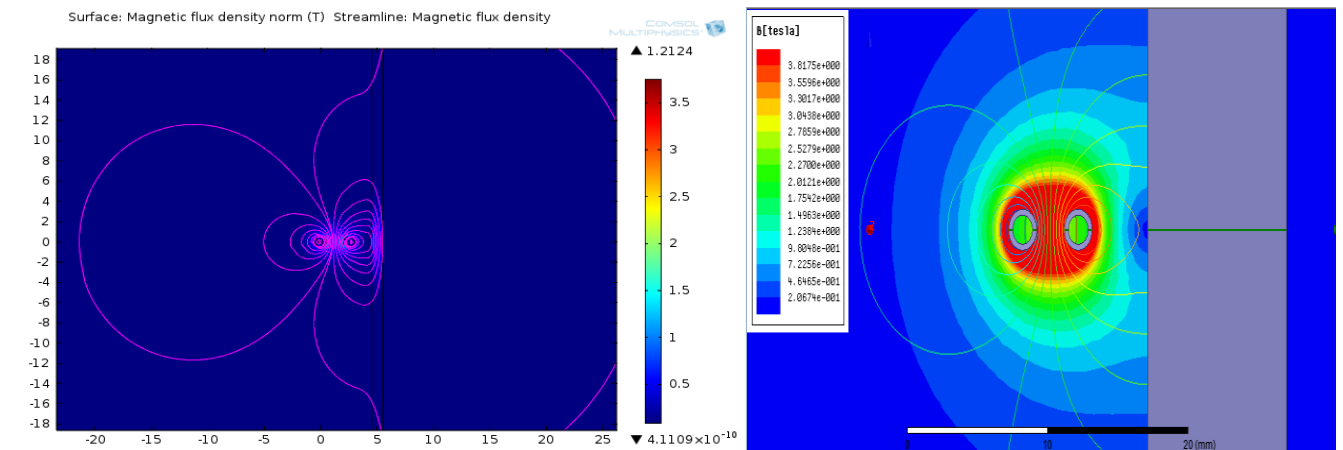
Σχήμα 161a: Προσομοίωση μ - metal, *thickness* = 0,5mm και $\mu_r = 70000$. (αριστερά: Comsol, δεξιά: Maxwell).



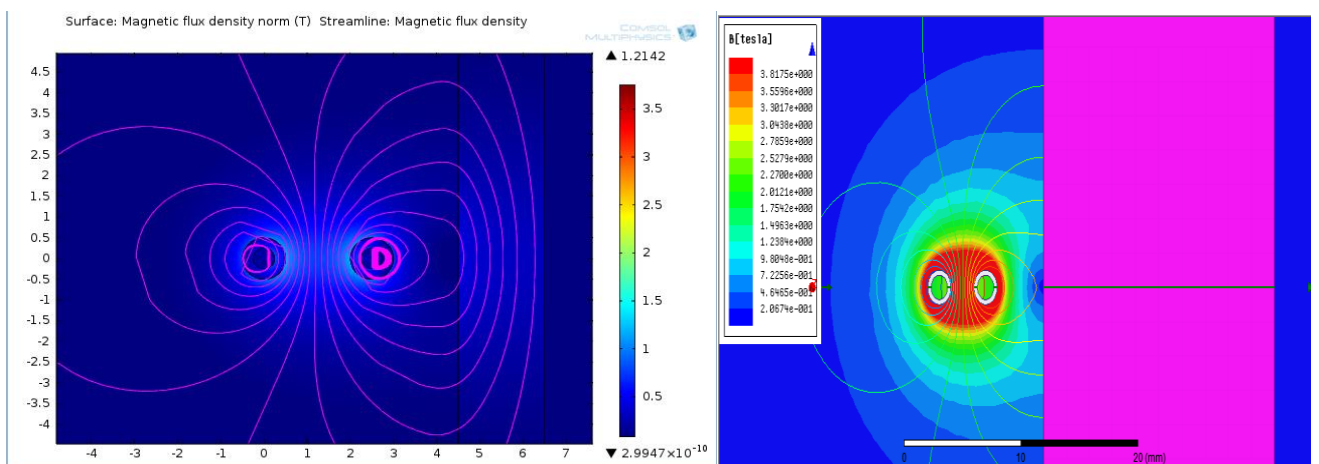
Σχήμα 161b: Προσομοίωση μ - metal, *thickness* = 0,5mm και $\mu_r = 70$. (αριστερά: Comsol, δεξιά: Maxwell).



Σχήμα 161c: Προσομοίωση μ - metal, *thickness* = 5mm και $\mu_r = 70$. (αριστερά: Comsol, δεξιά: Maxwell)



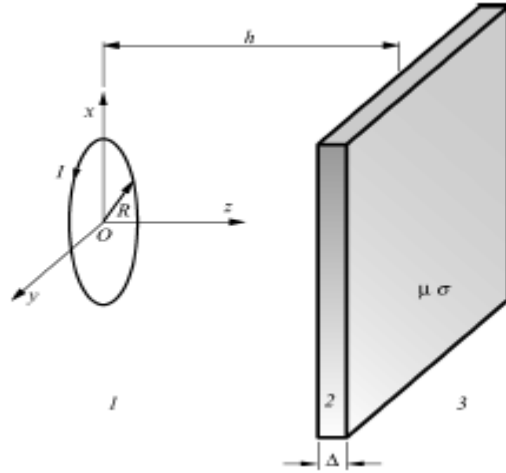
Σχήμα 161d: Προσομοίωση μ – metal, **thickness** = 1cm και $\mu_r = 70$. (αριστερά: Comsol, δεξιά: Maxwell).



Σχήμα 161e: Προσομοίωση μ – metal, **thickness** = 2cm και $\mu_r = 70$. (αριστερά: Comsol, δεξιά: Maxwell).

7.3.2 Parallel loop

Η λύση ενός προβλήματος βρόχου ρεύματος παράλληλου (*parallel loop*) στο επίπεδο της θωράκισης, μπορεί να δοθεί με τη βοήθεια του διανυσματικού δυναμικού, A (*magnetic vector potential*). Η γεωμετρία του προβλήματος φαίνεται στο επόμενο σχήμα (σχήμα 162), προτρέποντάς μας να βρούμε τη λύση στο κυλινδρικό σύστημα συντεταγμένων, το κέντρο του οποίου θα βρίσκεται στο κέντρο του βρόχου. Λόγω της συμμετρίας του προβλήματος, το διανυσματικό δυναμικό, A , θα έχει μόνο την συνιστώσα στο ϕ , δηλαδή την A_ϕ , η οποία θα είναι ανεξάρτητη από τη συντεταγμένη ϕ , διότι στις χαμηλές συχνότητες λειτουργίας του βρόχου, η ακτίνα του, R , είναι πολύ μικρότερη από το μήκος κύματος του πεδίου. Συνεπώς, κάθε διάδοση ρεύματος στο βρόχο μπορεί να αμεληθεί ενώ το ρεύμα κατά μήκος του θα είναι ομοιόμορφο, σταθερό και ίσο με I . Ακόμη, για μία μαγνητική ψευδο – στατική προσέγγιση (*quasi-stationary approximation*), τα ρεύματα μετατόπισης επάνω στη θωράκιση μπορούν να αμεληθούν.



Σχήμα 162: Κυκλικός βρόχος ρεύματος παράλληλος σε άπειρο επίπεδο.

Με βάση τις παραπάνω υποθέσεις, οι κυματικές εξισώσεις που περιγράφουν το πρόβλημά μας στον αέρα και εντός του υλικού της θωράκισης, μπορούν να γραφούν με την ακόλουθη μορφή:

$$\begin{cases} \nabla^2 A_\varphi + k_0^2 A_\varphi = 0 \\ \nabla^2 A_\varphi - \gamma^2 A_\varphi = 0 \end{cases} \quad (\Sigma\Gamma)$$

όπου, το k_0 , είναι ο κυματάριθμος του ελεύθερου χώρου (*free-space wavenumber*) και $\gamma = \sqrt{j\omega\mu_0\mu_r\sigma}$, η σταθερά διάδοσης σε ένα αγώγιμο μέσο. Άρα, μπορούμε να γράψουμε,

$$\nabla^2 A_\varphi = \left(\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) A_\varphi \quad (\Sigma)$$

Μετά την εφαρμογή της τεχνικής «των χωριζόμενων μεταβλητών», η λύση της διαφορικής εξίσωσης (ΣΤ), στις τρεις περιοχές του χώρου, η οποία φαίνεται στο παραπάνω σχήμα (σχήμα 162), μπορεί να γραφεί ως ακολούθως [83], [84].

$$A_\varphi^{(1)}(\rho, z) = \frac{\mu_0 R I}{2} \int_0^{+\infty} \frac{\lambda}{\tau_0} J_1(\lambda R) J_1(\lambda \rho) [e^{-\tau_0 |z|} + k_1(\lambda) e^{+\tau_0 |z|}] d\lambda \quad (\text{H}\alpha)$$

$$A_\varphi^{(2)}(\rho, z) = \frac{\mu_0 R I}{2} \int_0^{+\infty} \frac{\lambda}{\tau_0} J_1(\lambda R) J_1(\lambda \rho) [k_2 e^{-\tau z} + k_3(\lambda) e^{+\tau z}] d\lambda \quad (\text{H}\beta)$$

$$A_\varphi^{(3)}(\rho, z) = \frac{\mu_0 R I}{2} \int_0^{+\infty} \frac{\lambda}{\tau_0} J_1(\lambda R) J_1(\lambda \rho) [k_4(\lambda) e^{-\tau_0 z}] d\lambda \quad (\text{H}\gamma)$$

όπου, $J(\cdot)$, είναι η πρώτης τάξης και α' είδους *συνάρτηση Bessel*, καθώς έχουμε, $\tau_0 = \sqrt{\lambda^2 - k_0^2}$ και $\tau = \sqrt{\lambda^2 - \gamma^2}$. Στη σχέση (Hα), ο πρώτος όρος είναι το διανυσματικό δυναμικό που προκαλείται από το βρόχο όταν δεν υπάρχει θωράκιση. Αν εφαρμόσουμε τώρα τις συνοριακές συνθήκες στις δύο επιφάνειες του φύλλου (*sheet*), δηλαδή, την απαίτηση της συνέχειας της εφαπτομενικής συνιστώσας του ηλεκτρικού πεδίου (A_φ) και τη συνέχεια εφαπτομενικής συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου ($\frac{\partial A_\varphi}{\partial z}$), τότε, μπορούν να υπολογιστούν οι τέσσερις άγνωστοι παράμετροι $k_i(\lambda)$.

Από τη στιγμή που το μαγνητικό διανυσματικό δυναμικό στην περιοχή (3), έχει προσδιοριστεί με και χωρίς θωράκιση, μπορούμε να βρούμε τη z – συνιστώσα της μαγνητικής επαγωγής στο σημείο παρατήρησης, με αποτέλεσμα να είμαστε πλέον σε θέση να προσδιορίσουμε την αποδοτικότητα της θωράκισης, SE , με τον παρακάτω τύπο:

$$SE = \left| \frac{1}{4\mu_r} \frac{\int_0^{+\infty} \frac{\lambda^2}{\tau_0} J_1(\lambda R) J_0(\lambda \rho) e^{-\tau_0 z} d\lambda}{\int_0^{+\infty} K \frac{\tau \lambda^2}{\tau_0^2} J_1(\lambda R) J_0(\lambda \rho) e^{-\tau_0 z - (\tau - \tau_0) \Delta} d\lambda} \right| \quad (\Theta)$$

με την παράμετρο K , να δίνεται από την σχέση

$$K = \left[\left(\frac{\tau}{\tau_0} + \mu_r \right)^2 - \left(\frac{\tau}{\tau_0} - \mu_r \right)^2 e^{-2\tau \Delta} \right]^{-1} \quad (\text{I})$$

Σε αυτό το σημείο, μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι η αποδοτικότητα, SE , είναι ανεξάρτητη από το χώρο μεταξύ πηγής – θωράκισης. Αυτό είναι ένα πολύ ενδιαφέρον συμπέρασμα, το οποίο όπως έχει αποδειχθεί συγκλίνει αρκετά καλά με τις πειραματικές τιμές [83– 86]. Όταν το $\rho = 0$, τότε ο αριθμητής της σχέσης (Θ), μπορεί να υπολογιστεί αναλυτικά, δίνοντας

$$\left| \left(jk_0 R + \frac{R}{\sqrt{R^2 + z^2}} \right) \frac{e^{-jk_0 \sqrt{R^2 + z^2}}}{R^2 + z^2} \right| \quad (\text{IA})$$

το οποίο μπορεί να απλοποιηθεί κι άλλο, αν βρεθούμε στο όριο των πολύ χαμηλών συχνοτήτων, δηλαδή, στο στατικό όριο, δίνοντας μας, $R(R^2 + z^2)^{-3/2}$. Σε διάφορες μελέτες (π.χ., Bannister [85], [86]), υπάρχουν πολύ καλές προσεγγιστικές μέθοδοι για τον υπολογισμό της SE , σε ομοαξονικούς βρόχους για ηλεκτρικώς λεπτά και παχιά τοιχώματα.

Στην περίπτωση των *χαμηλών συχνοτήτων*, μπορούν να χρησιμοποιηθούν *ψεύδο – προσεγγίσεις* (*quasi – near approximations*), ως εξής: όταν η μετρούμενη απόσταση, $L = \sqrt{R^2 + (z - \Delta)^2}$, είναι πολύ μικρότερη από το μήκος κύματος, δηλαδή, $L \ll \lambda_0$, η σταθερά διάδοσης στον αέρα μπορεί να αμεληθεί στον υπολογισμό του τ_0 , το οποίο συμπίπτει με την μεταβλητή ολοκλήρωσης, λ . Όταν η μετρούμενη απόσταση, L , είναι πολύ μεγαλύτερη από το επιδερμικό βάθος (*skin depth*) στην θωράκιση ($L \gg \delta$) και το πάχος τις θωράκισης είναι τουλάχιστον δύο φορές μεγαλύτερο από το επιδερμικό βάθος ($\Delta > 2\delta$), τότε η μεταβλητή ολοκλήρωσης, λ , μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα στον υπολογισμό του t , ο οποίος γίνεται ίσος με την σταθερά διαδόσεως, γ . Με βάση τις συγκεκριμένες υποθέσεις, η σχέση (Θ), με $\rho = 0$, μπορεί να υπολογιστεί αναλυτικά, δίνοντας

$$SE_{dB} = 8.686 \frac{\Delta}{\delta} + 20 \log \left[\frac{L}{8.485 \mu_r \delta} \frac{L}{z - \Delta} \left(\frac{L}{\sqrt{R^2 + z^2}} \right)^3 \right] \quad (\text{IB})$$

με έναν επιπρόσθετο περιορισμό, $L \gg \delta \mu_r$. Από την άλλη πλευρά, αν υποθέταμε ότι $L \ll \delta \mu_r$ τότε, το αποτέλεσμα θα ήταν

$$SE_{dB} = 8.686 \frac{\Delta}{\delta} + 20 \log \left[\frac{\mu_r \delta L (L+z-\Delta)}{5.657} \left(\frac{1}{\sqrt{R^2+z^2}} \right)^3 \right] \quad (\text{II})$$

Ο πρώτος όρος στις παραπάνω εξισώσεις, περιγράφει τον **παράγοντα απορρόφησης**, A , της θεωρίας – TL των επίπεδων θωρακίσεων (TL theory of planar shields). Ο δεύτερος όρος, περιγράφει τον **παράγοντα ανάκλασης**, R , ο οποίος βασίζεται στο κακό ταιρίασμα (**mismatch**) μεταξύ της χαρακτηριστικής σύνθετης αντίστασης (**characteristic impedance**) του προσπίπτοντος κύματος και της πραγματικής αντιστάσεως του κύματος εντός του αγωγίμου υλικού.

Στο όριο των **υψηλών συχνοτήτων**, η μετρούμενη απόσταση, L , είναι συγκρίσιμη με το μήκος κύματος, γι' αυτό η πρώτη ψεύδο – προσέγγιση (**first quasi – near approximation**) δεν είναι πλέον χρήσιμη. Παρόλα αυτά, η δεύτερη ψεύδο – προσέγγιση (**second quasi – near approximation**), μπορεί να χρησιμοποιηθεί ($L \gg \delta$). Επίσης, ο επιπρόσθετος περιορισμός, $L \gg \delta \mu_r$, μπορεί να εφαρμοστεί, μίας και αποτελεί μία πολύ καλή προσέγγιση στις περισσότερες των περιπτώσεων στο όριο των υψηλών συχνοτήτων. Με βάση τώρα αυτές τις υποθέσεις, η σχέση (II) μπορεί να γραφεί με τη μορφή,

$$SE_{dB} = 8.686 \frac{\Delta}{\delta} + 20 \log \left[\frac{L}{2.828 \mu_r \delta} \frac{L}{z-\Delta} \left(\frac{L}{\sqrt{R^2+z^2}} \right)^3 \frac{1+jk_0\sqrt{R^2+z^2}}{3+3jk_0L-k_0^2L^2} \right] \quad (\text{IA})$$

Άλλες προσεγγιστικές μέθοδοι έχουν βρεθεί από τον Dahlberg [87],[88]. Αν χρησιμοποιήσουμε τους περιορισμούς, $L \gg \delta \mu_r$ και $L \gg \frac{\delta \mu_r^2}{\Delta}$ (οι περιορισμοί αυτοί χρησιμοποιούνται όταν κυρίαρχος μηχανισμός είναι ο **eddy - current cancellation**), τότε η αποδοτικότητα, SE , θα είναι

$$SE = \left| j\gamma \frac{\sinh(\gamma\Delta)}{4\gamma} \frac{\sqrt{1+\left(\frac{z}{R}\right)^2 + \frac{z}{R}}}{1+\left(\frac{z}{R}\right)^2} \right| \quad (\text{IE})$$

Αν τώρα χρησιμοποιήσουμε τους περιορισμούς, $L \ll \delta \mu_r$ και $L \ll \frac{\delta \mu_r^2}{\Delta}$ (οι περιορισμοί αυτοί χρησιμοποιούνται όταν κυρίαρχος μηχανισμός είναι ο **flux shunting**), τότε η αποδοτικότητα, SE , θα είναι

$$SE = \left| \mu_r \frac{\sinh(\gamma\Delta)}{4\gamma} \frac{\sqrt{1+\left(\frac{z}{R}\right)^2 + \frac{z}{R}}}{1+\left(\frac{z}{R}\right)^2} \right| \quad (\text{IT})$$

Η **προσέγγιση Bannister**, είναι ακριβής μόνο στο εύρος των πολύ υψηλών συχνοτήτων, καθώς η **προσέγγιση Dahlberg**, παρουσιάζει καλύτερη ακρίβεια σε όλο το «παράθυρο» συχνοτήτων. Τέλος η **προσέγγιση TL**, είναι ακριβής μόνο όταν έχουμε σωστή κυματική εμπέδηση [89],[90].

7.3.3 Perpendicular loop

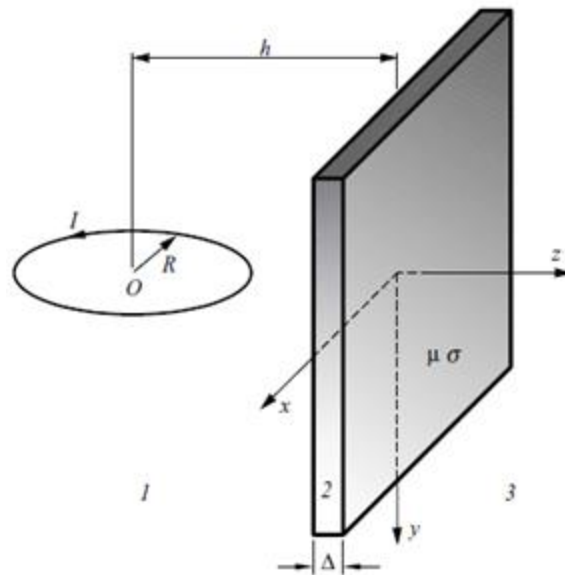
Το μοντέλο που παρουσιάζεται εδώ, είναι αυτό της θωρακίσεως μίας περιοχής του χώρου από το πεδίο ενός κάθετου, προς το επίπεδο της επιφάνειας θωράκισης, κυκλικού βρόχου όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 163). Η λύση του συγκεκριμένου προβλήματος, δίνεται με βάση το διανυσματικό δυναμικό δεύτερης τάξης, W , το οποίο συνδέεται με το διανυσματικό δυναμικό πρώτης τάξης, μέσω της σχέσης: $\mathbf{A} = \nabla \chi W$. Η πλήρης έκφραση του W , είναι η ακόλουθη

$$W = uW_1 + u \times \nabla W_2 \quad (\text{I}\mathbf{Z})$$

όπου, W_1 και W_2 , είναι δύο βαθμωτές συναρτήσεις και u , ένα τυχαίο διάνυσμα, το οποίο θεωρείται ίσο με το μοναδιαίο διάνυσμα u_y (αναλόγως πάντα με το σύστημα συντεταγμένων που χρησιμοποιούμε, είναι εύκολο να δείξουμε ότι η μαγνητική επαγωγή στον αέρα δεν εξαρτάται από τις συνιστώσες του W , x και z). Η εξίσωση (I\mathbf{Z}), περιγράφει ένα πεδίο, το οποίο είναι η συμβολή δύο όρων, ενός εγκάρσιου ηλεκτρικού πεδίου και ενός εγκάρσιου μαγνητικού πεδίου, με βάση το διάνυσμα u . Αν χρησιμοποιήσουμε την ψευδο - στατική προσέγγιση (*quasi-stationary approximation*), με $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$, τότε οι δύο βαθμωτές συναρτήσεις $W_i (i = 1,2)$, ικανοποιούν τις ακόλουθες δύο διαφορικές εξισώσεις:

$$\begin{cases} \nabla^2 W_i = 0 & (\text{I}\mathbf{H}\alpha) \\ \nabla^2 W_i = \gamma^2 W_i & (\text{I}\mathbf{H}\beta) \end{cases}$$

στον ελεύθερο χώρο και στο αγωγίμο μέσο αντίστοιχα.



Σχήμα 163: Κυκλικός βρόχος ρεύματος κάθετος σε άπειρο επίπεδο.

Συνέπεια αυτού, η μαγνητική επαγωγή προσδιορίζεται από την σχέση

$$\mathbf{B} = \nabla \times (\nabla \times \mathbf{W}) = \left(\frac{\partial^2 W_1}{\partial x \partial y} + j\omega\mu_0\mu_r\sigma \frac{\partial W_2}{\partial z} \right) \mathbf{u}_x + \left(\frac{\partial^2 W_1}{\partial y^2} + j\omega\mu_0\mu_r\sigma W_2 \right) \mathbf{u}_y + \left(\frac{\partial^2 W_1}{\partial y \partial z} - j\omega\mu_0\mu_r\sigma \frac{\partial W_2}{\partial x} \right) \mathbf{u}_z \quad (\text{I}\Theta)$$

η οποία μας δείχνει ότι, το \mathbf{W}_2 , δεν συνεισφέρει στην μαγνητική επαγωγή στον ελεύθερο χώρο και γι' αυτό μπορεί να αμεληθεί. Το πεδίο που εκπέμπεται από έναν βρόχο, είναι ένα εγκάρσιο ηλεκτρικό πεδίο, το οποίο εξαρτάται από τον άξονα, συνεπώς το \mathbf{W}_1 , υπάρχει και στα δύο μέσα, ενώ το \mathbf{W}_2 , εμφανίζεται μόνο στο αγωγίμο μέσο. Όσον αφορά το πρόβλημα με την ομοαξονική θωράκιση, το ρεύμα, I , από την πηγή, θεωρείται σταθερό και ανεξάρτητο της γωνιακής θέσης (*angular position*). Επίσης, άλλη μία σημαντική απλοποίηση στην μαθηματική ανάλυση του προβλήματός μας, εισάγεται από το όριο των χαμηλών συχνοτήτων, όπου έχουμε, $\exp(j\mathbf{k}_0\mathbf{r}) \cong 1$. Με βάση τις υποθέσεις αυτές και τη χρήση του διπλού ολοκληρώματος Fourier [91], μπορούμε να εξάγουμε τις εκφράσεις για το δεύτερης τάξης δυναμικό στις τρεις περιοχές του χώρου, οι οποίες μπορούν να γραφούν ως εξής:

$$W_1^{(1)}(x, y, z) = \frac{\mu_0 I R}{\pi} \int_0^{+\infty} \int_0^{+\infty} \left[-\frac{I_1(\beta R)}{\beta D_1} e^{-D_1|z+d|} + k^{(1)}(\alpha, \beta) e^{D_1 z} \right] \cos(\alpha x) \cos(\beta y) d\alpha d\beta \quad (\mathbf{K1})$$

$$W_i^{(2)}(x, y, z) = \frac{\mu_0 I R}{\pi} \int_0^{+\infty} \int_0^{+\infty} [k_i^{(2)}(\alpha, \beta) e^{-D_2 z} + k_i'^{(2)}(\alpha, \beta) e^{+D_2 z}] \cos(\alpha x) \cos(\beta y) d\alpha d\beta \quad (\mathbf{K2})$$

$$W_1^{(3)}(x, y, z) = \frac{\mu_0 I R}{\pi} \int_0^{+\infty} \int_0^{+\infty} [k^{(3)}(\alpha, \beta) e^{D_1 z}] \cos(\alpha x) \cos(\beta y) d\alpha d\beta \quad (\mathbf{K3})$$

όπου, το $D_1 = \sqrt{a^2 + \beta^2}$ και $D_2 = \sqrt{a^2 + \beta^2 + j\omega\mu\sigma}$. Στην σχέση (K1), ο πρώτος όρος, παριστάνει το δεύτερης τάξης δυναμικό, λόγω του βρόχου, απουσία θωρακίσεως. Εφαρμόζοντας την συνθήκη συνέχειας στην κάθετη αλλά και στην εφαπτομενική συνιστώσα της μαγνητικής επαγωγής στις δύο επιφάνειες (*air-shield interfaces*) της θωράκισης, μπορούμε να υπολογίσουμε τους έξι συντελεστές, $k^{(1)}$, $k_1^{(2)}$, $k_2^{(2)}$, $k_1'^{(2)}$, $k_2'^{(2)}$, $k^{(3)}$. Όταν προσδιοριστούν οι συγκεκριμένοι συντελεστές, τότε μπορούμε να υπολογίσουμε την μαγνητική επαγωγή στο χώρο με ή χωρίς θωράκιση και κατ' επέκταση την αποδοτικότητα, SE [92,93]. Άρα, η αποδοτικότητα θα είναι:

$$SE = \left| \frac{\int_0^{+\infty} \int_0^{+\infty} \frac{\beta I_1(\beta R)}{D_1} e^{-D_1|z-h|} \cos(\alpha x) \cos(\beta y) d\alpha d\beta}{\int_0^{+\infty} \int_0^{+\infty} \frac{4\beta I_1(\beta R) D_3}{D_4} e^{-(D_2-D_1)\Delta} \cos(\alpha x) e^{-D_1|z-h|} \cos(\beta y) d\alpha d\beta} \right| \quad (\mathbf{KA})$$

Αν χρησιμοποιήσουμε την προσέγγιση του «μικρού – διπόλου» (*small – dipole*), τότε ο συγκεκριμένος βρόχος μπορεί να προσομοιωθεί από ένα μικρό δίπολο, του οποίου το διάνυσμα της μαγνητικής ροπής του, είναι ίσο με $\mathbf{M} = \mu_0 \pi R^2 I \mathbf{u}$. Παρουσιάζοντας τώρα, τα πεδία που παράγονται από το στοιχειώδες δίπολο στο πεδίο των φασμάτων (*spectral domain*), [94][95], η αποδοτικότητα, SE , σε έναν παράλληλο βρόχο (*parallel loop*), μπορεί να υπολογιστεί ως εξής:

$$SE = \left| \frac{\int_0^{+\infty} \xi^3 \zeta^{-1} e^{-\zeta k_0(z+d)} J_0(\xi k_0 \rho) d\xi}{\int_0^{+\infty} T_{TE}(\xi) \xi^3 \zeta^{-1} e^{-\zeta k_0(z+d)} J_0(\xi k_0 \rho) d\xi} \right| \quad (\mathbf{KB})$$

καθώς στην περίπτωση του κάθετου βρόχου (*perpendicular loop*), θα έχουμε:

$$SE = \left| \frac{\int_0^{+\infty} [\xi \zeta^{-1} J_+(\xi k_0 \rho) - \xi \zeta J_-(\xi k_0 \rho)] e^{-\zeta k_0 (z+d)} d\xi}{\int_0^{+\infty} [T_{TM}(\xi) \xi \zeta^{-1} J_+(\xi k_0 \rho) - T_{TM}(\xi) \xi \zeta J_-(\xi k_0 \rho)] e^{-\zeta k_0 (z+d)} d\xi} \right| \quad (\text{ΚΓ})$$

όπου, $J_{\pm}(\cdot) = \frac{1}{2} [J_0(\cdot) \pm J_2(\cdot)]$. Στις δύο αυτές τελευταίες σχέσεις, τις (ΚΒ) και (ΚΓ), χρησιμοποιήθηκε το κυλινδρικό σύστημα συντεταγμένων, όπου στην καθεμία από τις περιπτώσεις, ο άξονας z , είναι κάθετος στο επίπεδο του βρόχου και η r , είναι η απόσταση του σημείου μέτρησης από την αρχή των αξόνων, το οποίο βρίσκεται όπως έχουμε πει στο κέντρο του βρόχου. Στις προηγούμενες περιπτώσεις, οι συντελεστές μετάδοσης TM και TE , του επιπέδου κύματος, δίνονται από τις παρακάτω εκφράσεις,

$$T_{TM}(\xi) = \frac{e^{-(\zeta - \zeta_m) k_0 \Delta}}{1 - \left[\frac{(\zeta \epsilon_r - \zeta_m)^2}{4 \zeta \epsilon_r \zeta_m} \right] (e^{-2 \zeta_m k_0 \Delta} - 1)} \quad (\text{ΚΔ})$$

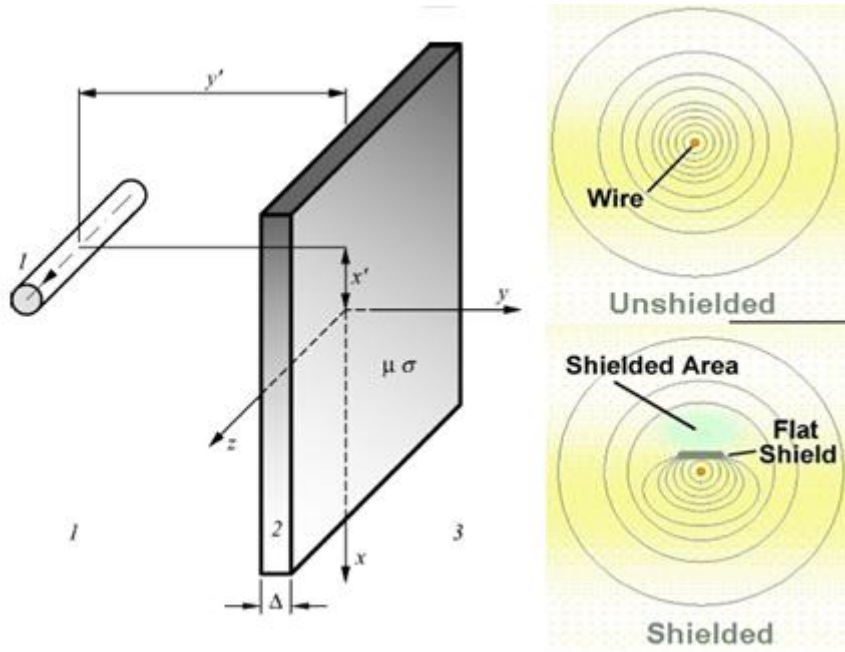
$$T_{TE}(\xi) = \frac{e^{-(\zeta - \zeta_m) k_0 \Delta}}{1 - \left[\frac{(\zeta \mu_r - \zeta_m)^2}{4 \mu_r \zeta \zeta_m} \right] (e^{-2 \zeta_m k_0 \Delta} - 1)} \quad (\text{ΚΔ})$$

όπου, $\zeta = \sqrt{\xi^2 - 1}$, $\zeta_m = \sqrt{\xi^2 - \epsilon_r \mu_r}$ και $\epsilon_r \cong \frac{-j\sigma}{\omega \epsilon_0}$, όταν χρησιμοποιούμε την ψευδο - στατική υπόθεση (*quasi - static assumption*).

7.3.4 Horizontal Current Line

Στην τρίτη αυτή περίπτωση, το πεδίο παράγεται από έναν ευθύγραμμου αγωγού απείρου μήκους (*infinitely long line current*) και είναι παράλληλο στην θωράκιση όπως φαίνεται και στο ακόλουθο σχήμα (σχήμα 164). Ο αγωγός, μεταφέρει ένα σταθερό ρεύμα, I , το οποίο είναι ανεξάρτητο από την z - συνιστώσα, διότι δεν υπάρχουν, στην συγκεκριμένη διεύθυνση, φαινόμενα διάδοσης στο εύρος των πολύ χαμηλών συχνοτήτων. Όπως και πριν, για την επίλυση του συγκεκριμένου προβλήματος μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε το μαγνητικό διανυσματικό δυναμικό, A . Από τη στιγμή που η διάδοση του ρεύματος γίνεται προς τον άξονα z , το μαγνητικό διανυσματικό δυναμικό, θα έχει μόνο την z - συνιστώσα. Τα ρεύματα μετατόπισης (*displacement currents*), εντός της θωράκισης μπορούν να θεωρηθούν αμελητέα και γι' αυτό το λόγο, το μαγνητικό διανυσματικό δυναμικό ικανοποιεί την εξίσωση Laplace στον ελεύθερο χώρο και την εξίσωση της διάχυσης εντός της θωράκισης. Συνεπώς, θα έχουμε:

$$\begin{cases} \nabla^2 A_z = 0 & , \quad y < 0, y > \Delta \\ \nabla^2 A_z - \gamma^2 A_z = 0 & , \quad 0 < y < \Delta \end{cases} \quad \begin{matrix} (\text{ΚΕ}\alpha) \\ (\text{ΚΕ}\beta) \end{matrix}$$



Σχήμα 164: Οριζόντια γραμμή ρεύματος παράλληλη σε άπειρο επίπεδο.

Εφαρμόζοντας την μέθοδο των «χωριζόμενων μεταβλητών» και το χωρικό μετασχηματισμό *Fourier*, συναρτήσει της μεταβλητής x [96], μπορούμε να εξάγουμε τις παρακάτω σχέσεις του μαγνητικού διανυσματικού δυναμικού στις τρεις περιοχές ενδιαφέροντος. Άρα, παίρνουμε:

$$A_z^{(1)}(x, y) = \int_0^{+\infty} \left[\frac{\mu_0 I}{2\pi} e^{-\lambda(y-y')} + k_1(\lambda) e^{\lambda y} \right] \cos[\lambda(x-x')] \frac{1}{\lambda} d\lambda \quad (\text{ΚΣΤ})$$

$$A_z^{(2)}(x, y) = \int_0^{+\infty} \left[k_2(\lambda) e^{-y\sqrt{\gamma^2+\lambda^2}} - k_3(\lambda) e^{+y\sqrt{\gamma^2+\lambda^2}} \right] \cos[\lambda(x-x')] \frac{1}{\lambda} d\lambda \quad (\text{ΚΖ})$$

$$A_z^{(3)}(x, y) = \int_0^{+\infty} \left[k_4(\lambda) e^{-\lambda y} \right] \cos[\lambda(x-x')] \frac{1}{\lambda} d\lambda \quad (\text{ΚΗ})$$

όπου, οι k_1, k_2, k_3, k_4 , είναι άγνωστοι συντελεστές. Στην σχέση (ΚΣΤ), ο πρώτος όρος είναι μαγνητικό διανυσματικό δυναμικό ευθύγραμμου αγωγού χωρίς θωράκιση, ο οποίος αν λυθεί καταλήγει στον γνωστό νόμο των *Biot - Savart*, $\mathbf{B} = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \mathbf{u}_\varphi$. Οι τέσσερις συντελεστές μπορούν να υπολογιστούν αν εφαρμόσουμε τις συνοριακές συνθήκες στις δύο επιφάνειες της θωράκισης, δηλαδή, τις συνθήκες συνέχειας για την εφαπτομενική x - συνιστώσα του διανύσματος του μαγνητικού πεδίου και για την εγκάρσια y - συνιστώσα της μαγνητικής επαγωγής. Μόλις υπολογίσουμε τους συγκεκριμένους συντελεστές, τότε μπορούμε να βρούμε και τις συνιστώσες της μαγνητικής επαγωγής στην περιοχή της θωράκισης. Οι συνιστώσες αυτές, θα είναι:

$$B_x^{(3)}(x, y) = -\frac{\mu_0 I}{2\pi} \int_0^{+\infty} \left[\frac{4W(\lambda)}{\Phi(\lambda)} e^{-\lambda(y-y'-\Delta)} \right] \cos[\lambda(x-x')] \frac{1}{\lambda} d\lambda \quad (\text{ΚΘα})$$

$$B_y^{(3)}(x, y) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \int_0^{+\infty} \left[\frac{4W(\lambda)}{\Phi(\lambda)} e^{-\lambda(y-y'-\Delta)} \right] \sin[\lambda(x-x')] \frac{1}{\lambda} d\lambda \quad (\text{K}\Theta\text{b})$$

$$\text{όπου, } W(\lambda) = \frac{\mu_r \lambda}{\sqrt{\lambda^2 + \gamma^2}} \text{ και } (1+W)^2 \Phi(\lambda) = e^{\sqrt{\lambda^2 + \gamma^2}} (1+W)^2 - (1-W)^2 e^{-\sqrt{\lambda^2 + \gamma^2}} .$$

Από τις παραπάνω εξισώσεις, η απορρέουσα μαγνητική επαγωγή στην περιοχή θωράκισης, υπολογίζεται από τον τύπο, $|\mathbf{B}| = \sqrt{B_x^2 + B_y^2}$. Μία πιο γενική έκφραση μπορεί να εξαχθεί για μία πηγή πλέγματος (*multiple – filament source*), εφαρμόζοντας την «αρχή της επαλληλίας» [97]. Η ακριβής ολοκληρωτική λύση των παραπάνω εκφράσεων, γίνονται σημαντικές για τυχαία γραμμικά υλικά. Στις αναφορές [96],[97], προτείνονται κάποιες απλοποιήσεις για ELF – θωρακίσεις, οι οποίες μας δίνουν μία πιο προσιτή φόρμουλα, χωρίς γενικευμένα ολοκληρώματα (*infinite integrals*). Οι υποθέσεις αυτές, είναι παρόμοιες με αυτές που περιγράφηκαν προηγουμένως, όπως στον παράλληλο βρόχο. Η πρώτη υπόθεση αναφέρεται, στην παράλειψη των ρευμάτων μετατόπισης στην μεταλλική ασπίδα ενώ η δεύτερη, στην σχέση της αποστάσεως, L , μεταξύ του σημείου παρατήρησης και του ευθύγραμμου αγωγού με το μήκος κύματος ($L \ll \lambda_0$) αλλά και στην απόσταση μεταξύ του αγωγού από την θωράκιση σε σχέση με το επιδερμικό βάθος ($y' \gg \delta, \sqrt{\lambda^2 + \gamma^2} \cong \gamma$).

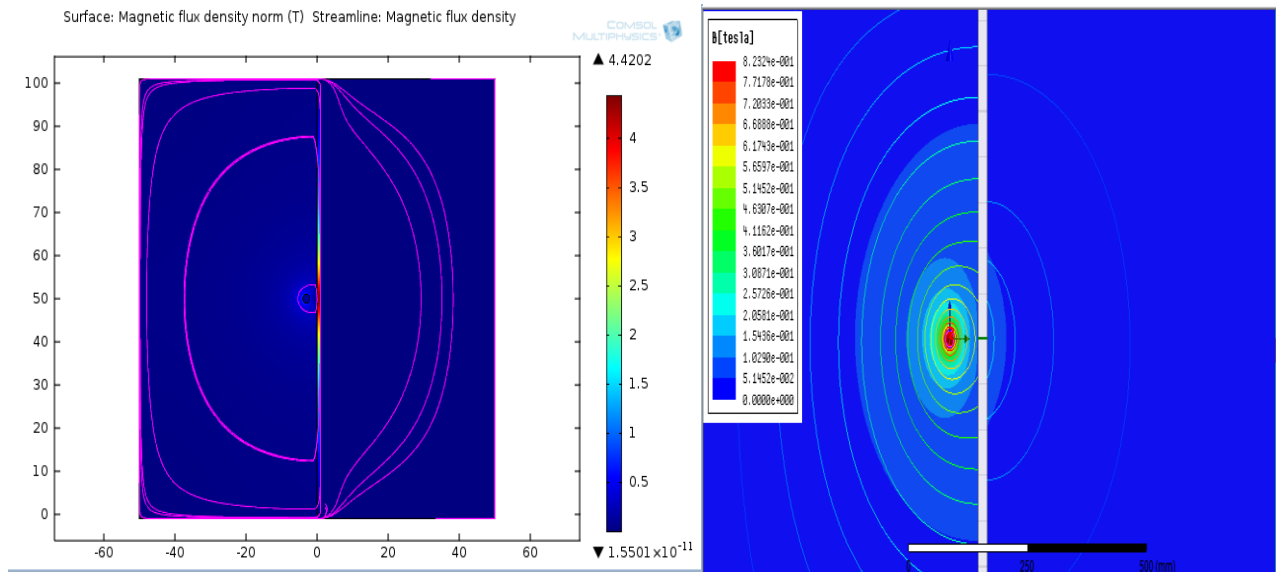
Στην περίπτωση που κυριαρχεί ο μηχανισμός *eddy-current shielding* (η επιφάνεια έχει υψηλή τιμή αγωγιμότητας / Olsen[97]), έχουμε μείωση της προκύπτουσας μαγνητικής επαγωγής. Η σχέση που την περιγράφει σε αυτήν την περίπτωση, είναι:

$$B_\rho = \frac{\mu_0 I}{2\pi \rho_e} \frac{2\sqrt{2}\mu_r \delta}{(e^{\gamma\Delta} - e^{-\gamma\Delta})\rho_e} \quad (\Delta)$$

όπου, $\rho_e = \sqrt{(\tilde{y} + \Delta_e)^2 - (x - x')^2}$ και $\Delta_e = -j\mu_r \delta^2 / \Delta$, είναι μία σύνθετη αντίσταση, η οποία γίνεται σημαντική μόνον όταν η απόσταση, $\tilde{y} = y + y_0 + \Delta$, μεταξύ της πηγής και του σημείου παρατήρησης, είναι μικρή. Στην σχέση (Δ), η μαγνητική επαγωγή παράγεται από έναν ευθύγραμμο αγωγό στο όριο των *dc* (*dc – limit*), με αποτέλεσμα να διορθώνεται από έναν συντελεστή μετάδοσης, ο οποίος εμφανίζεται λόγω του μηχανισμού *eddy-current shielding*. Αν τώρα είχαμε κυριαρχία του μηχανισμού *flux-shunting*, τότε δεν υπάρχει τέτοια απλή φόρμουλα, για να χρησιμοποιήσουμε. Μια κοντινή στις παραπάνω φόρμουλες, με εκθετική ολοκλήρωση μπορεί να βρεθεί στην [97]. Είναι πιο εύκολη, υπολογιστικά, από την σχέση (KΘb), αλλά δεν μας προσφέρει καμία φυσική ερμηνεία του αποτελέσματος.

SIMULATION RESULTS

Χρησιμοποιήσαμε ένα καλώδιο το οποίο παράγει το ζητούμενο μαγνητικό πεδίο, με αρχική τιμή ρεύματος τα 40000A (σχήμα 165), σε απόσταση 3mm από μία επιφάνεια της θωράκισής μας που είναι, 1m (1m² για 3D).



Σχήμα 165: Η διάταξη της προσομοίωσης μας.

Επειδή δεν υπήρχε υλικό μ - metal, δημιουργήσαμε στο MAXWELL (ενώ στο COMSOL δεν χρειάστηκε), το συγκεκριμένο υλικό και πειράξαμε την relative permeability του από τα 100000 μέχρι 1. Τα υλικά που χρησιμοποιήθηκαν για την συγκεκριμένη προσομοίωση είναι αυτά που φαίνονται στον παρακάτω πίνακα.

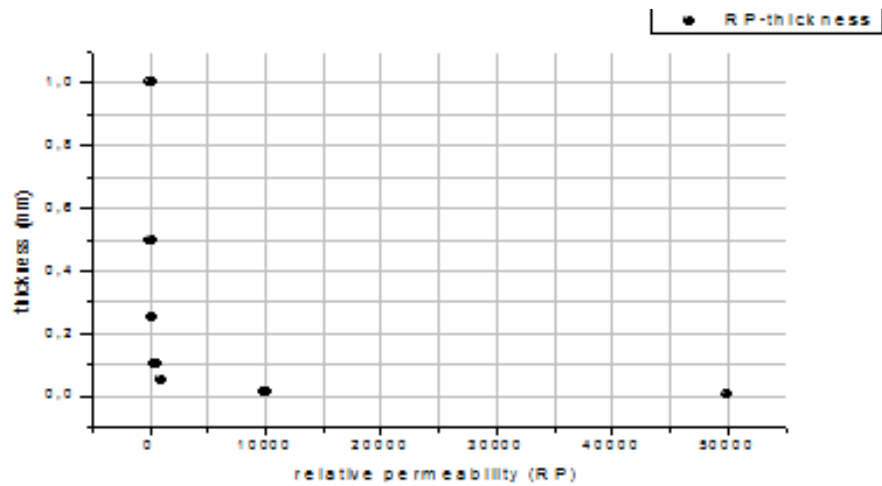
Χαρακτηριστικές τιμές της μαγνητικής προσομοίωσης του μ - metal					
Αγωγός	Υλικό ακτίνα Ένταση, I	Copper 1mm 40000A	Θωράκιση (shielding)	Υλικό ύψος πάχος Relative Permeability	Mu-metal 1m 0,5mm 100
Region	Υλικό	air	Απόσταση αγωγού-mumetal		3mm
Ελάχιστη Διάσταση πεπερασμένου στοιχείου		1μm	Αριθμός στοιχείων	10000	

Πίνακας XIX: Τα στοιχεία της μαγνητικής προσομοίωσης του μ - metal.

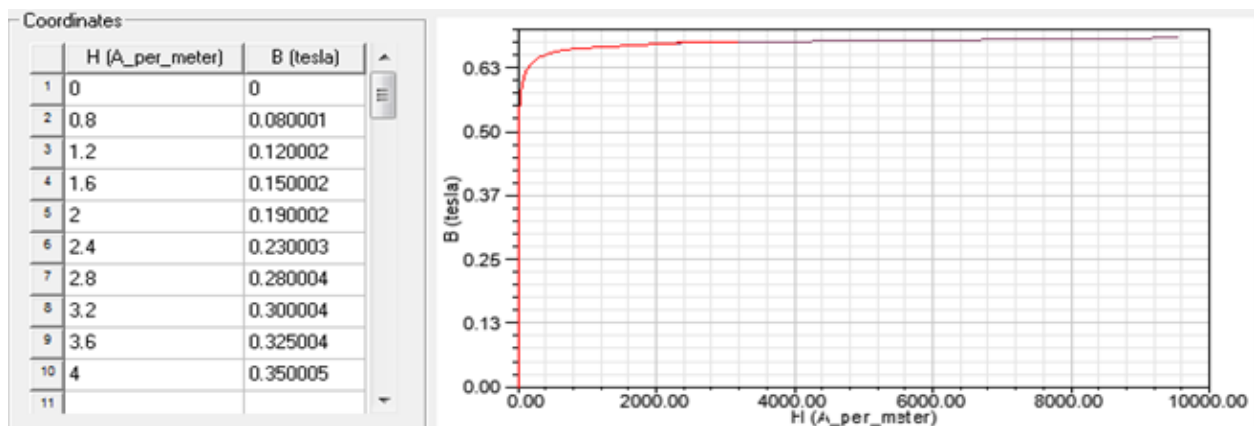
Επίσης, παραθέτουμε τις καμπύλες, relative permeability - thickness (σχήμα 166) και $B - H$ curve (σχήμα 167) για τις αντίστοιχες προσομοιώσεις του υλικού μας, όπου η καμπύλη έγινε με τη βοήθεια του Maxwell 14.0.

Relative permeability	70	100	200	500	1000	10000	50000
Thickness(mm)	1	0.5	0.25	0.1	0.05	0.01	0.001

Πίνακας XX: Οι τιμές του διαγράμματος relative permeability-thickness.



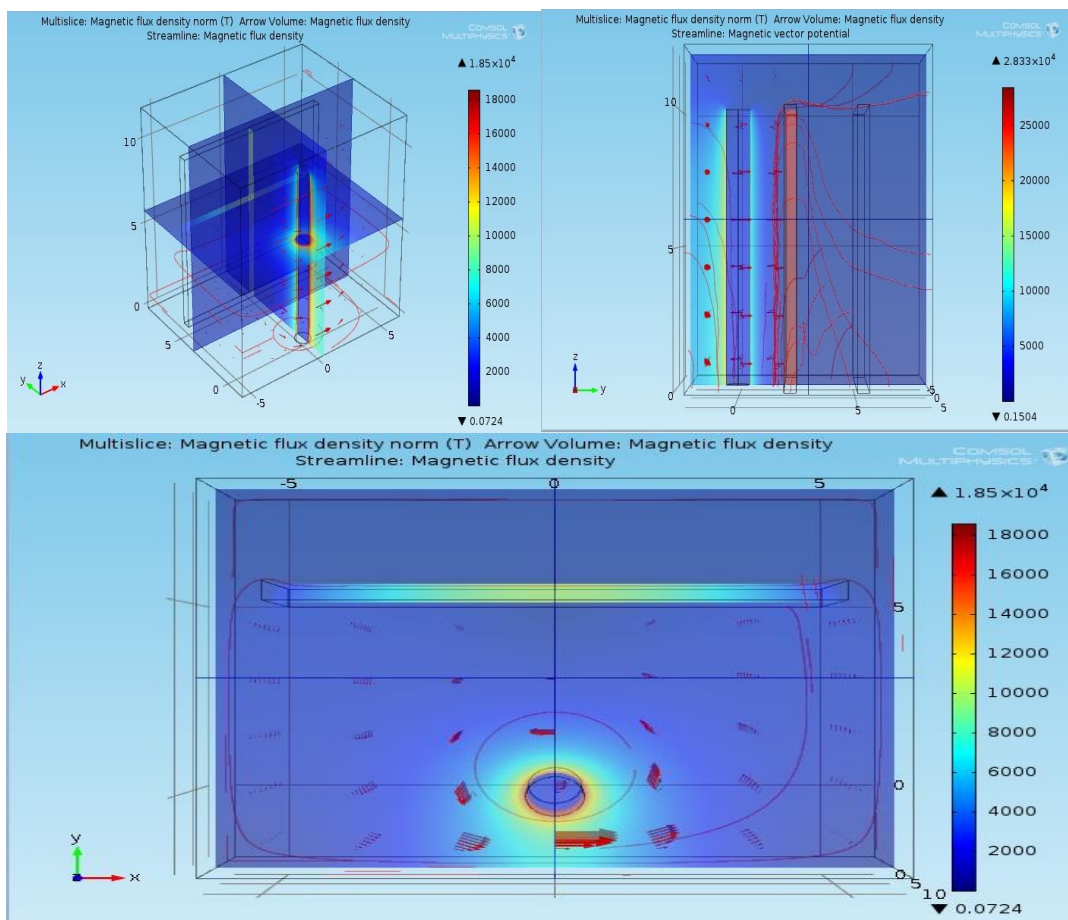
Σχήμα 166: Η γραφική παράσταση μεταξύ της σχετικής διαπερατότητας και του πάχους της θωράκισης.



Σχήμα 167: Η καμπύλη B – H του μετάλλου μ .

Στο συγκεκριμένο μοντέλο, θα παρουσιάσουμε τα αποτελέσματα από τις τρισδιάστατες προσομοιώσεις μας, οι οποίες έγιναν με τρεις διαφορετικές τεχνικές. Οι τρεις αυτές περιπτώσεις, έχουν την ίδια γεωμετρία, απλά αλλάζει η τεχνική προσέγγισης. Στην πρώτη, χρησιμοποιήσαμε μία ιδιότητα που μας παρείχε το λογισμικό *Comsol* (*shielding*), στη δεύτερη χρησιμοποιήθηκαν οι τιμές της καμπύλης «B – H» για την προσομοίωση της μη – γραμμικότητας του μ – metal ενώ στην τελευταία χρησιμοποιήσαμε έναν μη – γραμμικό τύπο για την σχετική διαπερατότητα. Δυστυχώς αποτελέσματα πήραμε μόνο για τις δύο πρώτες γιατί στην τελευταία περίπτωση, το πρόγραμμα, σταματούσε στο «γόνατο» της καμπύλης πριν μπει στην περιοχή κορεσμού, με αποτέλεσμα να μην βλέπουμε την συμπεριφορά της θωράκισης στην περιοχή αυτή. Τέλος, παραθέτουμε ένα μοντέλο με γεωμετρία θωράκισης, ενός παραλληλογράμμου, με σκοπό την κατανόηση του φαινομένου *eddy current cancellation* (σχήμα 168). Λόγω του μεγάλου χρόνου επίλυσης του συγκεκριμένου μοντέλου, παραθέτουμε κάποια τρισδιάστατα γραφήματα της προσομοίωσής μας. Σκοπός της 3D simulation είναι απλά για να έχουμε μία «δέα» της λύσης του προβλήματός μας στον χώρο. (*relative permeability* = 1000). Οι διαστάσεις είναι ίδιες με την προσομοίωση του MAXWELL.

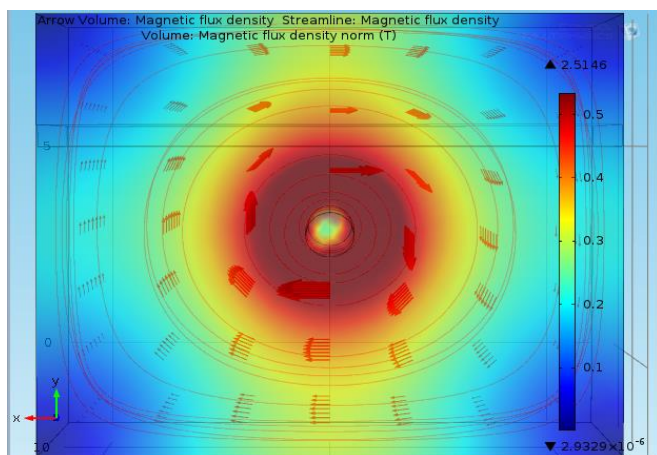
A. Μοντέλο 1 (shielding)



Σχήμα 168: Το πρώτο μοντέλο shielding.

B. Μοντέλο 2 (Καμπύλη «B – H»).

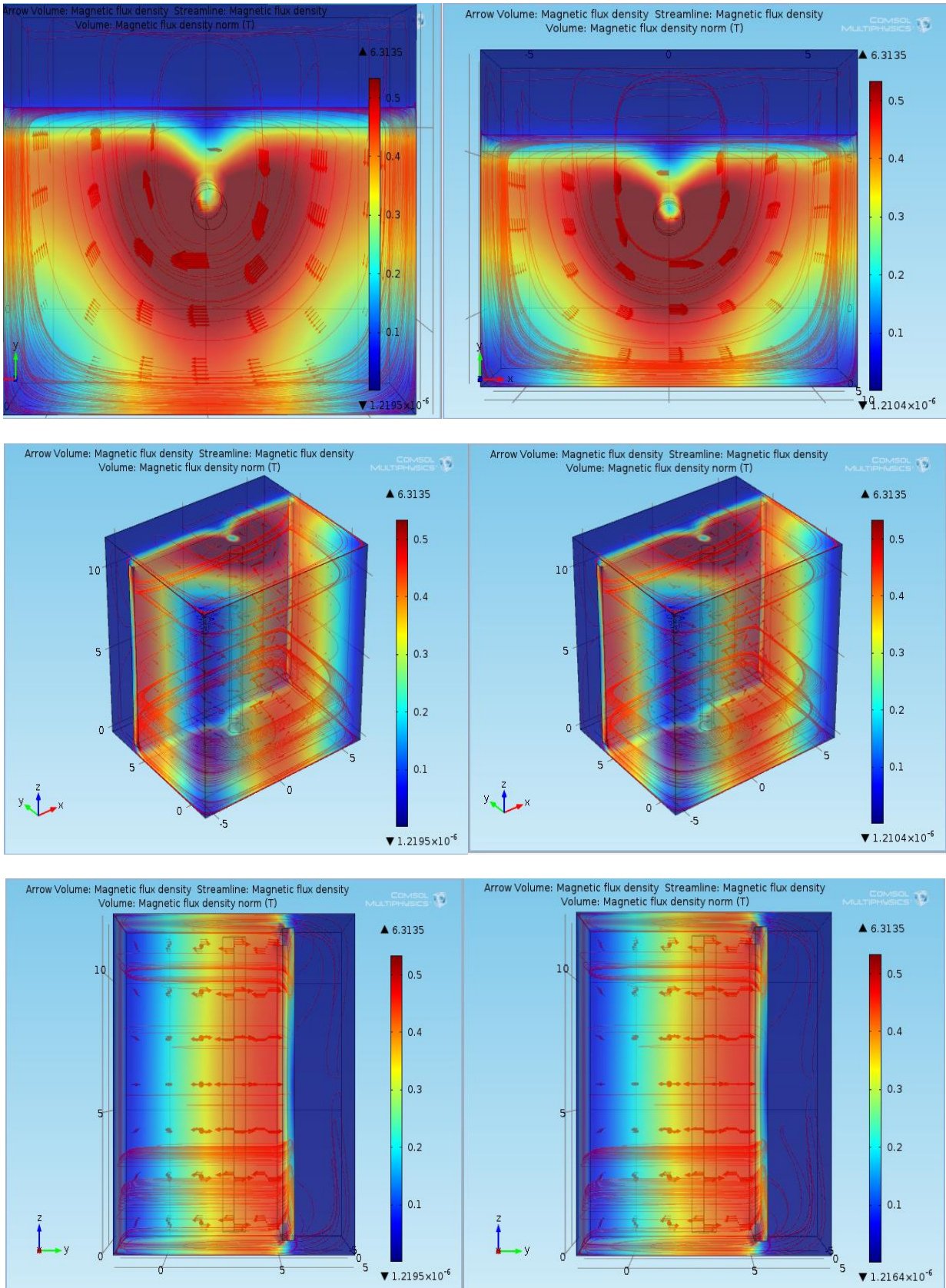
Πήραμε 2 περιπτώσεις στο μοντέλο μας για $\mu_r = 1$ και 7000 (ζητήθηκε από το ίδιο το Comsol) για να δούμε αν έχει επίδραση πάνω στην προσομοίωσή μας. Τα γραφήματα είναι ακριβώς τα ίδια, οπότε η τιμή που δώσαμε θεωρείται εικονική (για το πρόγραμμα) και απλά την χρειαζόμαστε για να μας αφήσει να κάνουμε την προσομοίωση.



Σχήμα169: Η αρχική μορφή του πεδίου μας με

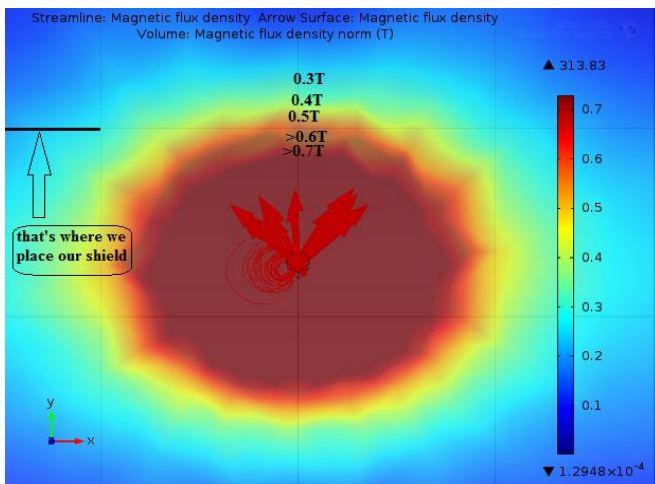
thickness $x = 0.5\text{mm}$ και relative permeability,

$$\mu_r = 1.$$

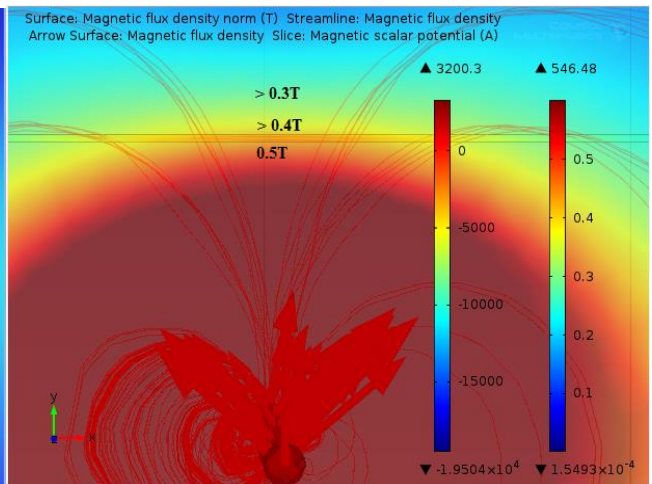


Σχήμα 170: Η μορφή του πεδίου μας με $thickness\ x = 0.5mm$ και $relative\ permeability, \mu_r = 7000$. (αριστερά :μέθοδος *shielding* και δεξιά: μέθοδος *καμπύλης «B – H»*).

Γ. Μοντέλο 3 (μη – γραμμική σχετική διαπερατότητα)

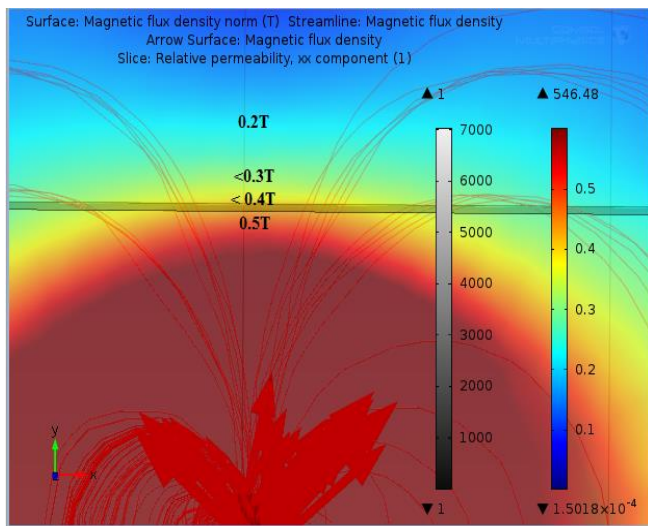


Σχήμα 171α: Μαγνητικό πεδίο χωρίς θωράκιση.

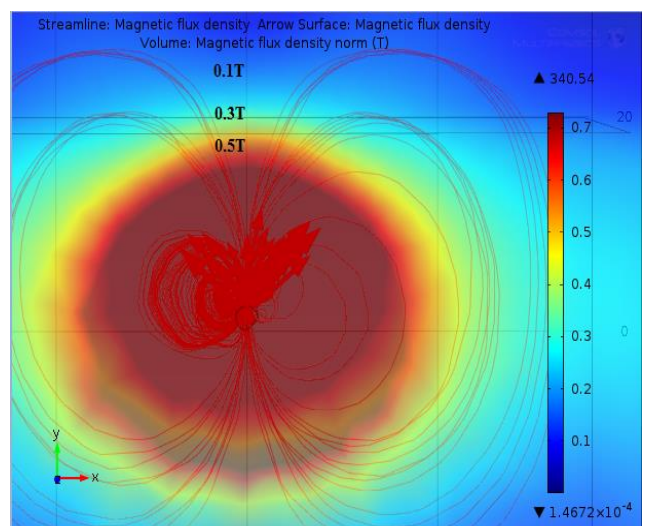


Σχήμα 171b: Μαγνητικό πεδίο με θωράκιση

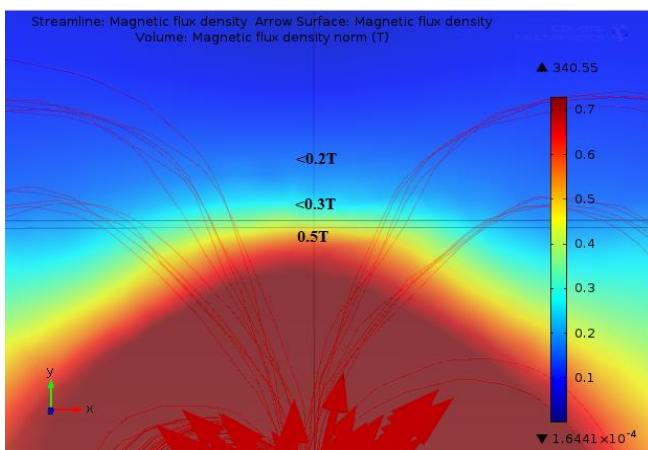
($\mu_r = 7000$ και $thickness = 0.5mm$).



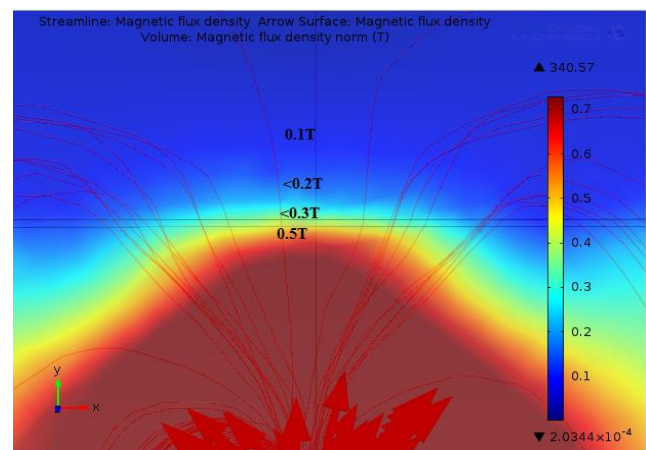
Σχήμα 171c: $\mu_r = 7000$ και $thickness = 1mm$.



Σχήμα 171d: $\mu_r = 7000$ και $thickness = 2mm$.



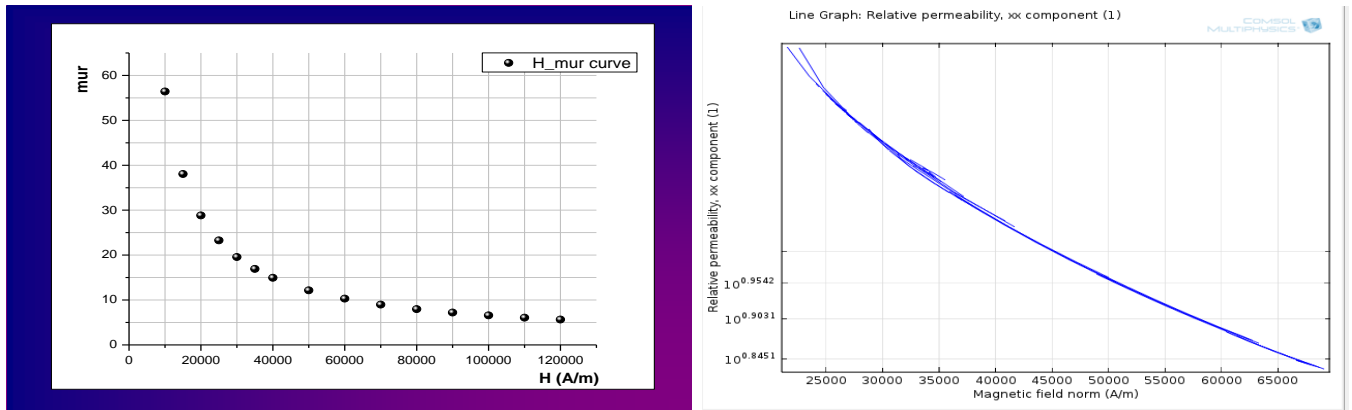
Σχήμα 171e: $\mu_r = 7000$ και $thickness = 5mm$.



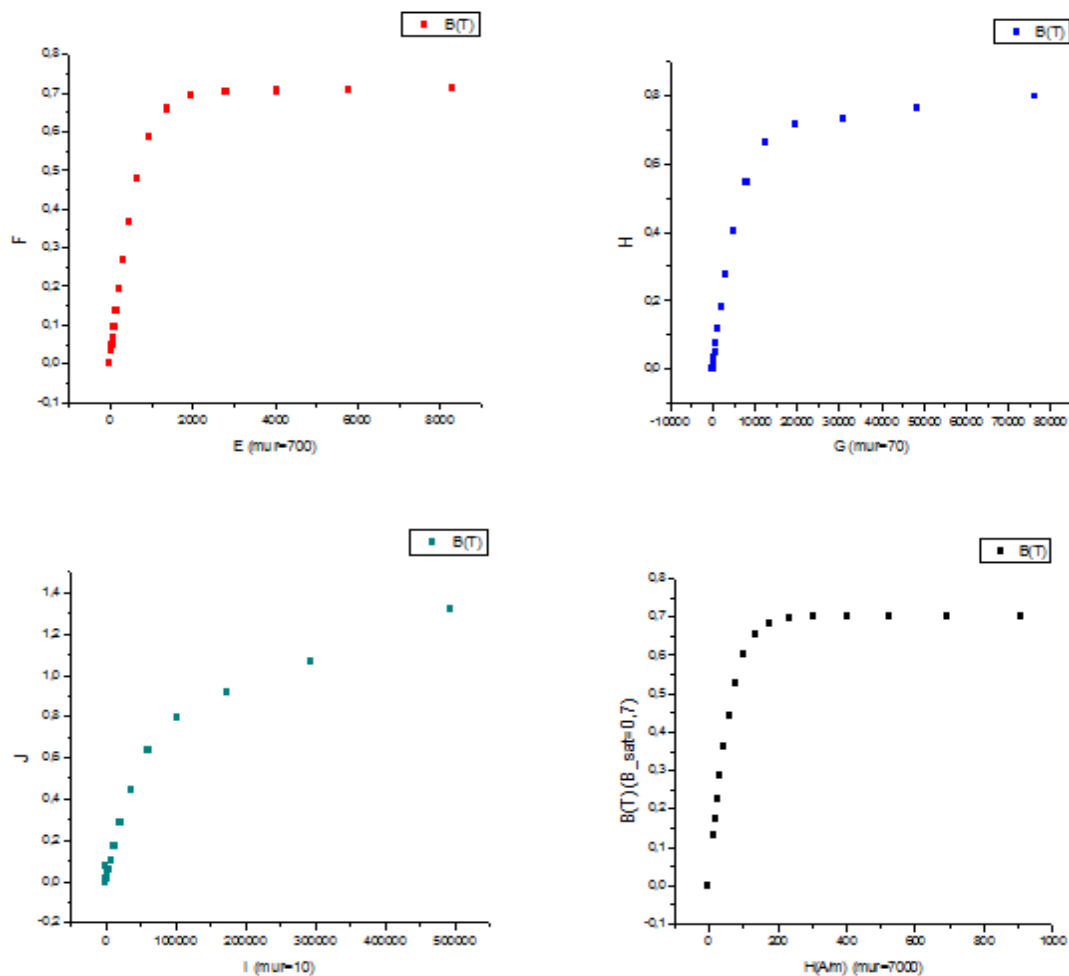
Σχήμα 171f: $\mu_r = 7000$ και $thickness = 1cm$.

Διαγράμματα «H- μ_r » και «B-H»

Στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 172), κατασκευάσαμε τα διαγράμματα «H- μ_r » και «B-H» για να επαληθεύσουμε αν η σχέση που χρησιμοποιούμε στην προσομοίωσή μας, για τη μη-γραμμικότητα, ακολουθεί την θεωρητική προσέγγιση. Κάτι το οποίο φυσικά και επαληθεύεται!

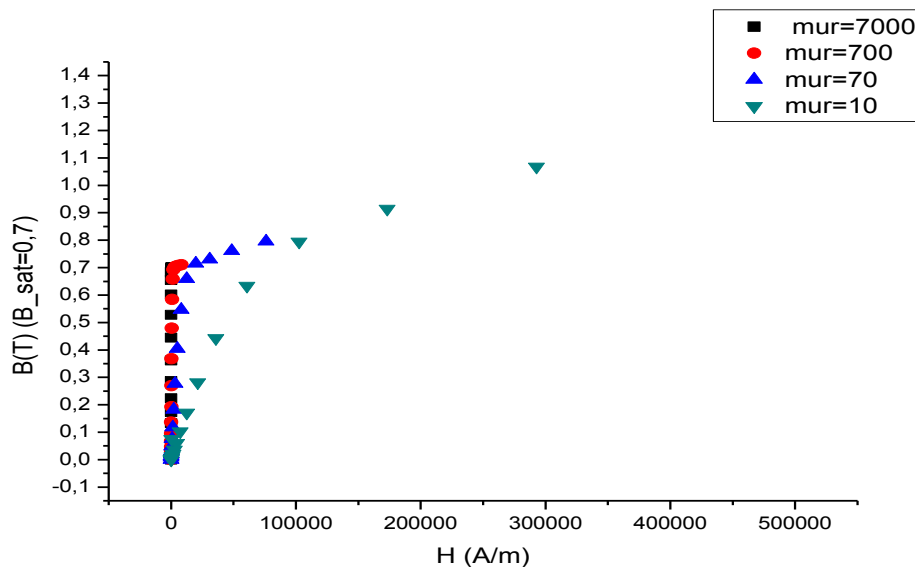


Σχήμα 172: Η γραφική παράσταση «H- μ_r » (τιμές από την προσομοίωση και από το Comsol).



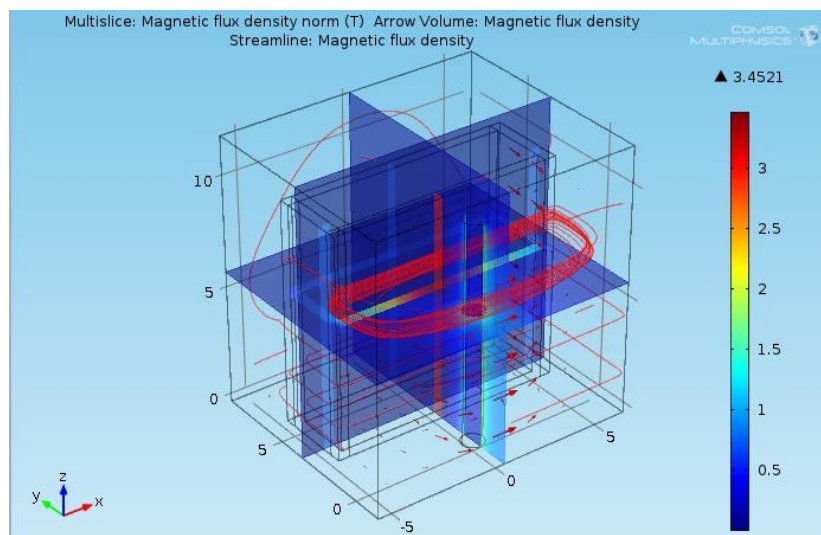
Σχήμα 173: Η γραφική παράσταση B-H, για διαφορετικές τιμές σχετικής διαπερατότητας.

Τα παραπάνω διαγράμματα, έγιναν με τη βοήθεια ενός on – line προγράμματος. Το πρόγραμμα αυτό, είναι το «Generated Magnetization Curve»¹¹. Τέλος, παραθέτουμε ένα συγκριτικό διάγραμμα των καμπυλών « $B - H$ », για τις διάφορες τιμές σχετικής διαπερατότητας, μ_r .



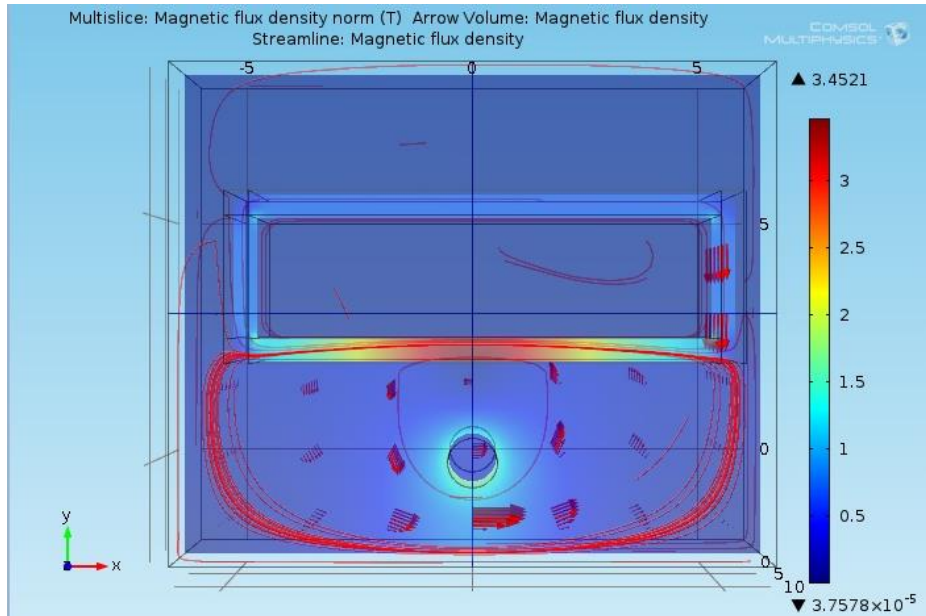
Σχήμα 174: Η συγκριτική καμπύλη $B - H$, για διαφορετικές τιμές σχετικής διαπερατότητας.

Κλείνοντας την συγκεκριμένη υποπαράγραφο, παραθέτουμε μία διαφορετική γεωμετρία, αυτή του παραλληλογράμμου, με σκοπό να κατανοήσουμε τους μηχανισμούς που λαμβάνουν χώρα στο εσωτερικό του υλικού μας. Στα επόμενα σχήματα, φαίνονται τα αποτελέσματά μας.



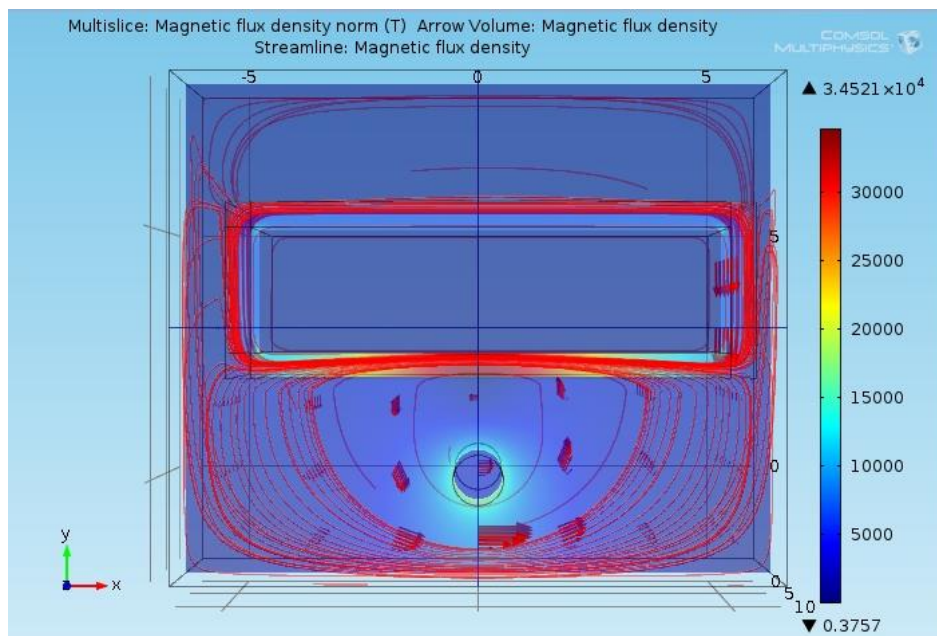
Σχήμα 175: Θωράκιση με γεωμετρία παραλληλογράμμου.

¹¹ Integrated engineering software, <http://www.integratedsoft.com/Tools/Magnetization-Curve>



Σχήμα 176: Θωράκιση με γεωμετρία παραλληλογράμιου στο xy επίπεδο.

Στο επόμενο σχήμα αυξήσαμε το πεδίο, με σκοπό να δούμε τις δυναμικές γραμμές επάνω στο υλικό μας (σχήμα 177) (για μία πιο αναλυτική προσέγγιση δεξ, [98]). Η αναλογία πεδίου και σχετικής διαπερατότητας κρατήθηκε σταθερή με σκοπό την προσέγγιση της σωστής συμπεριφοράς με το αρχικό μας μοντέλο.



Σχήμα 177: Θωράκιση με γεωμετρία παραλληλογράμιου στο xy επίπεδο, για μεγαλύτερα μαγνητικά πεδία.

7.3.5 Magnetic field generated by a magnet

Το τελευταίο μοντέλο που δοκιμάσαμε στην προσομοίωση μας, είναι αυτό των μόνιμων μαγνητών. Εδώ θα παραθέσουμε τα βασικά βήματα της προσομοίωσης με μία σύντομη περιγραφή αυτών και τα αντίστοιχα αποτελέσματά μας. Μόνιμοι μαγνήτες, οι οποίοι εμφανίζουν ροή μόνο στη μία τους επιφάνεια, βρίσκουν εφαρμογή σε πολλά πεδία. Η πιο απλή και οικεία μορφή ενός τέτοιου μαγνήτη, είναι οι «μαγνήτες ψυγείου» και οι μαγνήτες των πινάκων ανακοινώσεων. Αυτοί μπορούν να χρησιμοποιηθούν και σε πιο περίπλοκες εφαρμογές, όπως είναι τα πειράματα σωματιδιακής φυσικής με επιταχυντικές διατάξεις. Η συμπεριφορά ροής στη μία πλευρά του μαγνήτη, μπορεί να εδραιωθεί αν δώσουμε ένα ποσό «μαγνήτισης» η οποία θα μεταβάλλεται συγκριτικά με την προηγούμενη της διεύθυνση [99]. Από την στιγμή που δεν υπάρχουν ρεύματα, είναι πιθανή η κατασκευή ενός μοντέλου, που θα περιγράφει έναν τέτοιο μόνιμο μαγνήτη, το οποίο θα χρησιμοποιεί τη διατύπωση του βαθμωτού μαγνητικού δυναμικού για την περιγραφή άλλων μεγεθών. Για να δώσουμε μία σύντομη περιγραφή της συγκεκριμένης τεχνικής, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε έναν κυλινδρικό μαγνήτη με ροή από την μία του πλευρά. Με τη βοήθεια του λογισμικού *Comsol Multiphysics*, χρησιμοποιήσαμε μία τεχνική, η οποία προσομοιώνει πολύ λεπτά φύλλα διαφόρων υλικών με πολύ υψηλή σχετική διαπερατότητα. Στην περίπτωση μας, όπως έχουμε αναφέρει, το υλικό που χρησιμοποιήθηκε είναι το $\mu - metal$.

Σε μία περιοχή ελεύθερη από ρεύματα, όπου $\nabla \times \mathbf{H} = 0$, μπορούμε να προσδιορίσουμε το βαθμωτό μαγνητικό δυναμικό, V_m , μέσω της σχέσης:

$$\mathbf{H} = -\nabla V_m$$

Αυτή η τεχνική είναι ανάλογη με αυτή που χρησιμοποιείται για ένα ηλεκτρικό δυναμικό ενός στατικού πεδίου. Χρησιμοποιώντας την βασική σχέση,

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$$

μαζί με την εξίσωση

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

μπορούμε να εξάγουμε την ακόλουθη εξίσωση για το δυναμικό, V_m ,

$$-\nabla \cdot (\mu_0 \nabla V_m - \mu_0 \mathbf{M}) = 0$$

Μπορεί να αποδειχθεί ότι, αν εφαρμόσουμε κάποιους πλευρικούς περιοδικούς μαγνητισμούς (*laterally periodic magnetization*), αυτό θα έχει σαν αποτέλεσμα την εμφάνιση μίας μαγνητικής ροής στην μία μόνο πλευρά του μαγνήτη.

a. Συνοριακές συνθήκες (Boundaries)

Κατά μήκος των εξωτερικών συνόρων, το μαγνητικό πεδίο μπορεί να είναι εφαιπτόμενο στα σύνορα, όσο η γραμμές της ροής θα είναι κλειστοί βρόχοι γύρω από τον μαγνήτη. Οι φυσικές συνοριακές συνθήκες της συγκεκριμένης εξίσωσης, είναι:

$$n \cdot (\mu_0 \nabla V_m - \mu_0 M) = n \cdot B = 0$$

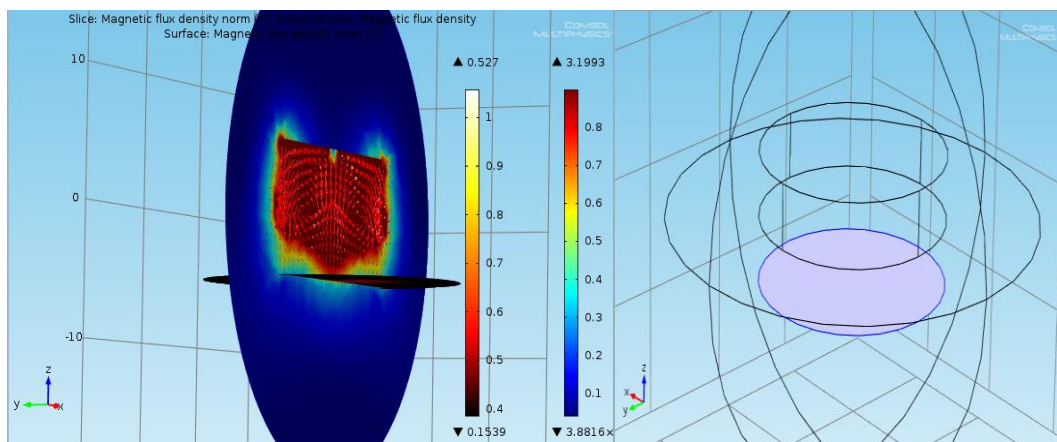
Συνεπώς, το μαγνητικό πεδίο είναι εφαπτομενικό στα σύνορα μέσω της συνθήκης του *Neumann* στο δυναμικό. Στο εσωτερικό σύνορο, παρουσιάζεται το λεπτό φύλλο του $\mu - metal$. Όπως έχουμε ήδη αναφέρει υλικά σαν το $\mu - metal$, χρησιμοποιούνται για μαγνητική θωράκιση.

b. Modeling using a non – linear magnetic material

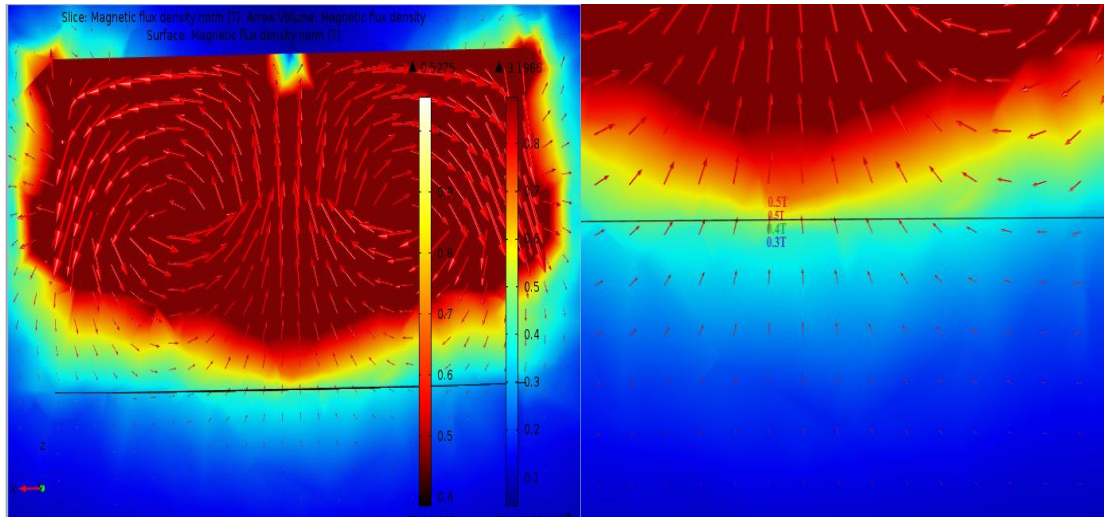
Τα φαινόμενα του μαγνητικού κορεσμού (*magnetic saturation effects*), είναι πολύ σημαντικά σε πολλές εφαρμογές. Η ακόλουθη διαδικασία, μας δείχνει πως βάζουμε στο λογισμικό μας ένα μη – γραμμικό τύπο, οποίος περιλαμβάνει και το μαγνητικό κορεσμό του υλικού. Γνωρίζουμε ότι, η σχετική διαπερατότητα, μ_r , είναι συνάρτηση του μέτρου του μαγνητικού πεδίου $|H|$ και μπορεί να περιγραφεί από την ακόλουθη σχέση:

$$\mu_r = 1 + \left[(\mu_{r,max} - 1)^{-1} + \left(\frac{\mu_0 |H|}{B_{sat}} \right)^{\frac{1}{n}} \right]^{-1}$$

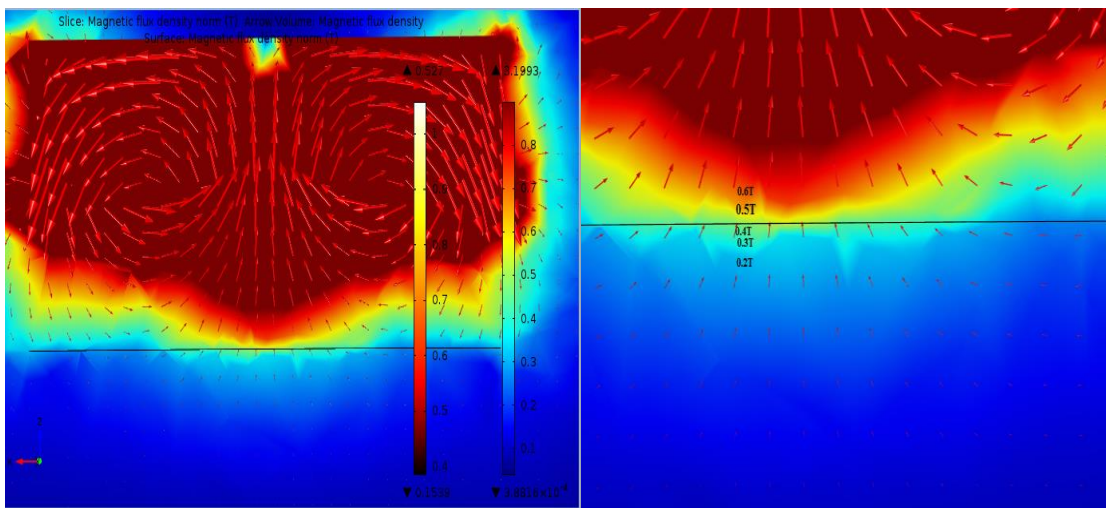
Ξεκινήσαμε την προσομοίωση μας με το απλό μοντέλο του μόνιμου μαγνήτη με ροή από τη μία του πλευρά, ο οποίος βρισκόταν κοντά σε μία λεπτή επιφάνεια θωράκισης, ενός γραμμικού αγωγού. Ακόμη, παραθέτουμε και κάποιες εικόνες από την προσομοίωση ώστε να δούμε την διαφορά της αλληλεπίδρασης του πάχους της θωράκισης ενός μη – γραμμικού υλικού ($\mu - metal$) με το μαγνητικό πεδίο. Οι ιδιότητες του υλικού μας, έχουν δοθεί παραπάνω, η εξίσωση που χρησιμοποιούμε είναι η προαναφερθείσα και χρησιμοποιήθηκε για να κατανοήσουμε το φαινόμενο του μαγνητικού κορεσμού, το οποίο λειτουργεί κατασταλτικά για την αποδοτικότητα της θωράκισής μας. Το μαγνητικό πεδίο επάνω στην επιφάνεια της θωράκισης, είναι ίσο με $0.5T$. Το αρχικό πάχος που χρησιμοποιήθηκε, ήταν $x = 0.5mm$ και το αυξήσαμε μέχρι τα $5cm$. Οι εικόνες (σχήμα 178) που ακολουθούν είναι τα αποτελέσματα της προσομοίωσής μας και έγιναν στις τρεις διαστάσεις. Στο πρώτο σχήμα (σχήμα 178), φαίνεται η γεωμετρία του μοντέλου μας το οποίο έγινε με τη βοήθεια του *Comsol*.



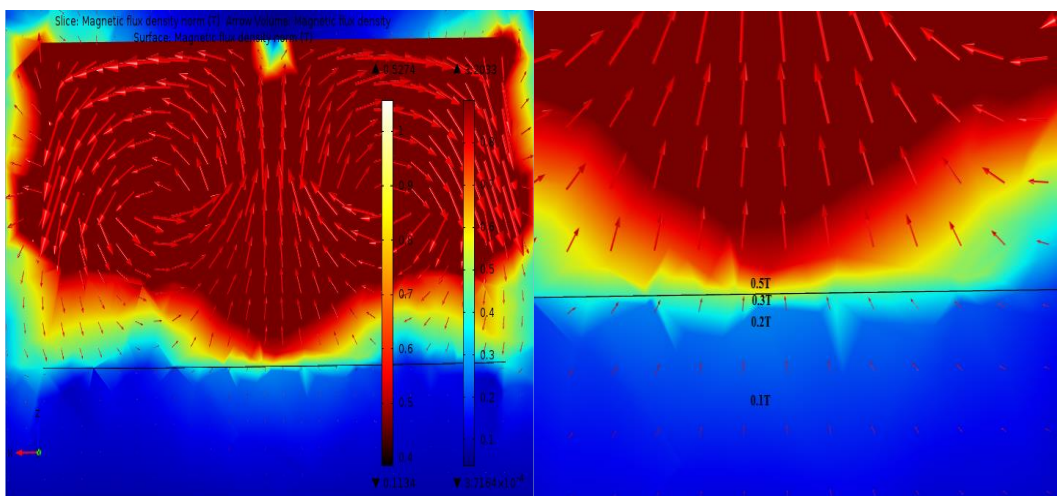
Σχήμα 178a: Η γεωμετρία του μοντέλου μας.



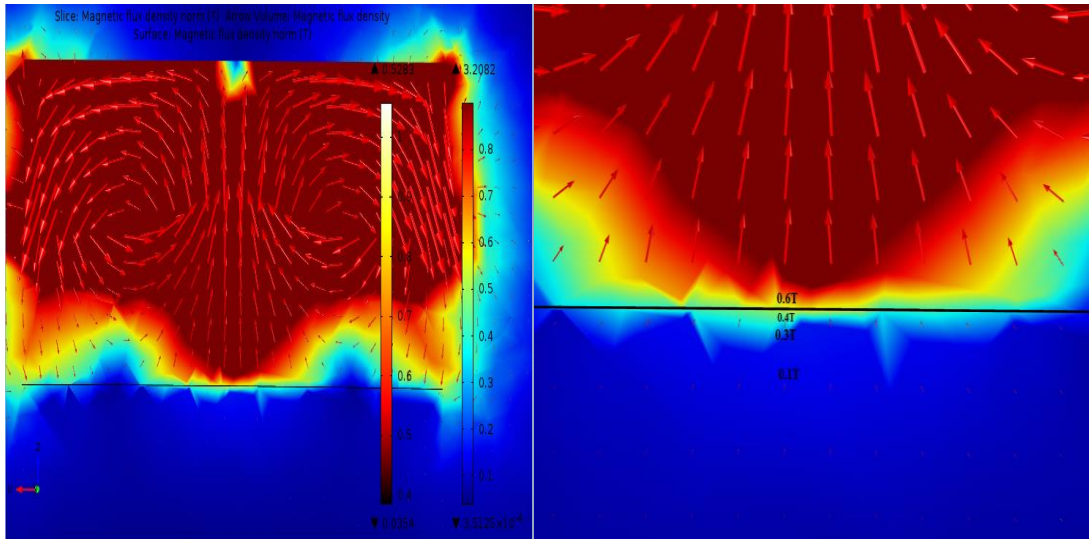
Σχήμα 178b: Το αποτέλεσμα της προσομοίωσής μας για πάχος 0.5mm.



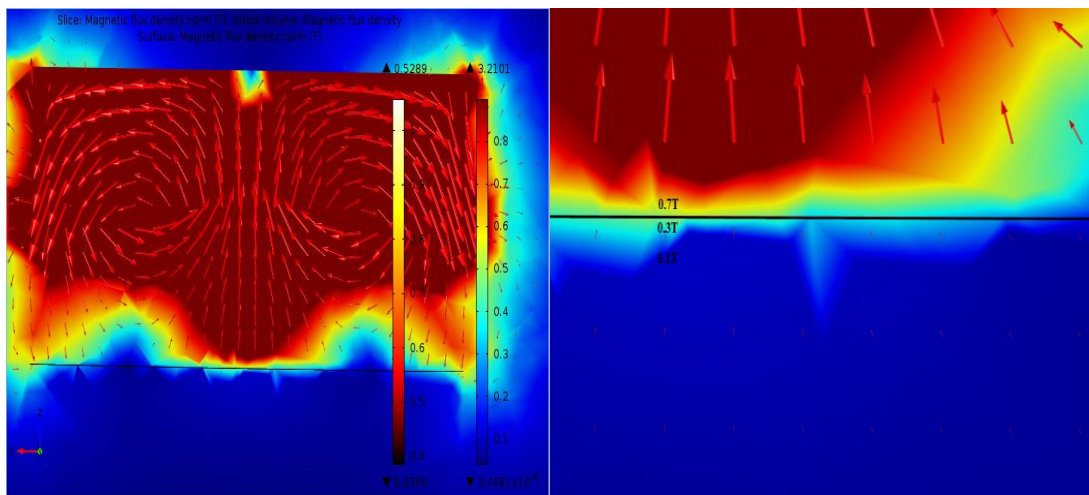
Σχήμα 178c: Το αποτέλεσμα της προσομοίωσής μας για πάχος 1mm.



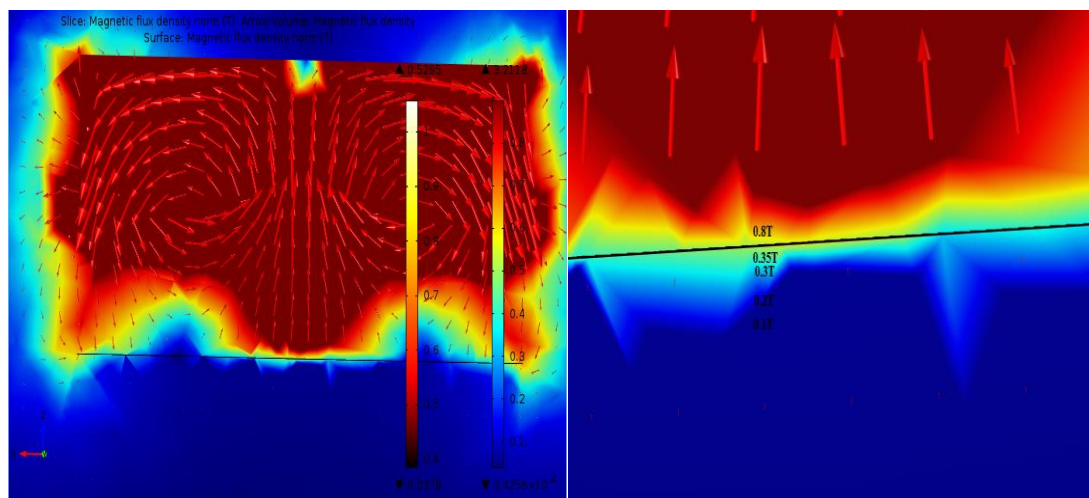
Σχήμα 178d: Το αποτέλεσμα της προσομοίωσής μας για πάχος 2mm.



Σχήμα 178e: Το αποτέλεσμα της προσομοίωσης μας για πάχος 5mm.

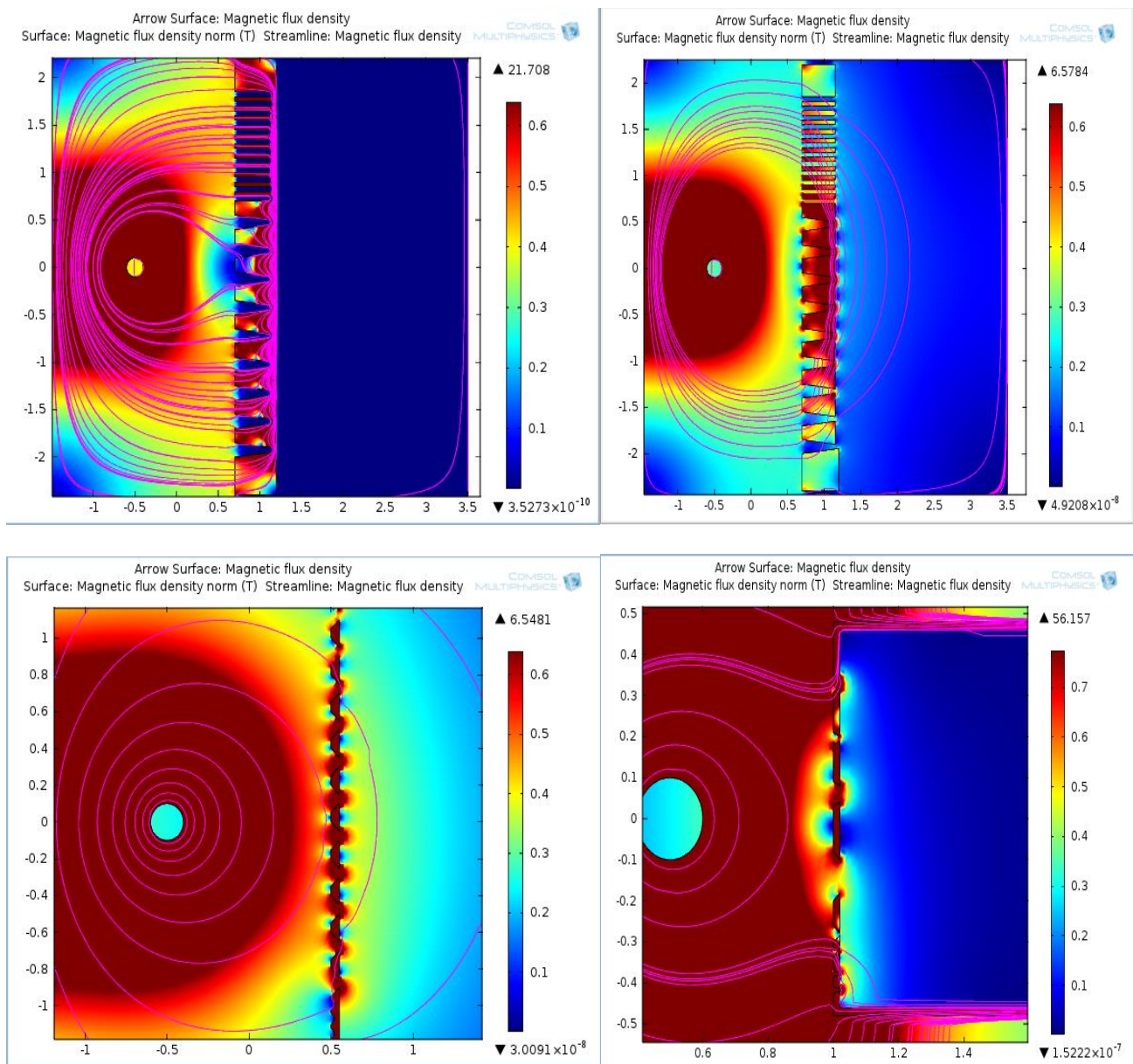


Σχήμα 178f: Το αποτέλεσμα της προσομοίωσης μας για πάχος 1cm.



Σχήμα 178g: Το αποτέλεσμα της προσομοίωσης μας για πάχος 5cm.

Κλείνοντας το συγκεκριμένο κεφάλαιο, παραθέτουμε κάποια αποτελέσματα με σκοπό να παρατηρήσουμε τη συμπεριφορά της θωράκισής μας σε περίπτωση κάποιας βλάβης (σχισμής, φθοράς κ.λπ.). Στις επόμενες εικόνες (σχήμα 179), δίνονται τα αποτελέσματά μας. Παρατηρούμε ότι, σε κάποιες περιπτώσεις παρά τις φθορές το υλικό μας μπορεί να αντέξει την επίδραση του πεδίου αρκεί πάντα να υπάρχει ο κατάλληλος συνδυασμός πάχους και σχετικής διαπερατότητας.



Σχήμα 179: Προσομοίωση διαφόρων γεωμετριών με «προβληματική» θωράκιση.

Gas Propagation and the NSW

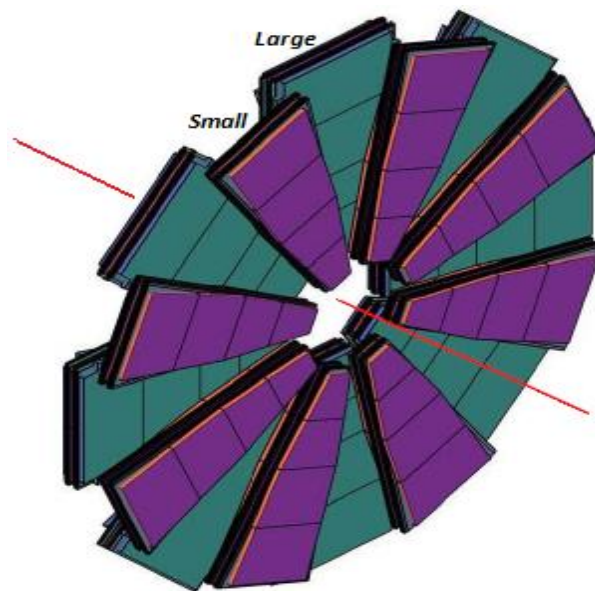
Κεφ.

8

Κεφ.8

Gas Propagation and the NSW

Στο τελευταίο κεφάλαιο της συγκεκριμένης μεταπτυχιακής εργασίας, θα μελετηθεί η συμπεριφορά των αερίων σε έναν ανιχνευτή MicroMeGaS, δηλαδή, η διάδοση και η συγκέντρωση τους εντός του ανιχνευτή μας. Η συγκεκριμένη μελέτη, έγινε στα πλαίσια του *Atlas collaboration* και παρουσιάστηκε στο «*ATLAS MicroMeGaS Mechanics Workshop*» στο CERN στις 20 Φεβρουαρίου του 2013 [12]. Η συγκεκριμένη μελέτη έγινε σε δύο βήματα, το πρώτο βήμα, ήταν η κατασκευή μιας απλής τετραγωνικής γεωμετρίας, διαστάσεως $1m^2$. Το δεύτερο βήμα, ήταν το ζητούμενο της μελέτης μας και αναφέρεται στην κατασκευή της γεωμετρίας του *New Small Wheel MicroMeGaS (NSW – MicroMeGaS)*. Στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 180), φαίνεται η γεωμετρία του NSW, ενώ θα δώσουμε παρακάτω τη γεωμετρία και τις διαστάσεις του μοντέλου της προσομοίωσής μας, η οποία είναι αυτή του *Small sector*.



Σχήμα 180: Ο NSW – MicroMeGaS. Φαίνονται ο Small και ο Large Sector.

Πριν παραθέσουμε τα αποτελέσματά μας, ας θυμηθούμε κάποια βασικά χαρακτηριστικά της διάδοσης των αερίων, με βάση την δυναμική των ρευστών και της κινητικής θεωρίας των αερίων. Τα μίγματα αερίων που χρησιμοποιήθηκαν στην προσομοίωσή μας, είναι το $Ar:CO_2$ σε αναλογία 93%:7% αλλά και Ar γό (100%).

8.1

Ρευστοδυναμική

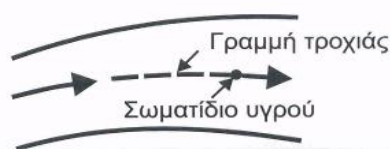
Συχνά περιγράφουμε τη δυναμική των ρευστών, παρακολουθώντας την κίνηση ενός μόνο σωματιδίου του ρευστού που το ορίζουμε σαν ένα δείγμα με μέγεθος αρκετά μικρό, ώστε οι μακροσκοπικές ιδιότητες του ρευστού να αλλάζουν κατά συνεχή τρόπο από σωματίδιο σε σωματίδιο αλλά και αρκετά μεγάλο ώστε να μην επηρεάζεται από την χαώδη θερμική κίνηση των

¹² “Gas Propagation”, T.Alexopoulos , S. Karentzos / Atlas MicroMeGaS Mechanics Workshop, CERN.

μορίων του. Η τροχιά ενός σωματιδίου ρευστού καθώς αυτό κινείται σύμφωνα με τους νόμους του Νεύτωνα ονομάζεται, **τροχιακή γραμμή** (σχήμα 181). **Στρωτή ροή** (*laminar flow*), θα ονομάζουμε την κατάσταση εκείνη της ροής, όπου κάθε σωματίδιο του ρευστού διερχόμενο από συγκεκριμένο σημείο ακολουθεί την ίδια τροχιακή γραμμή. Οι ταχύτητες όλων των σωματιδίων ενός ρευστού σε δεδομένη χρονική στιγμή, ορίζουν το πεδίο ταχυτήτων του ρευστού, ως εξής:

$$\vec{v} = v(\tau, t)$$

Πεδίο ταχυτήτων ή **πεδίο ροής**, ονομάζουμε το χώρο σε κάθε σημείο του οποίου η ταχύτητα του ρευστού παίρνει μια συγκεκριμένη τιμή. Στη στρωτή ροή, κάθε σωματίδιο ρευστού διέρχεται από το σημείο $P(T)$ με την ίδια ταχύτητα, $V = V(r)$. Συνεπώς, για την στρωτή ροή η ταχύτητα είναι ανεξάρτητη του χρόνου. Η ροή που δεν είναι στρωτή, ονομάζεται, **τυρβώδης** (*turbulent flow*). Η κατάσταση ενός ρευστού σε ηρεμία, περιγράφεται από την πίεση P και την πυκνότητα ρ που μπορεί να είναι συναρτήσεις της θέσης και του χρόνου. Επειδή τα υγρά τα θεωρούμε πρακτικά ασυμπίεστα, θέτουμε, ρ – σταθερό. Μπορούμε να θεωρήσουμε και τα αέρια με σταθερή πυκνότητα, αν αποφύγουμε τα φαινόμενα μεγάλης κλίμακας (μετεωρολογικά) και περιοριστούμε σε ταχύτητες μικρότερες από το μισό της ταχύτητας του ήχου στον αέρα υπό κανονικές συνθήκες. Μια σημαντική δύναμη που επηρεάζει την κίνηση των ρευστών, είναι η δύναμη της τριβής, η οποία ονομάζεται, **εσωτερική τριβή** και οφείλεται στην διατμητική τάση που ασκεί κάθε στοιβάδα του ρευστού στην αμέσως γειτονική της, καθώς η μία γλιστρά πάνω στην άλλη.



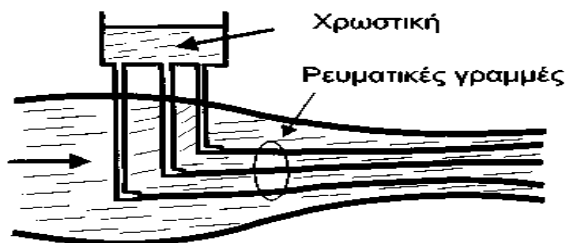
Σχήμα 181a: Σχηματική αναπαράσταση μιας τροχιακής γραμμής.



Σχήμα 181b: Σχηματική αναπαράσταση μιας ρευματικής γραμμής.

Οι ρευματικές γραμμές (σχήμα 181b), χρησιμοποιούνται για να περιγράψουν το πεδίο ταχυτήτων σε ένα ρευστό που κινείται. Κατά μήκος της ρευματικής γραμμής, η επαπτομένη σε κάθε σημείο της γραμμής δείχνει την διεύθυνση της ταχύτητας του ρευστού σε κάθε σημείο. Κατ' αντιστοιχία προς τη δυναμική γραμμή του ηλεκτρικού και βαρυντικού πεδίου, εδώ έχουμε τις ρευματικές γραμμές, των οποίων η πυκνότητα ανά μονάδα επιφάνειας εκφράζει το μέτρο της ταχύτητας, όπως η πυκνότητα των δυναμικών γραμμών, εκφράζει το μέτρο της έντασης του πεδίου. Πρέπει να σημειώσουμε ότι η τροχιακή γραμμή, αναφέρεται στη διαδρομή ενός μόνο σωματιδίου ενώ η ρευματική γραμμή απεικονίζει σε δεδομένη στιγμή τις διευθύνσεις των ταχυτήτων ενός πλήθους σωματιδίων. Κάθε διακριτό σωματίδιο ρευστού πρέπει να κινείται κατά μήκος μιας τροχιάς της οποίας η επαπτομένη έχει την ίδια διεύθυνση με αυτή της ταχύτητας του ρευστού σε κάθε σημείο. Ένα ουσιώδες χαρακτηριστικό της στρωτής ροής, είναι ότι οι ρευματικές γραμμές είναι

ανεξάρτητες του χρόνου. Συνεπώς, η τροχιακή γραμμή ενός σωματιδίου συμπίπτει με την ρευματική γραμμή για την περίπτωση της στρωτής ροής. Μια έννοια στενά συνδεδεμένη με τη ρευματική γραμμή, είναι η φλέβα ροής, η οποία φαίνεται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 182). Η **φλέβα ροής**, είναι ένας σωλήνας, όχι κατ' ανάγκη σταθερής διατομής του οποίου η παράπλευρη επιφάνεια θεωρείται ότι σχηματίζεται από ρευματικές γραμμές.



Σχήμα 182: Οι ρευματικές γραμμές γίνονται ορατές με τη βοήθεια χρωστικής.

Θεωρούμε τη φλέβα που περιγράψαμε πιο πάνω (σχήμα 182) και υποθέτουμε ότι η πυκνότητα του ρευστού στο σημείο 1 είναι ρ_1 και στο σημείο 2, ρ_2 , αντίστοιχα. Συνεπώς, κατά την διάρκεια του χρονικού διαστήματος Δt , μια ποσότητα ρευστού μάζας

$$\Delta m_2 = (\rho_2 v_2 n_2 \Delta A_2) \Delta t$$

έχει περάσει από την επιφάνεια ΔA_2 , εγκαταλείποντας τον περικλειόμενο όγκο και μια ποσότητα ρευστού μάζας

$$\Delta m_1 = (\rho_1 v_1 n_1 \Delta A_1) \Delta t$$

διέρχεται από την επιφάνεια ΔA_1 , εισερχόμενη στον περικλειόμενο όγκο. Αν υποθέσουμε ότι, μέσα στον περικλειόμενο όγκο δεν υπάρχουν πηγές ρευστού ή καταβόθρες, θα πρέπει $\Delta m_1 = \Delta m_2$ ή

$$(\rho_1 v_1 n_1 \Delta A_1) + (\rho_2 v_2 n_2 \Delta A_2) = 0 \quad (1)$$

Για ασυμπίεστα ρευστά, έχουμε $\rho_1 = \rho_2$, οπότε η παραπάνω σχέση γίνεται:

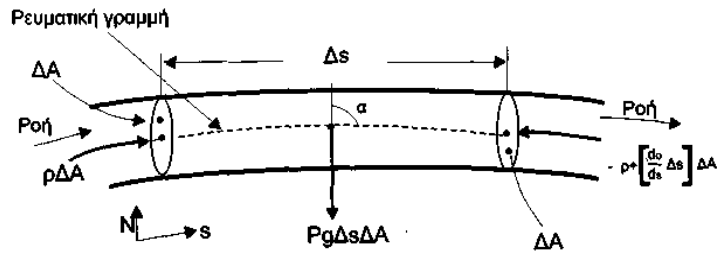
$$v_1 n_1 \Delta A_1 + v_2 n_2 \Delta A_2 = 0 \quad (2)$$

Οι σχέσεις αυτές, εκφράζουν τη **συνθήκη συνέχειας**, η οποία διαφορετικά διατυπώνεται ως εξής: Το γινόμενο της ταχύτητας ροής, V , επί το εμβαδόν, A , της διατομής της φλέβας ροής, είναι σταθερό.

$$VA = \text{σταθερό}$$

Ας θεωρήσουμε στη συνέχεια ένα σωματίδιο ρευστού υπό την μορφή μιας λεπτής φλέβας ροής μήκους Δs κατά μήκος της κεντρικής γραμμής (σχήμα 183).

$$\Delta m = \rho \Delta s \Delta A$$



Σχήμα 183: Η διατομή της φλέβας είναι ΔA και η μάζα περικλειόμενου ρευστού.

Από το παραπάνω σχήμα (σχήμα 183), φαίνεται ότι η συνιστώσα της δύναμης κατά την διεύθυνση της ρευματικής γραμμής λόγω της διαφοράς είναι:

$$F_{πίεσης} = P\Delta A - \left(-P + \frac{dP}{ds} \Delta s\right) \Delta A = -\frac{dP}{ds} \Delta s \Delta A$$

Η συνιστώσα του βάρους κατά τη διεύθυνση της ρευματικής γραμμής, είναι:

$$F = \left(-\frac{dP}{ds} + \rho g \frac{dh}{ds}\right) \Delta s \Delta A \quad (3)$$

Για την επιτάχυνση a , μπορούμε να γράψουμε:

$$a = \frac{du(s,t)}{dt} = \frac{\partial u}{\partial s} \frac{ds}{dt} + \frac{\partial u}{\partial t} \frac{dt}{ds}$$

όπου, για την περίπτωση της στρωτής ροής, ισχύει:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = 0$$

οπότε, η επιτάχυνση παίρνει τη μορφή,

$$a = \frac{du(s,t)}{dt} = \frac{\partial u}{\partial s} \frac{ds}{dt} = v \frac{dv}{ds} \quad (4)$$

Ο θεμελιώδης νόμος της μηχανικής, $F = a \Delta m$, λόγω των σχέσεων (3) και (4) γράφεται στη μορφή:

$$\left(-\frac{dP}{ds} + \rho g \frac{dh}{ds}\right) \Delta s \Delta A = \rho \Delta s \Delta A v \frac{dv}{ds} \Rightarrow \frac{dP}{ds} + \rho g \frac{dh}{ds} + \rho v \frac{dv}{ds} = 0 \Rightarrow dP + \rho g dh + \rho v dv = 0 \quad (5)$$

Ολοκληρώνοντας την σχέση (5) κατά μήκος της ρευματικής γραμμής μεταξύ των σημείων 1 και 2, παίρνουμε:

$$(P_2 - P_1) + \rho g(h_2 - h_1) + \frac{1}{2} \rho (v_2^2 - v_1^2) = 0 \quad (6)$$

όπου, h_1 και h_2 , είναι τα ύψη των σημείων 1 και 2 πάνω από μία αυθαίρετη στάθμη αναφοράς.

Η σχέση (6), μπορεί να γραφεί με την πιο γενική μορφή,

$$P + \rho gh + \frac{1}{2} \rho v^2 = \text{σταθ.} \quad (7)$$

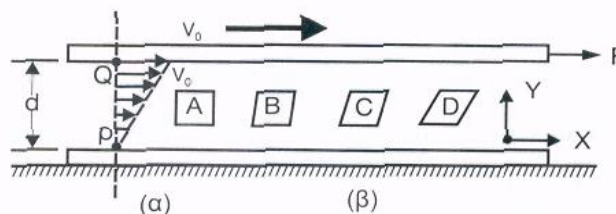
Οι σχέσεις (5), (6) και (7) είναι οι ισοδύναμες εκφράσεις του **νόμου του Bernoulli**, με τον περιορισμό ότι οι ολοκληρωμένες εκφράσεις (6) και (7) εφαρμόζονται για ασυμπίεστα ρευστά. Η ποσότητα $P + \rho gh$, αναφέρεται σαν **στατική πίεση** (εξωτερική + υδροστατική) και η $\frac{1}{2} \rho v^2$, ως **δυναμική πίεση**.

8.2 Εσωτερική τριβή

Όταν μια στοιβάδα ενός ρευστού, ολισθαίνει πάνω από μια γειτονική στοιβάδα, μια δύναμη τριβής αναπτύσσεται στην επιφάνεια *συν - επαφής*, την οποία ονομάζουμε, **εσωτερική τριβή**, που όπως και η συνήθης τριβή στα στερεά, έχει σαν αποτέλεσμα την μετατροπή της μηχανικής ενέργειας σε θερμότητα. Σε αντίθεση με την τριβή των στερεών, η εσωτερική τριβή στα ρευστά προξενεί την ανταλλαγή μορίων μεταξύ των στοιβάδων. Μερικά από τα ταχέως κινούμενα μόρια από μια στοιβάδα υψηλής ταχύτητας μεταφέρονται (διαχέονται) στην στοιβάδα χαμηλής ταχύτητας και αντιστρόφως με αποτέλεσμα την ελάττωση της σχετικής ταχύτητας μεταξύ των γειτονικών στοιβάδων και τη βαθμιαία μετατροπή της μεταφορικής ενέργειας (κινητικής) σε θερμότητα. Η μοριακή περιγραφή της στρωτής ροής στα υγρά είναι τελείως διαφορετική από τα αέρια.

Στα αέρια, η μέση απόσταση μεταξύ των μορίων είναι πολύ μεγαλύτερη από την εμβέλεια των μοριακών δυνάμεων. Συνεπώς, η διάχυση των μορίων από μια στοιβάδα στη γειτονική της μεταφέρει ορμή, μόνο κατά τις συγκρούσεις μεταξύ των διαχεόμενων μορίων και των τοπικών μορίων. Η αύξηση της θερμοκρασίας, αυξάνει τις ταχύτητες των μορίων ($\frac{1}{2} m v^2 = \frac{3}{2} k T$) και κατ' επέκταση το ρυθμό κρούσεων, άρα και την εσωτερική τριβή. Αντίθετα, στα υγρά όπου οι αποστάσεις μεταξύ των μορίων είναι μικρές και οι ενδομοριακές δυνάμεις ισχυρές, η αύξηση της θερμοκρασίας έχει σαν αποτέλεσμα την ελάττωση της εσωτερικής τριβής.

Όταν ένα στερεό κινείται μέσα σ' ένα ρευστό ή όταν ένα ρευστό ρέει πάνω από ένα στερεό, η στοιβάδα του ρευστού που εφάπτεται της επιφάνειας του στερεού δεν κινείται σε σχέση μ' αυτή. Στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 184) μια πλάκα στερεού κινείται με ταχύτητα v_0 , πάνω από μια άλλη σταθερή πλάκα σε απόσταση d και μεταξύ τους παρεμβάλλεται ένα ρευστό. Για να διατηρηθεί η ταχύτητα της πάνω πλάκας σταθερή v_0 , πρέπει να ασκείται σ' αυτή μια δύναμη F .



Σχήμα 184: Στρωτή ροή ενός ρευστού με ιξώδες, α) κατανομή της ταχύτητας εντός του ρευστού, β) ένα τμήμα του ρευστού που παρίσταται με το τετράγωνο A υφίσταται μια σταδιακή παραμόρφωση που αυξάνει σταθερά με το χρόνο λόγω των διατρητικών δυνάμεων που αναπτύσσονται κατά τη ροή.

Πειραματικά βρίσκουμε ότι η δύναμη αυτή, παρέχεται από τη σχέση:

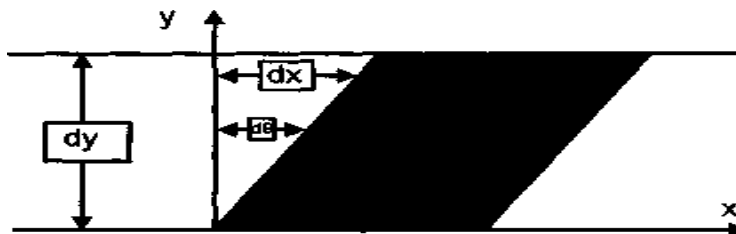
$$F = n \frac{A}{d} v_0$$

όπου, A , το εμβαδό της κινούμενης πλάκας και n ένας συντελεστής που ονομάζεται "συντελεστής εσωτερικής τριβής" ή "ιξώδες" του ρευστού. Τα τετράγωνα, A , B , C και D παριστάνουν μια μικρή ποσότητα ρευστού που παραμορφώνεται, λόγω της διατμητικής τάσης που αναπτύσσεται σε διαδοχικές χρονικές στιγμές. Ας θεωρήσουμε την κατάσταση, για παράδειγμα την C , από το παραπάνω σχήμα (σχήμα 185), τότε:

$$\varepsilon\varphi(\delta\theta) = \frac{dx}{dy} \approx \delta\theta$$

συνεπώς,

$$\frac{d(\delta\theta)}{dt} = \frac{d}{dt} \frac{dx}{dy} = \frac{d}{dy} \frac{dx}{dt} = -\frac{dv}{dy} \tag{8}$$



Σχήμα 185: Το τετράγωνο A μετά από χρόνο δt θα έχει τη μορφή του παραλληλογράμμου C που απεικονίζεται στο σχήμα αυτό.

Από το παραπάνω σχήμα, προκύπτει ότι η μεταβολή της ταχύτητας με την απόσταση από την κάτω πλάκα, ακολουθεί το γραμμικό νόμο:

$$v(y) = v_0 \left(\frac{y}{d} \right)$$

Παραγωγίζοντας, έχουμε: $\frac{dv_r}{dy} = \left(\frac{v_0}{d} \right)$, οπότε η σχέση (8), γίνεται:

$$\frac{d(\delta\theta)}{dt} = \frac{dv_r}{dy} = \left(\frac{v_0}{d} \right)$$

Ο λόγος της δύναμης F προς την επιφάνεια A της πλάκας, είναι η διατμηματική τάση που ασκείται στο ρευστό, $S_t = F/A$.

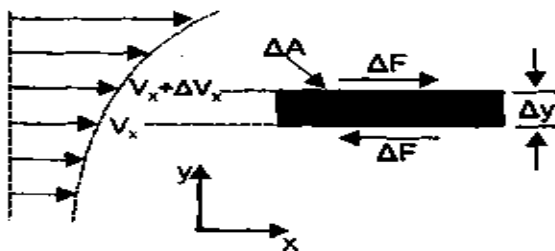
Ο λόγος της διατμητικής τάσεως S_t προς το ρυθμό μεταβολής της γωνίας διατμήσεως, ονομάζεται **δυναμικό μέτρο διατμήσεως** ή απλά **συντελεστής ιξώδους** και περιγράφεται από τη σχέση:

$$n = \frac{\frac{F}{A}}{d(\delta\theta)} = \frac{\frac{F}{A}}{\frac{v_0}{d}} = \frac{\text{διατμηματική τάση}}{\text{ρυθμός μεταβολής γωνίας διατμήσεως}}$$

Ο συντελεστής ιξώδους n ή η , εξαρτάται μόνο από τις μοριακές ιδιότητες του ρευστού και τη θερμοκρασία και όχι από τη γεωμετρία των συνθηκών ροής. Στο ακόλουθο σχήμα (σχήμα 186), φαίνεται μια απειροστή φέτα ρευστού και η διατμητική τάση που αναπτύσσεται σ' αυτό στη γενική ροή πραγματικού ρευστού.

$$\left\{ \begin{array}{l} n = \frac{\frac{\Delta F}{\Delta A}}{\frac{\Delta v_x}{\Delta y}} \\ \text{για } \Delta y \rightarrow 0, \Delta A \rightarrow 0 \end{array} \right. \Rightarrow S_t = n \frac{\partial v_x}{\partial y} \quad (9)$$

Στο σύστημα S.I., η μονάδα για το συντελεστή ιξώδους θα είναι το $Pa \cdot s$. Άλλη μία μονάδα, είναι το *poise* (P) στο σύστημα CGS ($1 Pa \cdot s = 10 P$).



Σχήμα 186: Σχηματική αναπαράσταση των διατμητικών δυνάμεων που αναπτύσσονται σε μια στοιχειώδη στοιβάδα ρευστού

8.3 Αριθμός Reynolds

Ο **αριθμός Reynolds, Re** , για την ροή ενός ρευστού σε έναν κυλινδρικό αγωγό είναι μικρότερος από το 2000, τότε η ροή στον αγωγό είναι πάντα **στρωτή ($Re < 2000$)**. Κατά τη στρωτή ροή, το προφίλ της ταχύτητας του ρευστού δεν αλλάζει με το χρόνο. Για **$Re > 2000$** , η ροή είναι συνήθως **τυρβώδης** (μπορεί να είναι και στρωτή για $2000 < Re < 10000$, εξαρτάται και από άλλους παράγοντες).

$$N_{Re} = \frac{D\rho v_{ave}}{\mu}$$

Η ροή ενός ρευστού λέγεται, **ασυμπίεστη**, όταν η πυκνότητα του ρευστού μπορεί να θεωρηθεί σταθερή στο πεδίο ροής, δηλαδή, όταν:

- i. το ρευστό είναι ασυμπίεστο (π.χ. υγρά) ή
- ii. όταν το ρευστό είναι συμπίεστο (π.χ. αέρια) αλλά οι διαφορές πίεσης που οφείλονται στην ροή είναι αμελητέες σε σχέση με την πίεση του ρευστού.

Μπορεί να αποδειχτεί ότι το κριτήριο (ii), ισχύει για τα αέρια σε ταχύτητες μέχρι και το 30% της ταχύτητας του ήχου. Έτσι για όλες τις πρακτικές εφαρμογές, η ροή των αερίων μπορεί να θεωρηθεί ως ασυμπίεστη, παρόλο που αυτά είναι συμπιεστά. Τέλος, για να βάλουμε το μίγμα μας στο υπό μελέτη μοντέλο το κατασκευάσαμε με την βοήθεια της θεωρίας χρησιμοποιώντας την μαζί με τους ακόλουθους τύπους.

Πυκνότητα: Στα υγρά τόσο η πυκνότητα όσο και το ιξώδες δεν εξαρτώνται από την πίεση, οπότε η παραπάνω σχέσεις, μπορούν να χρησιμοποιηθούν απευθείας. Για τα αέρια όμως, ενώ το ιξώδες πρακτικά δεν εξαρτάται από την πίεση, δεν συμβαίνει το ίδιο με την πυκνότητα, η οποία είναι ανάλογη με την πίεση σύμφωνα με το νόμο των ιδανικών αερίων (καταστατική εξίσωση):

$$pV = nRT \Rightarrow pV = \frac{m_{tot}}{M}RT \Rightarrow pM = \frac{m_{tot}}{V}RT \Rightarrow \rho = \frac{M_B P}{RT}$$

όπου, M_B , το μοριακό βάρος του αερίου. Η σχέση που χρησιμοποιήσαμε για την προσομοίωσή μας, είναι η ακόλουθη:

$$\rho = \frac{pM}{RT} = (p \cdot (0.03 \cdot M_{CO_2} + 0.97 \cdot M_{Ar}))/RT$$

όπου, $M_{CO_2} = 44,011 \text{ gr/mol}$, $M_{Ar} = 39,95 \text{ gr/mol}$ και $R = 8,314 \text{ J/mol K} = 0.0821 \text{ bar / mol K}$.

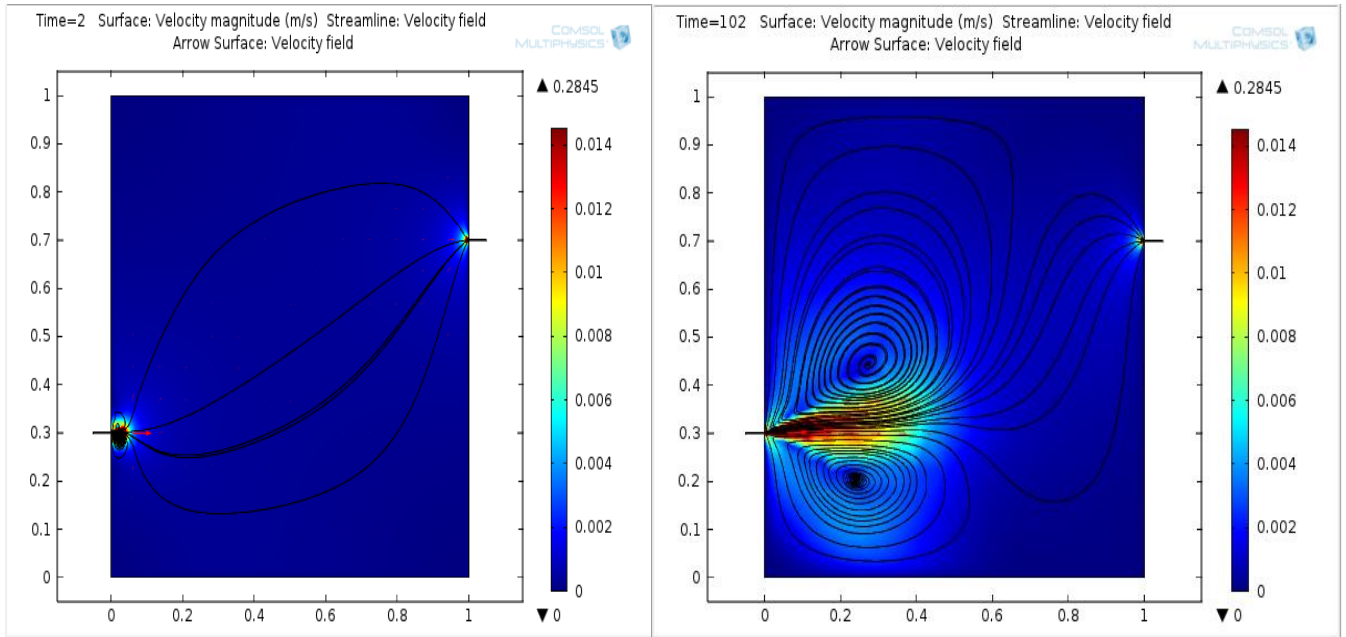
8.4

Simulation Results

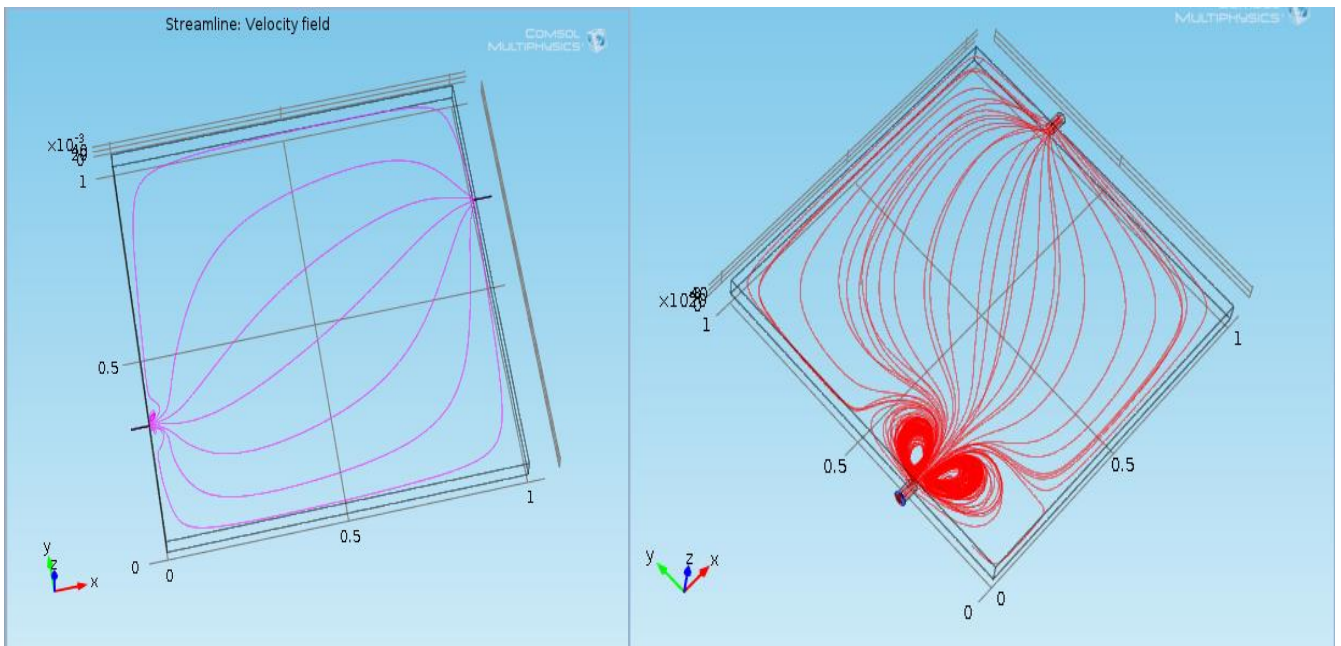
Σε αυτό το σημείο θα παραθέσουμε τα αποτελέσματα της προσομοίωσής μας, ξεκινώντας από την απλή τετραγωνική γεωμετρία και κλείνουμε με γεωμετρία του *small sector – NSW*. Προσπαθήσαμε να κάνουμε και μία τρισδιάστατη προσομοίωση, αλλά το απαιτούμενο μέγεθος μνήμης (περίπου 11GB!), κατέστησαν την συγκεκριμένη προσπάθεια αδύνατη. Ωστόσο θα παραθέσουμε και την τρισδιάστατη γεωμετρία.

8.4.1 Τετραγωνική γεωμετρία του ανιχνευτή MicroMeGaS.

Τα πρώτα αποτελέσματα που παραθέτουμε, είναι τα διαγράμματα των ρευματικών γραμμών της διάδοσης του αερίου μας στον ανιχνευτή MicroMeGaS (*velocity streamlines*). Επίσης, δίνουμε και κάποια τρισδιάστατα μοντέλα, για να δούμε αν το μοντέλο αυτό συνάδει με αυτό των δύο διαστάσεων (σχήμα 187). Απ' ότι θα δούμε για τις ρευματικές γραμμές, αυτό ισχύει ενώ για την συγκέντρωση, λόγω της υπολογιστικής ισχύος όπως αναφέραμε, θα παρουσιάσουμε μόνο τα πρώτα 100sec. Τέλος, παραθέτονται τα αποτελέσματα της συγκεντρώσεως του αερίου στον ανιχνευτή μας, στη μονάδα του χρόνου ($t = 0 - 36000\text{sec}$).

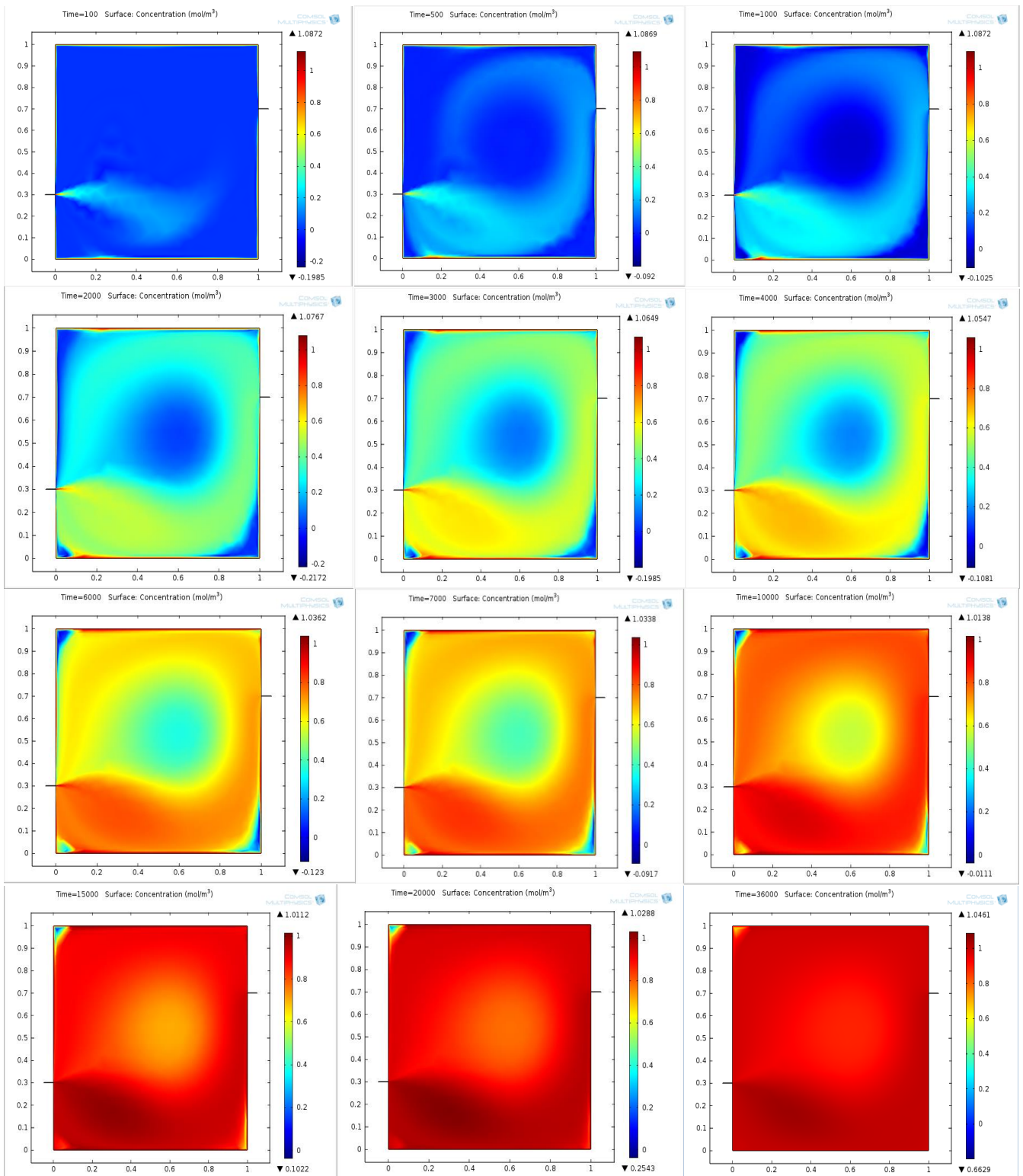


Σχήμα 187: Διαγράμματα των ρευματικών γραμμών της διάδοσης του αερίου (α και β).



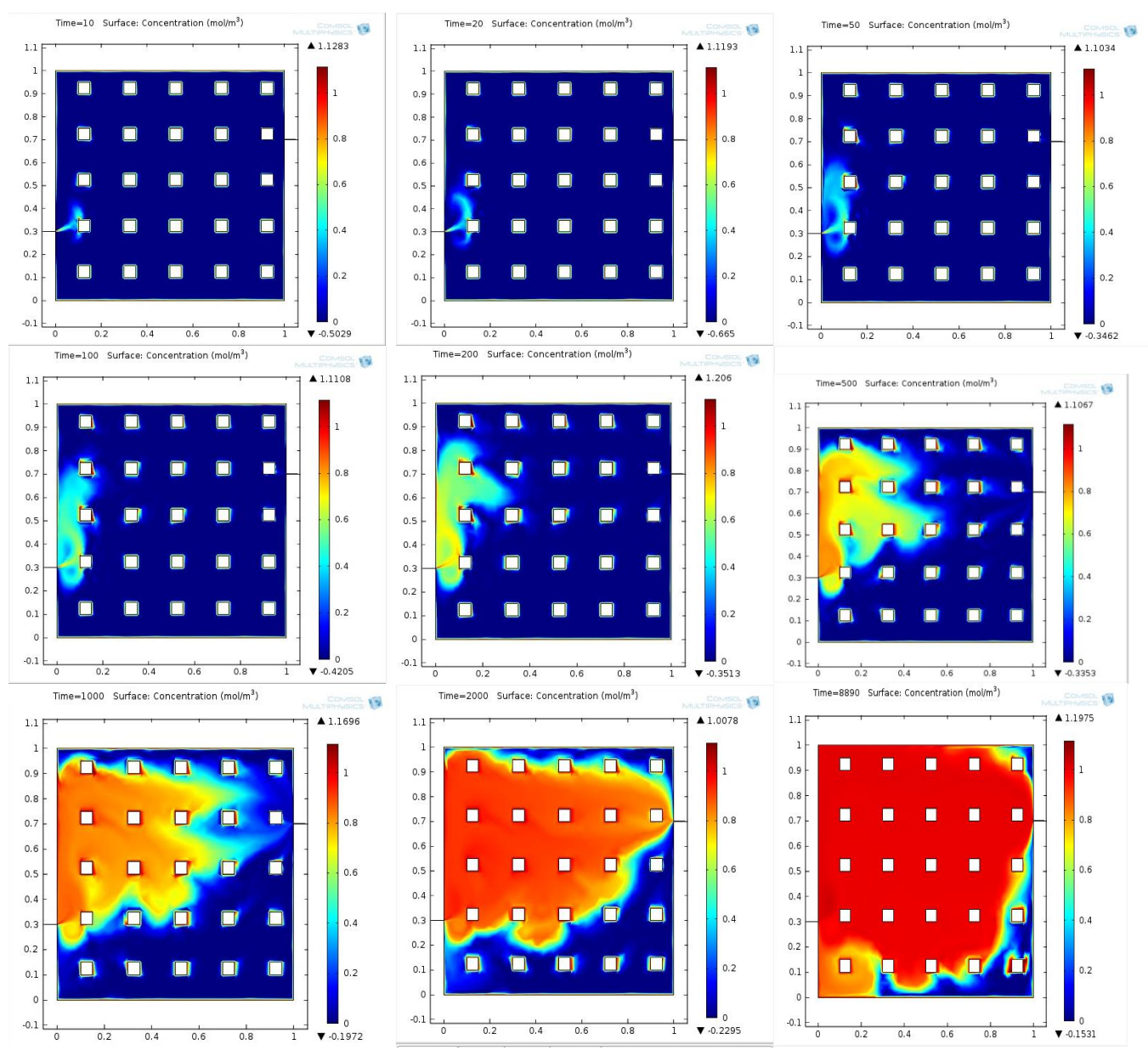
Σχήμα 188: Το τρισδιάστατο διάγραμμα των ρευματικών γραμμών της διάδοσης του αερίου (συμπίπτει με τα σχήματα α, β).

Παρατηρούμε ότι, τα αποτελέσματα των ρευματικών γραμμών στις δύο και στις τρεις διαστάσεις συμπίπτουν, με αποτέλεσμα να είμαστε σε θέση να επαληθεύσουμε την ορθότητα της μεθόδου μας. Στις επόμενες εικόνες, ακολουθεί η «χρονική εξέλιξη» του συστήματός μας, όσον αφορά τη διάδοση του αερίου στον ανιχνευτή (σχήμα 189).



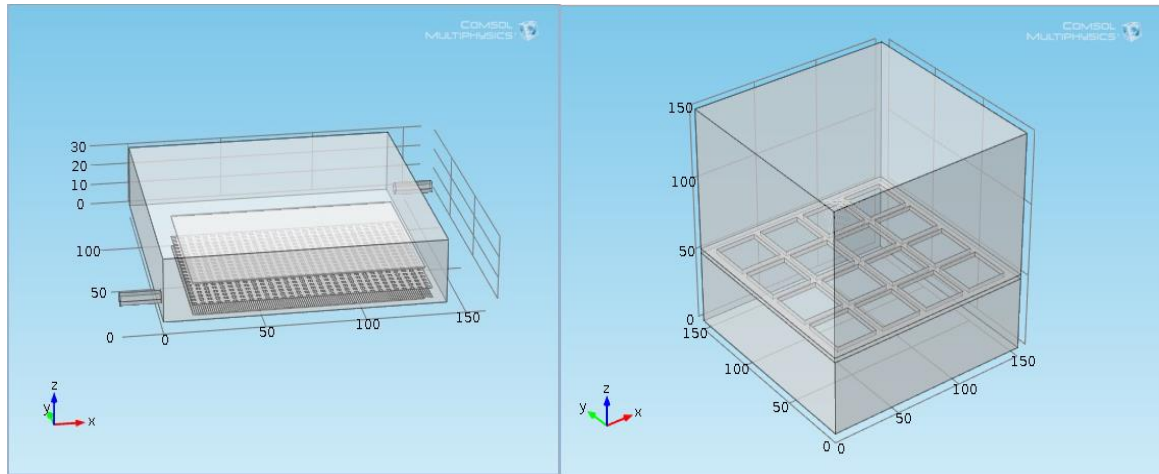
Σχήμα 189: Η ροή του αερίου (concentration) στον ανιχνευτή MicroMeGaS στη μονάδα του χρόνου (Ξεκινώντας από πάνω αριστερά, $t = 0$, προς το τέλος κάτω δεξιά, $t = 36000\text{sec}$.)

Παραθέτουμε και κάποιες εικόνες από τη διάδοση του αερίου στην περιοχή του *mesh*, σε δύο και σε τρεις διαστάσεις, με σκοπό την καλύτερη δυνατή κατανόηση της κυκλοφορίας του αερίου στον ανιχνευτή μας. Οι διδιάστατες εικόνες (σχήμα 190) έγιναν για την κίνηση του αερίου γύρω από κάποια εμπόδια όπως είναι οι μεταλλικοί «ράβδοι» (pillars) που στηρίζουν το *mesh*. Οι τρισδιάστατες απεικονίσεις έγιναν σε έναν πολύ μικρό χώρο γύρω από το *mesh*, λόγω έλλειψης υπολογιστικής ικανότητας από τον Η/Υ.

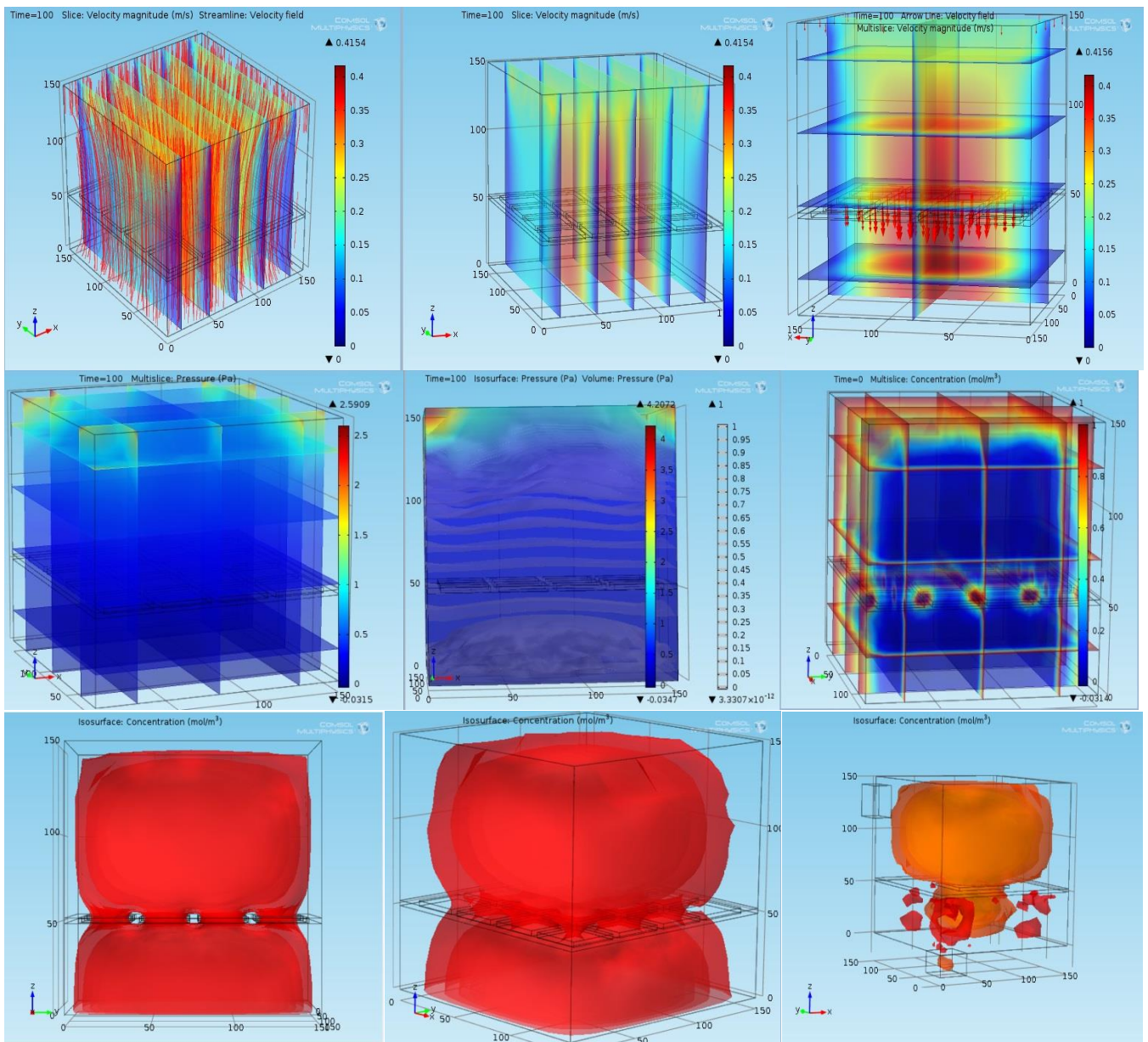


Σχήμα 190: Η κυκλοφορία του αερίου στην περιοχή του *micromesh* (2 – D).

Το αρχικό μας τρισδιάστατο μοντέλο, όπως έχουμε αναφέρει δεν μπορούσε να υπολογιστεί και γι' αυτό το μικρόνισμα. Το μέγεθος της περιοχής προσομοίωσης είναι κάποια μm^3 και όχι οι κανονικές του διαστάσεις. Τα δύο αυτά βήματα, φαίνονται στο ακόλουθο σχήμα (σχήμα 191). Μετά από αυτό, παραθέτουμε τις τρισδιάστατες γραφικές παραστάσεις της κυκλοφορίας του αερίου στην περιοχή του *micromesh* (σχήμα 192).



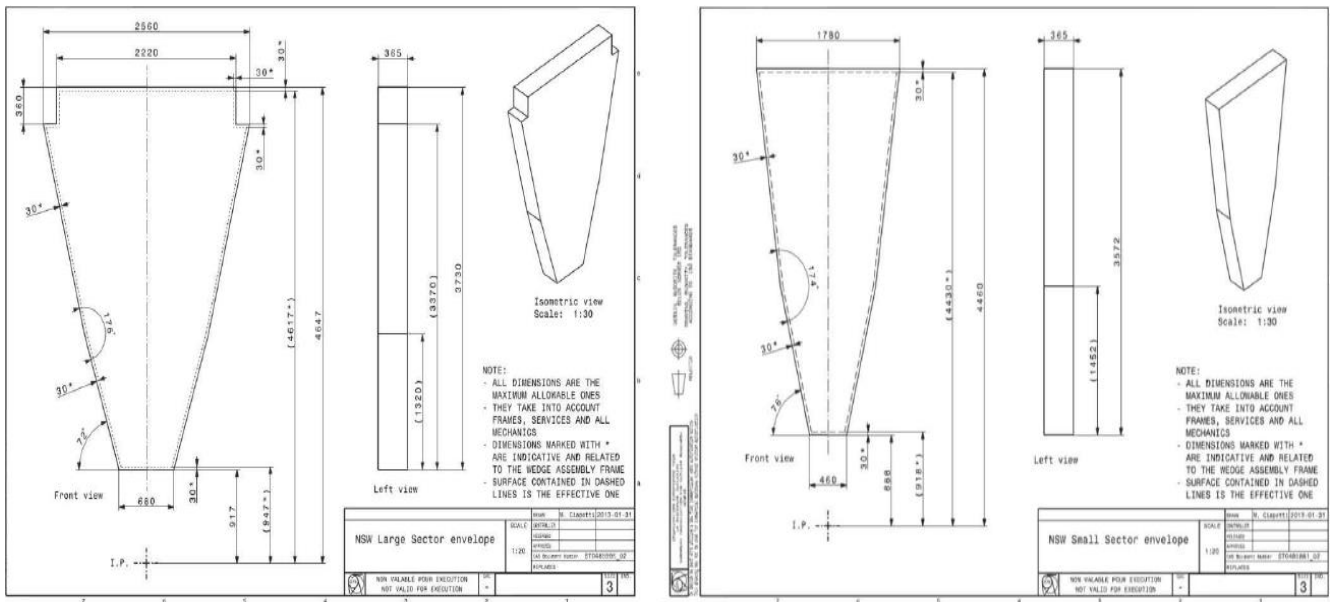
Σχήμα 191: Το τρισδιάστατο διάγραμμα της κυκλοφορίας του αερίου στην περιοχή του *micromesh*.



Σχήμα 192: Το τρισδιάστατο διάγραμμα της ταχύτητας, της πίεσης και της συγκέντρωσης στην περιοχή του *micromesh*.

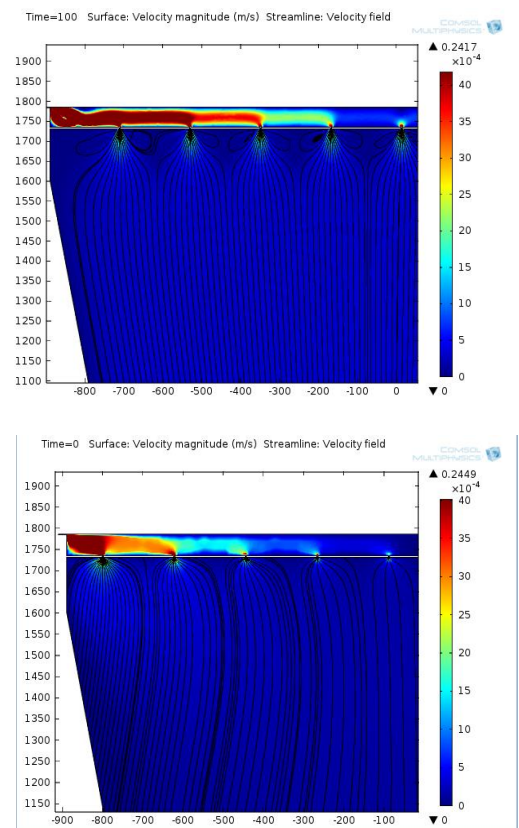
8.4.2 Η γεωμετρία του ανιχνευτή NSW – MicroMeGaS.

Στο ακόλουθο σχήμα (σχήμα 193), παρουσιάζεται η γεωμετρία αλλά και οι διαστάσεις του πραγματικού μοντέλου NSW – MicroMeGaS (*small* και *large sector*), όπως έχει σχεδιαστεί από το μηχανικό τμήμα του CERN.



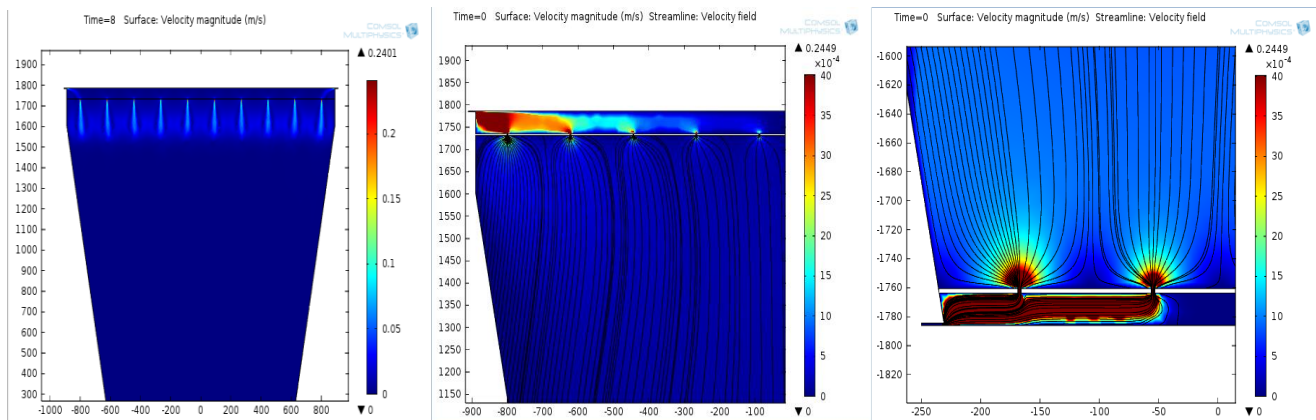
Σχήμα 193: Ο ανιχνευτής NSW – MicroMeGaS, *large* και *small sector*, αντίστοιχα.

Στην συγκεκριμένη παράγραφο θα παρουσιάσουμε τα διαγράμματα (*Plots*) της συγκεκριμένης μελέτης. Αυτά αναφέρονται στα διαγράμματα πίεσης (*Pressure*), ταχύτητας (*Velocity*) αλλά και σε αυτά της συγκεντρώσεως (*Concentration*) του υπό μελέτη αερίου. Όπως αναφέραμε παραπάνω, η μελέτη έγινε για Αργό (100%) και για μείγμα αργού – διοξειδίου του άνθρακα σε αναλογία, 97%:3%. Θα δώσουμε επίσης και τη σύγκριση των διαφορετικών μεγεθών του *buffer zone* αλλά και του πρώτου μοντέλου με το κανονικό μοντέλο. Τέλος θα δοκιμάσουμε το μοντέλο μας για διαφορετικές θέσεις στον χώρο. Ας ξεκινήσουμε λοιπόν, με την επίδραση ή μη της βαρύτητας στο μοντέλο μας. Οι παρακάτω εικόνες (σχήμα 194), μας δείχνουν την διαφορά των ρευματικών γραμμών στην περιοχή των οπών του *buffer zone*.



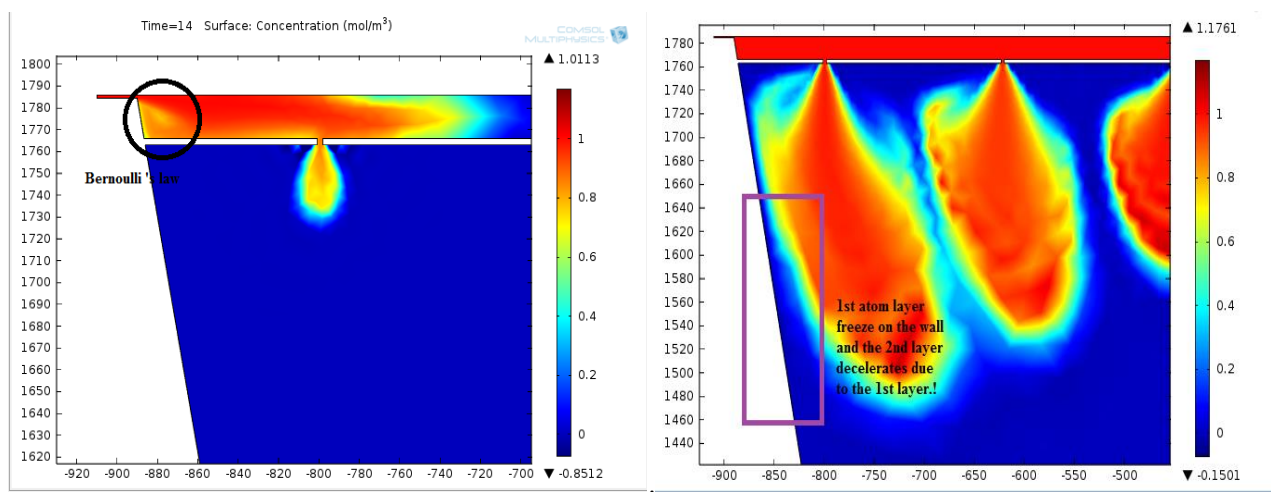
Σχήμα 194: Streamlines χωρίς και με βαρύτητα (πάνω: ΑΒ, κάτω: ΒΒ).

Ας δούμε σε αυτό το σημείο της ρευματικές γραμμές του αερίου μας (*Velocity streamlines*) στις τρεις περιοχές του ανιχνευτή μας, δηλαδή, στην περιοχή του *inlet*, του ενεργού όγκου και στον *outlet* (σχήμα 195). Επίσης, παραθέτουμε και τα γραφήματα της συγκεντρώσεως του αερίου μας, για το Αργό (100%) αλλά και για το μίγμα Αργού – διοξειδίου του άνθρακα (93% – 7%).



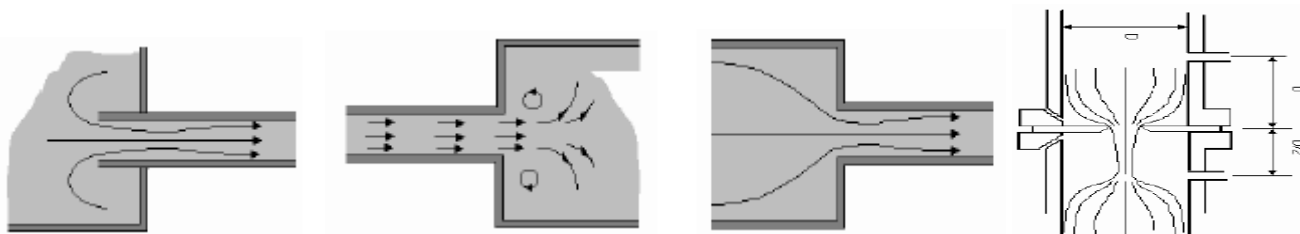
Σχήμα 195: Streamlines της ταχύτητας του αερίου μας στις σπές κοντά στο *inlet* και στο *outlet* αντίστοιχα.

Όπως θα δούμε από την προσομοίωση μας (σχήμα 196), στην οποία εμφανίζεται η κίνηση του αερίου, στα σημεία αλλαγής της γεωμετρίας, η ροή περιγράφεται από την εξίσωση του *Bernoulli*. Επίσης, βλέπουμε την απόκλιση του αερίου μας στα τοιχώματα του ανιχνευτή. Αυτό οφείλεται στο ότι τα μόρια που φτάνουν πρώτα πάνω στο τοίχωμα «κολλάνε» σε αυτό με αποτέλεσμα την δημιουργία ενός στρώματος αερίου, το οποίο δεν επιτρέπει στα υπόλοιπα να προσεγγίσουν το τοίχωμα, με αποτέλεσμα να επιβραδύνεται το στρώμα αερίου που θα επιδράσει με αυτό, μιας και μπορεί να θεωρηθεί ακίνητο συγκριτικά με το υπόλοιπο ρευστό. Το συγκεκριμένο φαινόμενο μοιάζει με το φαινόμενο *Malter* [δες, §5.9], με μόνη διαφορά ότι, εκεί έχουμε ιόντα αργού.



Σχήμα 196: *Bernoulli's law* and backstep.

Στο παρακάτω σχήμα (σχήμα 197), παρουσιάζονται οι κινήσεις ενός ρευστού σε έναν χώρο με αλλαγή της γεωμετρίας. Η πρώτη εικόνα, παρουσιάζει την αλλαγή της ροής από μία μεγάλη περιοχή σε μία πολύ πιο στενή, για παράδειγμα σε ένα σωλήνα (*entry to a pipe from a tank*), ενώ η δεύτερη από μία στενή περιοχή (*inlet*) σε μία μεγάλη (*sudden enlargement*) και τέλος, η τρίτη παρουσιάζει την αντίστροφη (*outlet*) από την δεύτερη διαδικασία (*sudden contraction*).



Σχήμα 197: α. *entry to a pipe from a tank*, β. *sudden enlargement*, γ. *sudden contraction* δ. *micro – mesh*.

Το ρευστό προσεγγίζει την είσοδο (*inlet*), από όλες τις κατευθύνσεις και η ακτινική ταχύτητα προκαλεί τη συρρίκνωση της «ροής» (*jet*), στο εσωτερικό του σωλήνα. Έπειτα, η «ροή» απλώνεται και κατακλύζει το χώρο εντός του σωλήνα. Το σημείο στο οποίο το *jet*, είναι ελάχιστο, ονομάζεται *Vena Contracta*. Ο συντελεστής συστολής, ορίζεται ως εξής:

$$C_c = \frac{A_j}{A_0} \left(= \frac{d_j^2}{d_0^2}, \text{αν θεωρήσουμε τις οπές του mesh} \right).$$

όπου, το A_j , είναι η επιφανειακή ενεργός διατομή της ροής (*jet*) και A_0 , η επιφανειακή ενεργός διατομή του σωλήνα. Αν ο σωλήνας μας ήταν κυκλικός, τότε ο παραπάνω τύπος παίρνει τη μορφή,

$$C_c = \frac{d_j^2}{d_0^2}$$

Ο αντίστοιχος συντελεστής της ταχύτητας, ορίζεται από τη σχέση

$$C_v = \frac{\text{actual velocity}}{\text{theoretical velocity}} = \frac{u}{(2\Delta\rho/\rho)^{\frac{1}{2}}}$$

Στη δεδομένη περίπτωση αναφερόμαστε στην ταχύτητα του σημείου *vena – contracta*, ενώ κανονικά ισχύει και για τις άλλες περιπτώσεις. Ο συντελεστής απώλειας, δίνεται από την ακόλουθη σχέση

$$k = \left\{ 1 - \left(\frac{d_j^2}{d_0^2} \right) \right\}^2$$

και οι τιμές για τις τρεις περιπτώσεις είναι, $k = 0.04 - 0.78$, $k = 1$, $k = 0 - 0.5$, αντίστοιχα. Εξαρτάται κυρίως από τη γεωμετρία του εκάστοτε μοντέλου. Για περαιτέρω πληροφορίες, μπορεί να αναζητήσει κάποιος θέματα, Μηχανικής των Ρευστών (*Fluid Mechanics, Applications of Bernoulli*).

Η εξίσωση Navier – Stokes

Στην συγκεκριμένη παράγραφο, θα διατυπώσουμε και θα εξετάσουμε τις εξισώσεις της κίνησης των πραγματικών ρευστών. Εν γένει η κίνηση των ιδανικών ρευστών, περιγράφεται από την εξίσωση Euler,

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = -\frac{\vec{\nabla}p}{\rho} + \vec{g}$$

η οποία, ισχύει για συμπιεστά και ασυμπίεστα ρευστά και προκύπτει από το συνδυασμό των εξισώσεων διατήρησης μάζας – συνέχειας,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0$$

και της διατήρησης της ορμής.

$$\frac{\partial(\rho \vec{u})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u} \otimes \vec{u} + p \mathbf{g}) = \rho \vec{g}$$

όπου, έχουμε συμπεριλάβει και την επίδραση του βαρυντικού πεδίου, $(\rho \vec{g})$. Γι' αυτό, πρέπει να προσέχουμε τη διαφορά μεταξύ του μετρικού ταυνοστή, \mathbf{g} και της επιτάχυνσης της βαρύτητας, \vec{g} . Γνωρίζουμε ότι στην γενική της μορφή η εξίσωση της συνέχειας, ισχύει για τα ιδανικά αλλά και για τα πραγματικά ρευστά. Η εξίσωση που πρέπει να τροποποιηθεί είναι αυτή της διατήρησης της ορμής. Η πυκνότητα της κινητικής ορμής, αντιστοιχεί σε μία πλήρως αντιστρεπτή μεταφορά ορμής, η οποία οφείλεται αφενός στην κίνηση των στοιχείων του ρευστού από σημείο σε σημείο και αφετέρου στις δυνάμεις που ασκούνται στο ρευστό. Στην περίπτωση ενός ιδανικού ρευστού, η πρώτη συνεισφορά είναι μηδενική, με αποτέλεσμα στην περίπτωση των πραγματικών ρευστών, να έγκειται η αναγκαιότητα τροποποίησής της. Εκτός αυτής της μεταφοράς ορμής, υπάρχει και άλλο ένα ποσοστό μεταφοράς, το οποίο οφείλεται στις δυνάμεις τριβής. Ένα σημαντικό μέγεθος στην ρευστοδυναμική, είναι ο **τανυστής τάσης**, \mathbf{T} , ο οποίος συνδέεται με τη βαθμωτή διαστολή, Θ και τη συμμετρική διάτμηση, Σ , μέσω της σχέσης,

$$\mathbf{T} = -K\Theta \mathbf{g} - 2\mu \Sigma$$

Κατ' αναλογία με αυτή, μπορούμε να γράψουμε την συνεισφορά της εσωτερικής τριβής στον ταυνοστή των τάσεων, ως εξής:

$$\mathbf{T} = -\zeta \theta \mathbf{g} - 2\eta \sigma$$

όπου, ο συντελεστής ζ , είναι το *ιξώδες όγκου* και ο συντελεστής η , το *διατμητικό ή δυναμικό ιξώδες* και

$$\begin{cases} \theta = \frac{d\Theta}{dt} \\ \sigma = \frac{d\Sigma}{dt} \end{cases}$$

Τα ρευστά για τα οποία ισχύει αυτή η αναλογία, ονομάζονται, **Νευτώνεια**. Άρα, στην περίπτωση αυτή, η εξίσωση του *Euler*, γράφεται στη μορφή:

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} = -\vec{\nabla}p + \rho\vec{g} + \vec{\nabla}(\zeta\theta) + 2\vec{\nabla} \cdot (\eta\sigma)$$

Αυτή είναι η γενική μορφή της **εξίσωσης Navier – Stokes**, στην οποία οι δύο τελευταίοι όροι περιγράφουν την επίδραση του ιξώδους. Σε πολλές περιπτώσεις μπορούμε να αγνοήσουμε το ιξώδες όγκου και να λάβουμε υπόψη μόνο το διατμητικό. Στην περίπτωση αυτή, η παραπάνω εξίσωση μπορεί να γραφεί στην ακόλουθη μορφή:

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = -\frac{\vec{\nabla}p}{\rho} + \vec{g} + \nu \nabla^2 \vec{u}$$

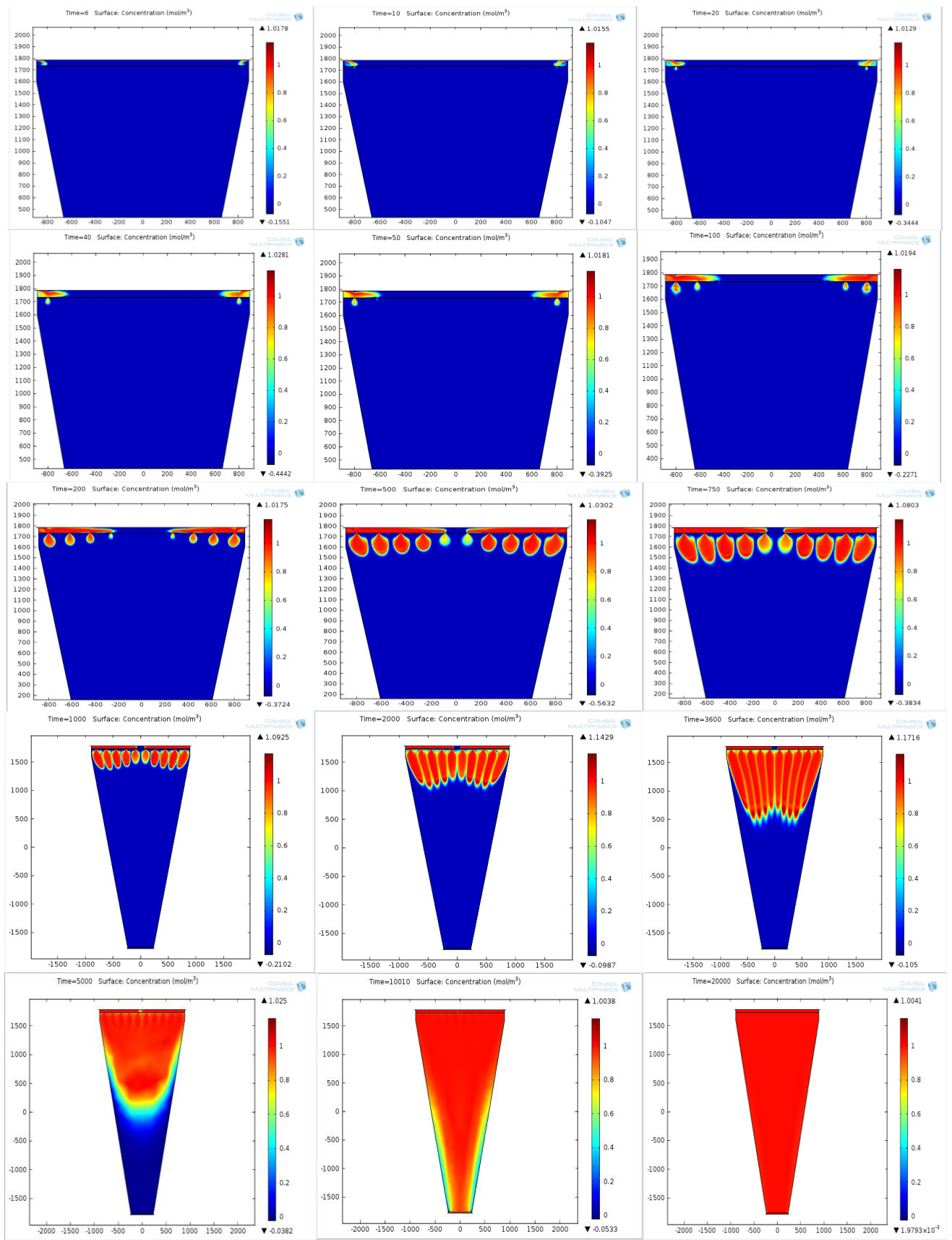
όπου, $\nu = \frac{\eta}{\rho}$. Αυτή είναι η εξίσωση **Navier – Stokes**, για τα Νευτώνεια ρευστά. Δυσκολία επίλυσής της, έγκειται στο ότι έχει μη – γραμμικούς όρους (τους όρους, $u_i \frac{\partial u_i}{\partial x_i}$ στην υλική παράγωγο) και ως εκ τούτου, δεν ισχύει η αρχή της υπέρθεσης των λύσεων. Για το λόγο αυτό, η συγκεκριμένη εξίσωση λύνεται με αριθμητικές μεθόδους.

Τα ρευστά που δεν υπακούουν τον νόμο του Νεύτωνα, ονομάζονται **μη – Νευτώνεια**. Η βασική διαφορά τους από τα Νευτώνεια, είναι ότι το ιξώδες τους, δεν εξαρτάται μόνο από τις μοριακές ιδιότητες τους αλλά επίσης από την διατμητική τάση και την ταχύτητα παραμόρφωσης.

Αυτό που μας ενδιαφέρει όταν λύνουμε μία διαφορική εξίσωση, η οποία περιγράφει ένα φυσικό σύστημα, είναι οι αρχικές και συνοριακές συνθήκες. Οι βασικές συνθήκες που μας απασχολούν είναι, η οριακή επιφάνεια για την κίνηση ενός ρευστού ($\frac{d\vec{F}}{dt} = 0$), το τοίχωμα του δοχείου μας (στεγανό, ακίνητο, κ.λπ.) και η συνάφεια. Η τελευταία μας λέει ότι, η κίνηση ενός ρευστού παράλληλα προς την επιφάνεια είναι αδύνατη. Αν ισχύουν, οι συνθήκες στεγανότητας και συνάφειας,

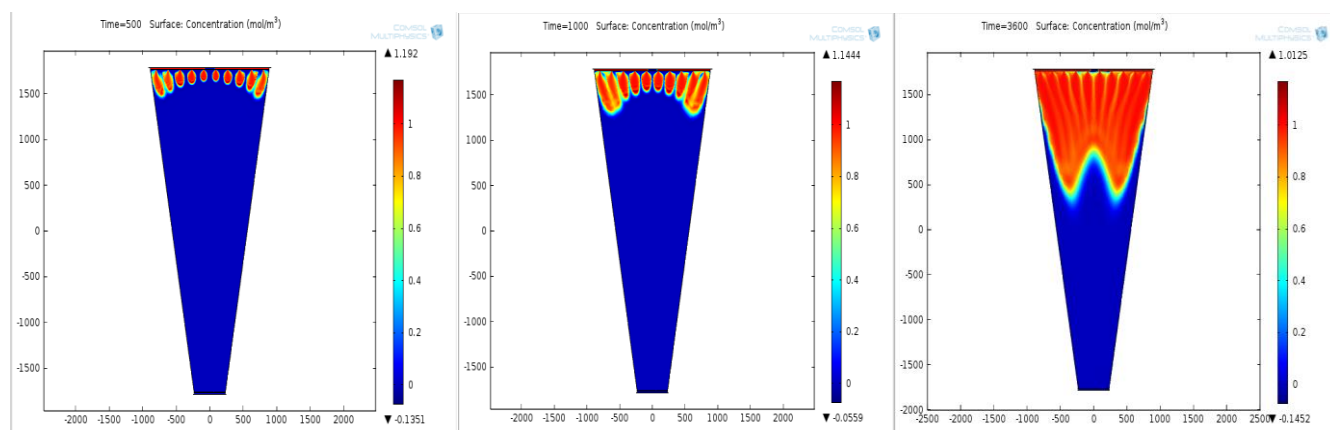
$$\begin{cases} \vec{u} \times \vec{n} = \vec{v} \times \vec{n} \\ \vec{u} \times \vec{n} = 0 \end{cases}$$

τότε, για τα στοιχεία του ρευστού που βρίσκονται σε επαφή με την επιφάνεια, ισχύει: $\vec{u} = \mathbf{0}$. Άλλη μία συνθήκη, αναφέρεται στην διεπιφάνεια δύο ρευστών. Η τελευταία συνθήκη που μας απασχολεί, είναι η ύπαρξη μόνιμης ροής, η οποία μηδενίζει τον όρο $\left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t}\right)$ και απλουστεύει την λύση της εξίσωσής μας. Τέλος, αναφέρουμε τον **νόμο ομοιότητας του Reynolds**, ο οποίος λέει ότι, όταν δύο ροές έχουν τον ίδιο αριθμό Reynolds, $Re = \frac{uL}{\nu} = \frac{\rho uL}{\eta}$, τότε αυτές είναι **όμοιες**. Το L , είναι η χαρακτηριστική διάσταση της ροής, ρ , η πυκνότητα, η , το ιξώδες και $\nu = \frac{\eta}{\rho}$.



Σχήμα 198: Η «χρονική εξέλιξη» της διάδοσης του αερίου μας.

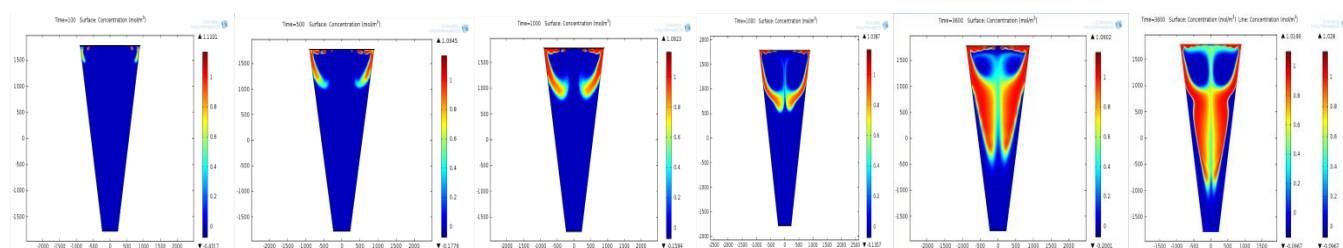
Η μόνη διαφορά στην μετάδοση του μίγματος από το σκέτο αργό, είναι στον σχηματισμό των άκρων της κατανομής της συγκεντρώσεως του αερίου μας (σχήμα 199). Το χαρακτηριστικό αυτό σχήμα της κατανομής του αερίου μίγματος, το οποίο μοιάζει με «δόντι», είναι που διαφέρει από την κατανομή του αερίου αργού (100%). Πιθανολογούμε ότι, για το γρήγορο σχηματισμό των άκρων, ευθύνεται η διαφορά στο μέγεθος των μορίων του μίγματος αλλά και από την απόσταση των οπών από τις εισόδους του αερίου.



Σχήμα 199: Η κατανομή του αερίου μίγματος (93-7%), το οποίο μοιάζει με «δόντι».

8.4.3 Σύγκριση διαφορετικών μεγεθών του BUFFER ZONE

Στην συγκεκριμένη υποπαράγραφο, μελετήθηκε το μέγεθος της ζώνης ουδετεροποίησης (BUFFER ZONE), με σκοπό να δούμε κατά πόσο επηρεάζει την μορφή της κατανομής του αερίου μας στον ανιχνευτή. Αυτό που φαίνεται και στα παρακάτω σχήματα, προς έκπληξή μας, είναι ότι παίζει ένα σημαντικό ρόλο στην διαμόρφωση της ροής του αερίου, τόσο το μέγεθός της όσο και το μέγεθος των οπών της. Συνεπώς, έπρεπε να ελέγξουμε διάφορα μεγέθη, έτσι ώστε να βρούμε το επιθυμητό. Επίσης, βρήκαμε μία «εμπειρική» σχέση μεταξύ των δύο αυτών μεγεθών, όπως περιγράφεται παρακάτω. Οι τιμές του *buffer zone* που δοκιμάστηκαν ήταν, 1.5cm (Holes diameter 6mm), 1cm (Holes diameter 3mm) και 1.5cm (Holes diameter 6mm).



Σχήμα 200: Η αλλοίωση της κατανομής μας λόγω «δυσαναλογίας» των μεγεθών, διάμετρος οπών και *buffer zone*.

Βλέπουμε ότι, το *buffer zone* παίζει σημαντικό ρόλο για την ομοιομορφία της ροής σε συνδυασμό πάντα με την διάμετρο των οπών. Από το παραπάνω σχήμα (σχήμα 200), η μορφή της κατανομής μας, μοιάζει με «κουκουβάγια», ενώ εμείς έχουμε θεωρήσει ως αποδεκτή, τη μορφή του «δοντιού». Βρήκαμε ότι ο λόγος

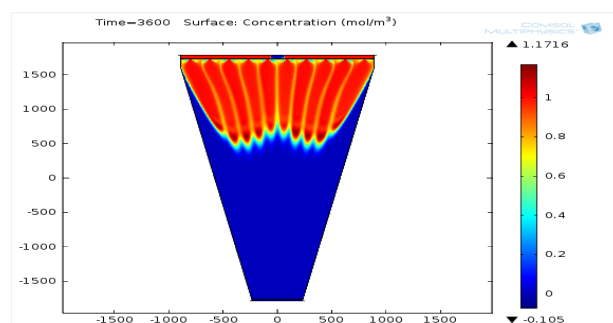
$$\frac{\text{buffer zone height}}{\text{hole diameter}} = \frac{15 \text{ mm}}{6 \text{ mm}} = 2,5 \quad \text{και} \quad \frac{\text{buffer zone height}}{\text{hole diameter}} = \frac{30 \text{ mm}}{3 \text{ mm}} = 10$$

Ο λόγος που θέλουμε είναι αυτός της τάξης του **10** που διατηρεί την ομοιομορφία της κατανομής του αερίου στον ανιχνευτή μας. Άρα,

$$\frac{\text{buffer zone height}}{\text{hole diameter}} = \frac{5 \text{ mm}}{\chi \text{ mm}} = 10 \quad \Rightarrow \chi = 0.5 \text{ mm}$$

Μόλις αντικαταστήσαμε τις παραπάνω τιμές, στο μοντέλο μας, πήραμε την κατανομή του «δοντιού» (σχήμα 201) και όχι της «κουκουβάγιας», κάτι το οποίο επαληθεύει την ισχυρή εξάρτηση των δύο μεγεθών στην κυκλοφορία και στην συγκέντρωση του αερίου μας στον ανιχνευτή *NSW – MicroMeGaS*.

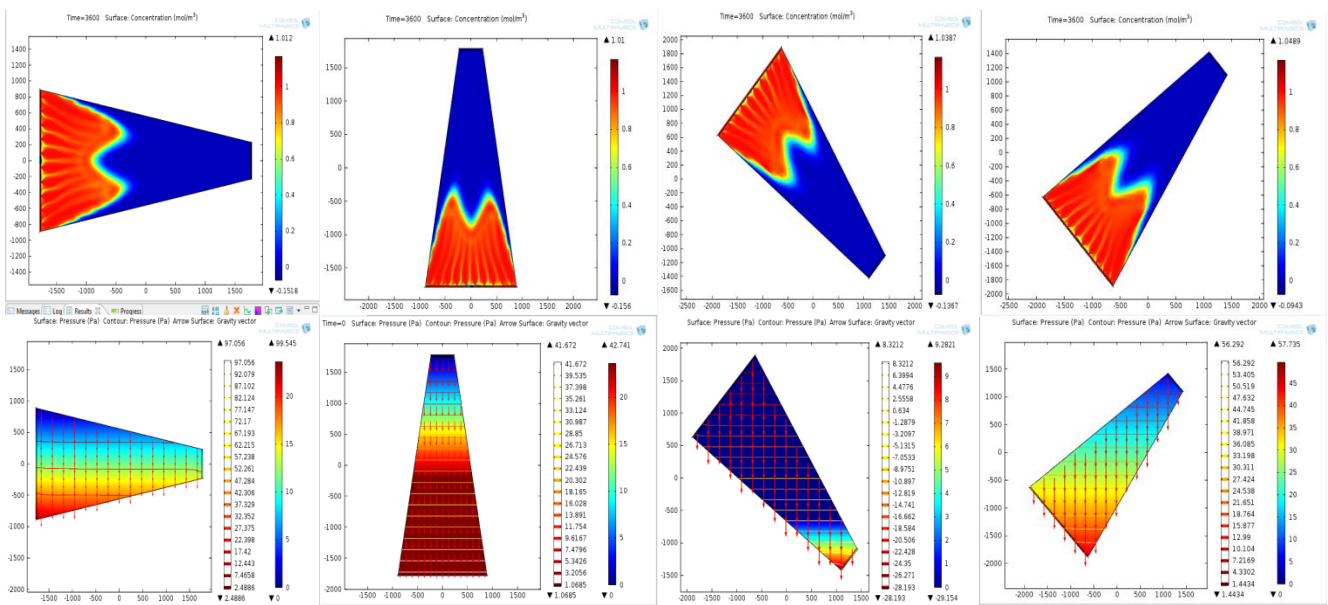
Συνεπώς, πρέπει να προσέχουμε το μέγεθος του *buffer zone* και το μέγεθος των οπών μας για να μπορέσουμε να διατηρήσουμε την ομοιομορφία της κατανομής του αερίου μας. Επίσης, πρέπει να προσέξουμε ότι όσο μικρότερη είναι η διάμετρος των οπών τόσο αυξάνεται η ταχύτητα των *jets*!



Σχήμα 201: Η συγκέντρωση του αερίου μας το *Buffer zone* είναι 5mm και η διάμετρος των οπών είναι, 0.5mm.

8.4.4 Ο NSW σε διαφορετικές θέσεις στον χώρο

Το επόμενο βήμα της προσομοίωσής μας, ήταν να δούμε την γεωμετρία του ανιχνευτή μας σε διαφορετικές γωνίες και να δούμε αν υπάρχει εξάρτηση από την βαρύτητα (σχήμα 202). Επίσης, έπρεπε να δούμε που κατανέμεται η πίεση που ασκεί το αέριο μας στα τοιχώματα του ανιχνευτή (σχήμα 202). Αυτό που παρατηρήσαμε είναι ότι η βαρύτητα δεν περιορίζει τη ροή μας, πιθανώς, λόγω της μεγάλης ταχύτητας ροής που έχουμε ($0.2m/s$) αλλά και του μικρού μεγέθους των μορίων του μίγματός μας. Στο ακόλουθο σχήμα, φαίνονται τα αποτελέσματά μας, για τις διάφορες γωνίες και τις αντίστοιχες πιέσεις.

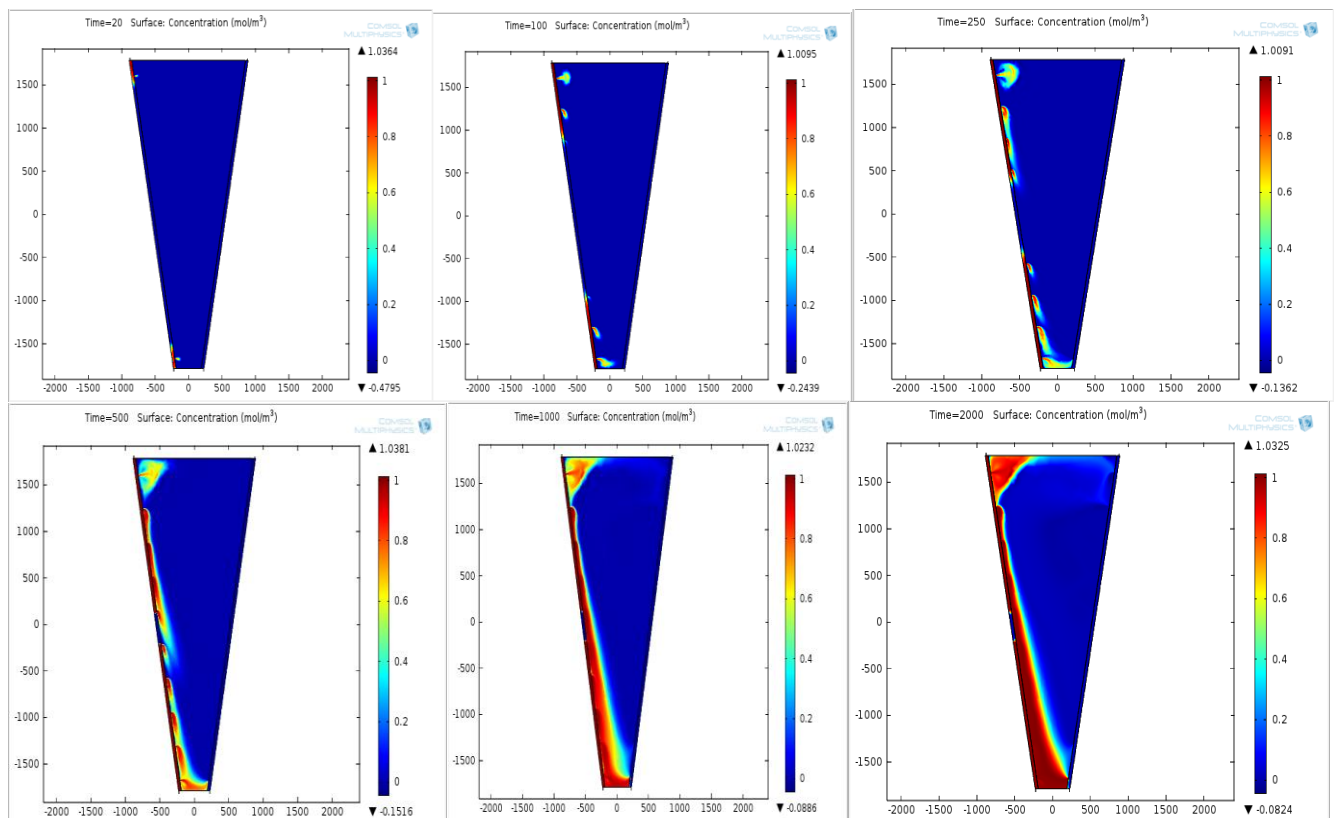


Σχήμα 202: Η γεωμετρία του μοντέλου μας σε διαφορετικές γωνίες (90° , 180° , 45° και 135°) μαζί με τα αντίστοιχα διαγράμματα πίεσης.

Όπως είπαμε πιο πάνω, η βαρύτητα δεν επηρεάζει την ροή του αερίου ενώ οι πιέσεις μεταβάλλονται ισχυρά από την γεωμετρία.

8.4.5 double – side buffer zone

Το τελευταίο μοντέλο που εξετάστηκε, ήταν αυτό του ανιχνευτή *NSW – MicroMeGaS*, όπου, η ζώνη ουδετεροποίησης βρίσκεται στα πλαϊνά του ανιχνευτή. Λόγω της υπολογιστικής ισχύος, για ακόμη μία φορά, δεν ήταν δυνατή η επιβεβαίωση του παραπάνω λόγου, μεταξύ διαμέτρου των οπών και πάχους της ζώνης (*buffer zone*). Στο ακόλουθο σχήμα (σχήμα 203), φαίνονται τα αποτελέσματα της προσομοίωσής μας.



Σχήμα 203: Δοκιμή ενός μοντέλου με το *buffer zone* στο πλάι.

Από το παραπάνω σχήμα παρατηρούμε ότι, οι πρώτες οπές, από το πάνω *inlet*, έχουν μία σχετικά καλή ροή ενώ οι προς τα κάτω οπές «αστοχούν», πιθανώς λόγω βαρύτητας ή / και λόγω γεωμετρίας. Ίσως αν υπήρχε η κατάλληλη υπολογιστική μνήμη, να μπορούσαμε να επιβεβαιώσουμε την ισχύ του λόγου (διάμετρος των οπών και μέγεθος του *buffer zone*) για το συγκεκριμένο μοντέλο.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

A

Ως **σήμα**, ορίζουμε, εκείνο το ηλεκτρικό μέγεθος το οποίο ενδιαφερόμαστε να καταγράψουμε και να αναλύσουμε, υπό την έννοια της περιεχόμενης σε αυτό πληροφορίας. Κατά κανόνα, το σήμα συνυπάρχει με αυτό που ονομάζουμε, «**θόρυβος**». Με τον όρο «θόρυβος», μπορεί να θεωρηθεί καθετί, που προστιθέμενο σε ένα σήμα, καθιστά δυσχερέστερη την μετάδοση, επεξεργασία και ανάκτηση της πληροφορίας. Στα ηλεκτρονικά συστήματα οφείλεται κυρίως στο διακριτό χαρακτήρα του ηλεκτρικού φορτίου με συνέπεια, το ηλεκτρικό ρεύμα να είναι συνεχές μόνο κατά τη μέση χρονική του τιμή. Αποτελεί ένα ολοκληρωτικά τυχαίο σήμα και θέτει ένα ελάχιστο όριο στο μέγεθος του σήματος που πρόκειται να μεταδοθεί [100],[101].

Ο θόρυβος, μπορεί να είναι και αυτός κάποιο σήμα, που όμως δεν μας ενδιαφέρει [102]. Για παράδειγμα, ο θόρυβος από ένα σταθμό FM, λέμε ότι είναι μία «**παρεμβολή**» (*interference*). Αυτού του τύπου θόρυβος, λέγεται **εξωτερικός**. Συνήθως όμως, θόρυβο, εννοούμε τον στοχαστικού χαρακτήρα θόρυβο (**random noise**) που είναι φυσικής – θερμικής προέλευσης. Ο θόρυβος, χαρακτηρίζεται από τη φασματική του κατανομή (ισχύς ανά μονάδα συχνότητας), από την κατανομή ανά πλάτος και το φυσικό αίτιο που τον προκαλεί. Παρακάτω αναφέρονται μερικοί τύποι θορύβου.

A.I

Τα χαρακτηριστικότερα είδη θορύβου

A.I. 1. Θόρυβος Johnson ή θερμικός θόρυβος

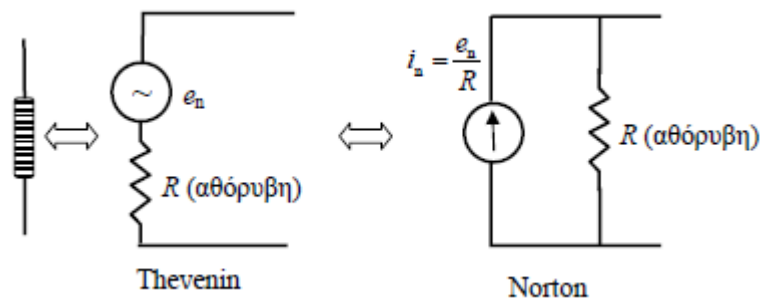
Ο **θόρυβος Johnson**, μελετήθηκε πρώτα από τους Johnson και Nyquist το 1928 [100] και σχετίζεται με την τυχαία διακύμανση της ηλεκτρικής τάσης στα άκρα ενός αντιστάτη R , λόγω της θερμικής κίνησης των ηλεκτρονίων, κάτι δηλαδή, σαν στιγμιαία έλλειψη «ισορροπίας» στην κίνηση Brown, [101-102]. Το φάσμα αυτού του θορύβου είναι ομοιόμορφο σε ευρεία περιοχή συχνοτήτων, πρόκειται δηλαδή, για «**λευκό θόρυβο**» κατ' αντιστοιχία με το λευκό φως. Η μέση τετραγωνική τιμή της τάσης (*rms*, ενεργός τιμή) στο τετράγωνο, στα άκρα του αντιστάτη είναι,

$$V_n^2 = \langle V^2 \rangle = 4kTR\Delta f \quad \text{ή} \quad V_n = \sqrt{4kTR\Delta f}$$

όπου $k=1,4 \times 10^{-3}$ J/K η σταθερά του Boltzmann, T η θερμοδυναμική θερμοκρασία και Δf η ζώνη συχνοτήτων (*Bandwidth*). Ένας εμπειρικός τύπος για τους 20 °C ($T=293,15$ K \approx 293 K) είναι,

$$\frac{V_n}{\sqrt{\Delta f}} = 1.27 \times 10^{-10} \sqrt{R} \quad , \quad \text{σε} \quad \frac{V}{\text{Hz}^{\frac{1}{2}}} \quad \text{με το } R \text{ σε } \Omega.$$

Με βάση την παραπάνω σχέση, για αντιστάτη $R=10$ k Ω , η προκύπτουσα τάση θορύβου σε εύρος συχνοτήτων $\Delta f = 10$ kHz, είναι $V_n = 1.3 \mu\text{V}$ (τιμή *rms*). Η στατιστική κατανομή της τάσης σε θόρυβο Johnson είναι γκαουσιανή με μέση τιμή 0 και τυπική απόκλιση V_n . Ο θόρυβος αυτός, εμφανίζεται πάντοτε σε κάθε πηγή σήματος, που περιλαμβάνει ωμική αντίσταση (π.χ. ενισχυτές, ανιχνευτές, γενικά πηγές τάσης), θέτοντας ένα κάτω όριο (ελάχιστο) θορύβου τάσης, ίσης με V_n [103]. Στην ανάλυση ενός κυκλώματος κάθε ωμική αντίσταση, μπορεί να αντικατασταθεί με το ισοδύναμο της, που είναι μια πηγή τάσης $V_n = e_n$, σε σειρά με έναν αντιστάτη χωρίς θόρυβο (σχήμα α).



Σχήμα α: Τα ισοδύναμα κυκλώματα ενός αντιστάτη κατά Thevenin – Norton.

A.I. 2. Θόρυβος Βολής (Shot noise ή θόρυβος Schottky)

Ο θόρυβος αυτός, εμφανίζεται όταν υπάρχει ηλεκτρικό ρεύμα [100-101]. Οφείλεται στην τυχαία άφιξη φορτισμένων σωματιδίων, που οδηγεί σε διακυμάνσεις του ρεύματος και σχετίζεται με την κβαντική υφή των φορέων ρεύματος. Για το ρεύμα-θόρυβο βολής ισχύει,

$$i_{sh} = I_n = \sqrt{\langle I_n^2 \rangle} = \sqrt{2eI_{dc}\Delta f}$$

όπου $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C. Αυτός ο θόρυβος δεν εξαρτάται από τη θερμοκρασία. Σε μορφή «εμπειρικού» τύπου είναι,

$$I_n = 5.64 \times 10^{-10} \sqrt{2\Delta f} \quad , \quad \text{το } I_n \text{ σε A και το } \Delta f \text{ σε Hz.}$$

Το φάσμα του είναι ομοιόμορφο και επομένως χαρακτηρίζεται και αυτός ως «λευκός» θόρυβος. Στην ανάλυση κυκλωμάτων, παριστάνεται με το ισοδύναμό του, δηλαδή μιας πηγής ρεύματος I_n . Η σχετική διακύμανση ορίζεται ως,

$$\frac{I_n}{I_{dc}} = \sqrt{\frac{2e\Delta f}{I_{dc}}}$$

Το ρεύμα που δίνει θόρυβο βολής ίσο με θόρυβο Johnson, για αντιστάτη $R=10$ kΩ σε εύρος συχνοτήτων $\Delta f=10$ kHz, υπολογίζεται εύκολα και είναι $I_{dc}=2$ mA.

Η κατανομή του θορύβου βολής, είναι και αυτή γκαουσιανή, θεωρώντας ότι τα φορτία κινούνται τυχαία χωρίς μεταξύ τους συσχετίσεις. Αυτό είναι αλήθεια για μία διεπαφή – pn, αλλά όχι σε μεταλλικούς αγωγούς, όπου η κίνηση έχει να κάνει με φορτία που έχουν συσχετίσεις μεγάλων αποστάσεων. Έτσι το ρεύμα σε ωμικές αντιστάσεις, έχει πολύ λιγότερο θόρυβο από ότι προβλέπεται από την παραπάνω σχέση. Επίσης, στη διάταξη transistor που λειτουργεί ως πηγή ρεύματος, η αρνητική ανά – σύζευξη μικραίνει το θόρυβο βολής [104].

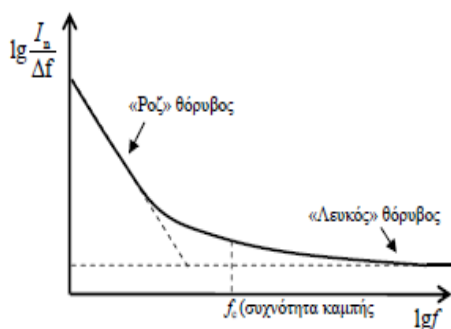
A.I. 3. Θόρυβος $1/f$ (Flicker noise)

Εμφανίζεται κυρίως σε χαμηλές συχνότητες, μικρότερες των 100 Hz [100-101]. Η ισχύς του, μεταβάλλεται περίπου ως $1/f$ (ροζ θόρυβος – *pink noise*). Σε αντιστάτες έχει να κάνει με την ειδική κατασκευή τους, όπως το υλικό και τις συνδέσεις των ακροδεκτών.

Τέτοιου τύπου θόρυβος, απαντάται στην ταχύτητα των κυμάτων των ωκεανών, στη ροή της άμμου στην κλεψύδρα. Σε ροή του Νείλου, όπως μετρήθηκε επί 2000 χρόνια, το συμπέρασμα είναι ότι δε φαίνεται να υπάρχει ενιαία αρχή για όλα αυτά. Πιο σωστά, η ισχύς του θορύβου είναι της μορφής,

$$\frac{1}{f^n} \quad \text{με } 0,9 \leq n \leq 1,35$$

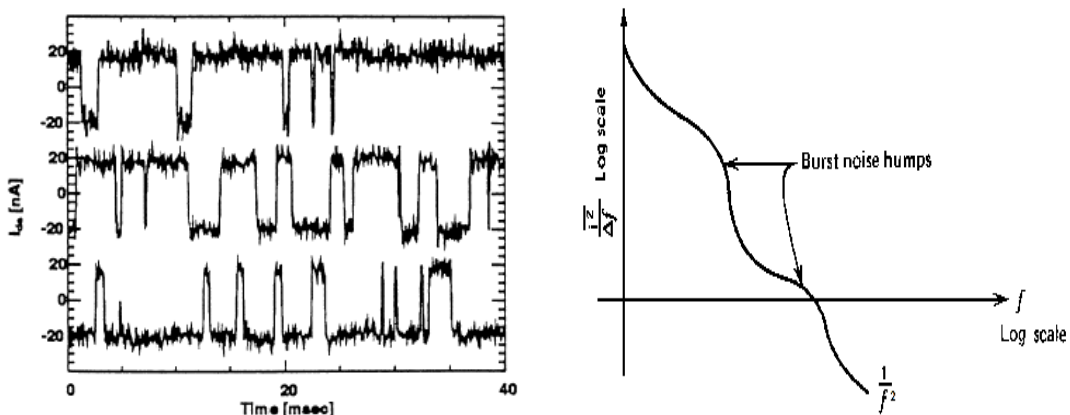
Συναντάται και κυριαρχεί στους ενισχυτές στην περιοχή του συνεχούς και γι' αυτό προσπαθούμε να μεταθέσουμε, με την τεχνική της διαμόρφωσης, τα σήματα χαμηλών συχνοτήτων σε υψηλές συχνότητες.



Σχήμα b: Το φάσμα του ρεύματος rms του θορύβου flicker για χαμηλές συχνότητες. Στις υψηλές συχνότητες επικρατεί ο «λευκός» θόρυβος.

A.I. 4. Θόρυβος burst (burst ή popcorn noise)

Ο θόρυβος burst [105], παρουσιάζει ενεργειακό περιεχόμενο στις χαμηλές συχνότητες και φαίνεται να οφείλεται στις προσμίξεις ιόντων βαρέων μετάλλων. Το όνομά του (burst), προέρχεται από ένα ίχνος αυτού του θορύβου σε παλμογράφο, που παρουσιαζόταν ως πλήθος (δύο ή περισσότερων) διακριτών επιπέδων (σχήμα c). Η ισχύς του θορύβου αυξάνει με το ρεύμα πόλωσης και στις χαμηλές συχνότητες είναι αντιστρόφως ανάλογη του τετραγώνου ($1/f^2$) της συχνότητας.



Σχήμα c: a. Popcorn noise b. Φάσμα popcorn noise.

A.I. 5. Θόρυβος χιονοστιβάδας (*avalanche noise*) [100, 101, 105]

Αποτελεί είδος θορύβου που παράγεται από το φαινόμενο *zener* ή από τον καταγισμό φορέων (χιονοστιβάδα) σε μια επαφή – *pn*. Στην κατάρρευση από χιονοστιβάδα, σπές και ηλεκτρόνια στη περιοχή φορτίων χώρου μιας ανάστροφα πολωμένης επαφής – *pn*, αποκτούν ικανή ενέργεια για να δημιουργήσουν ζεύγη οπών – ηλεκτρονίων κατά τις συγκρούσεις τους με τα άτομα πυριτίου. Αυτή η διαδικασία είναι αθροιστική με αποτέλεσμα την παραγωγή τυχαίας σειράς μεγάλων «*spikes*» θορύβου.

Τέλος, άλλα είδη θορύβου που υπάρχουν είναι τα ακόλουθα:

- **Divider Noise** (για αναλυτική περιγραφή βλ. [106])
- **Induced Noise** (για αναλυτική περιγραφή βλ. [106])
- **Generation – Recombination Noise**

A.II.

Signal to- noise ratio, SNR

Στις περιπτώσεις που το σήμα είναι γνωστό, ο λόγος σήματος-προς-θόρυβο, (**Signal to- noise ratio, SNR**) σε *dB*, ορίζεται ως,

$$SNR_{db} = 10 \log \left(\frac{V_s^2}{V_n^2} \right)$$

Όπου V_s η τάση *rms* του σήματος και V_n η τάση *rms* του συνολικού θορύβου του ενισχυτή. Η σχέση αυτή, ισχύει για δεδομένο εύρος ζώνης και κεντρική συχνότητα της ζώνης αυτής. Επίσης, ορίζεται ο λεγόμενος «**Δείκτης Θορύβου**» (*Noise Figure, NF*) ως το πηλίκο της τάσης εξόδου του πραγματικού ενισχυτή προς την τάση εξόδου ιδανικού ενισχυτή ίδιας ενίσχυσης, με την προϋπόθεση ότι ο αντιστάτης στην είσοδο, R_s , είναι ίδιος και για τις δύο περιπτώσεις. Αν θεωρήσουμε το θόρυβο *Johnson* ως σήμα εισόδου, τότε προκύπτει,

$$NF_{db} = 10 \log \frac{4kTR_s \Delta f + V_n^2}{4kTR_s \Delta f} = 10 \log \left(1 + \frac{V_n^2}{4kTR_s \Delta f} \right)$$

Η ποσότητα $V_n^2 / \Delta f$, είναι ο όρος της συμβολής του ενισχυτή σε θόρυβο ανά μονάδα συχνότητας. Αν ο θόρυβος του ενισχυτή υπερέρχει κατά πολύ του θορύβου *Johnson*, τότε το NF_{db} , προσεγγίζεται από τη σχέση,

$$NF_{db} = 10 \log \left(\frac{V_n^2}{4kTR_s \Delta f} \right)$$

Στην περίπτωση αυτή, ο λόγος σήματος-προς-θόρυβο μπορεί επίσης να γραφτεί ως,

$$SNR_{db} = 10 \log \left(\frac{\frac{V_n^2}{\Delta f}}{4kTR_s} \right) - NF_{db}$$

Για τον περιορισμό (ή και αποφυγή) των εξωτερικών θορύβων (*noise interference*) στα ηλεκτρονικά κυκλώματα εφαρμόζονται διάφορες τεχνικές, όπως η θωράκιση, η αποφυγή των βρόχων γείωσης κ.α. Επιπλέον, όταν το σύνολο των θορύβων είναι δεδομένο και αναπόφευκτη η παρουσία τους, τότε, εφαρμόζονται μέθοδοι περιορισμού τους, όπως π.χ., η συρρίκνωση του εύρους ζώνης (*bandwidth*) στο ελάχιστο απαιτούμενο χωρίς να αλλοιωθεί η μορφή (ή πληροφορία) του σήματος, όπως θα δούμε στα επόμενα. Στις περιπτώσεις που διεξάγονται μετρήσεις από κάποιο ανιχνευτή σε περιβάλλον που υπάρχει υπόβαθρο, μέσης τιμής B , (εξωτερικοί θόρυβοι ή ανεπιθύμητα σήματα), το (επιθυμητό) σήμα, μέσης τιμής S , συνυπάρχει με το θόρυβο με αποτέλεσμα η μέτρησή μας να είναι, $S_m = S + B$. Η μέση τιμή του σήματος εκτιμάται από τη διαφορά, $S_m - B$, ενώ ο θόρυβος θα είναι, η συνολική διακύμανση τόσο του υποβάθρου, όσο και άλλων θορύβων που επιδρούν κατά τη μέτρηση. Συνεπώς, ο λόγος σήματος-προς-θόρυβο (*SNR*) υπολογίζεται από το πηλίκιο,

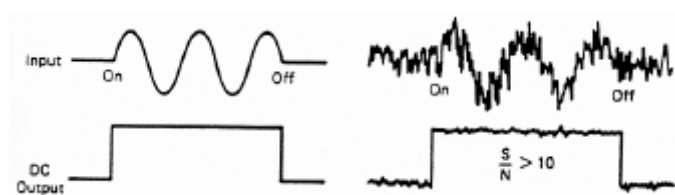
$$SNR_{db} = \frac{S_m - B}{\sqrt{\sigma_m^2 + 2(\sigma_b^2 + \sigma_d^2)}}$$

όπου, όπου οι σ_b , σ_d οι τυπικές αποκλίσεις των διακυμάνσεων του υποβάθρου, εσωτερικού θορύβου (*σκοτεινού ρεύματος*) αντίστοιχα. Όμως, εκτός της διακύμανσης αυτής, έχουμε και τη διακύμανση του σήματος, σ_m .

A. III.

Τεχνικές βελτίωσης του SNR

Υπάρχουν διάφορες τεχνικές βελτίωσης του λόγου σήματος-προς-θόρυβο στις μετρήσεις. Δύο από αυτές, είναι η μέθοδος μέτρησης με πολυκαναλικό απαριθμητή (*Multi Channel Scaler, MCS*) και η μέθοδος «κλειδώματος φάσης» (*Lock-in*). Γενικά, οι μέθοδοι αυτές, στηρίζονται στη μείωση του εύρους ζώνης συχνοτήτων, στις οποίες αναφέρονται οι μετρήσεις, περιορίζοντας το θόρυβο. Επειδή το φάσμα του θορύβου κατά κανόνα εκτείνεται σε πολύ ευρεία περιοχή, όπως είδαμε στα προηγούμενα, η συρρίκνωση του εύρους ζώνης συνεπάγεται αποκοπή μεγάλου μέρους της ισχύος του θορύβου, ενώ δε συμβαίνει το ίδιο με το σήμα το οποίο συνήθως εκτείνεται σε πολύ μικρότερο εύρος. Ειδικότερα στην περίπτωση που το σήμα μπορεί να γίνει περιοδικό, ο θόρυβος περιορίζεται δραστικά, διότι τότε η φασματική περιοχή του σήματος εστιάζεται στις στενές (γνωστές εν γένει) περιοχές της θεμελιώδους συχνότητας και μερικών αρμονικών.



Σχήμα d: Διαγράμματα που δείχνουν τη σημαντική βελτίωση του SNR.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

B

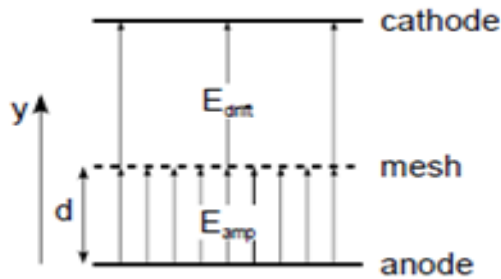
B.I

Ο σχηματισμός του σήματος στον MicroMeGaS

Ο ανιχνευτής MicroMeGaS, είναι ένας ανιχνευτής αερίου, με παράλληλες επιφάνειες, στον οποίο η ολίσθηση των ηλεκτρονίων και των ιόντων προκαλεί το ανιχνεύσιμο σήμα. Αν προσπαθήσουμε να δούμε λεπτομερώς τη δημιουργία του ανιχνεύσιμου σήματος, θα παρατηρήσουμε ότι, είναι μία πολυσύνθετη διαδικασία. Το ύψος του παλμού εξαρτάται από τις ιδιότητες του αερίου, το ηλεκτρικό πεδίο στις περιοχές ολίσθησης και πολλαπλασιασμού αλλά και από τις χωρητικότητες του ανιχνευτή. Οι χωρητικότητες του ανιχνευτή, από μόνες τους καθιστούν τη διαδικασία σύνθετη και δύσκολη αλλά μας βοηθούν να καταλάβουμε την αύξηση του ύψους του παλμού.

Η αναμενόμενη μορφή του παλμού, μπορεί να υπολογιστεί αναλυτικά. Υποθέτοντας ότι, ο μηχανισμός του πολλαπλασιασμού γίνεται πολύ γρήγορα, συγκριτικά με την ολίσθηση των ιόντων, αυτό οδηγεί σε παλμούς με χρονική συμπεριφορά. Ακόμη, η διάρκεια ολίσθησης των ηλεκτρονίων και ο πολλαπλασιασμός του αερίου μπορούν να αμεληθούν.

Θα ξεκινήσουμε περιγράφοντας, την κατάσταση τη χρονική στιγμή, $t = 0$. Έστω, ότι n ηλεκτρόνια περνούν στην περιοχή πολλαπλασιασμού (σχήμα A), πάχους d .



Σχήμα A: Σχηματική απεικόνιση του ανιχνευτή. Η απόσταση mesh – strips είναι $d = 128 \mu\text{m}$, ενώ η απόσταση drift – mesh, είναι στο εύρος $5 - 7 \text{mm}$.

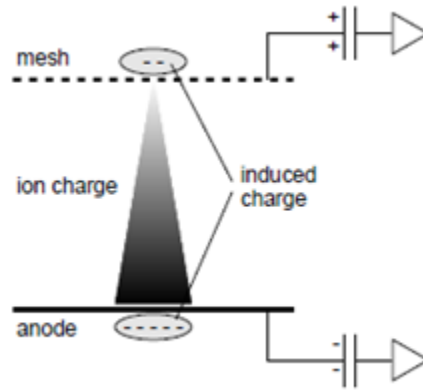
Στην περιοχή αυτή, εντός ομογενούς ηλεκτρικού πεδίου, δημιουργείται ισχυρός πολλαπλασιασμός αερίου. Το ηλεκτρικό φορτίο σαν συνάρτηση της αποστάσεως y , είναι:

$$Q_{e^-}(y) = -ene^{a(d-y)}$$

όπου, a , είναι ο $1^{\text{ος}}$ συντελεστής του Townsend. Το θετικό φορτίο των ιόντων από την άλλη, μπορεί να προσδιοριστεί από την σχέση:

$$Q_{ion}(y) = ene^{a(d-y)} - ne$$

οδηγώντας, με αυτό τον τρόπο, σε μία πυκνότητα φορτίου (ion charge density) σε επίπεδα πάχους dy , παράλληλα στο mesh και στην άνοδο. Η συγκεκριμένη κατάσταση του συστήματος μας, για $t = 0$, φαίνεται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα B).



Σχήμα Β: Η κατάσταση του ανιχνευτή μας μετά από τον πολλαπλασιασμό του αερίου, για $t = 0$. Τα ηλεκτρόνια στο mesh, έλκονται από το νέφος των ιόντων. Από τη στιγμή που το mesh είναι ουδέτερα φορτισμένο και κανένα φορτίο από την περιοχή πολλαπλασιασμού δεν έχει φτάσει στο mesh, εμφανίζεται ένα θετικό φορτίο στο mesh το οποίο μετράται από έναν προενισχυτή. Η κατάσταση στην άνοδο είναι διαφορετική, διότι τα ηλεκτρόνια από την χιονοστιβάδα, έχουν φτάσει σε αυτή και μπορούν να συλλεχθούν.

Το ολικό ηλεκτρικό φορτίο, $q_e = Q_e(0) = ene^{ad}$, βρίσκεται στην άνοδο. Τα θετικά ιόντα, κατανέμονται στην περιοχή πολλαπλασιασμού με βάση την παραπάνω σχέση. Αντίστοιχα, το φορτίο των ιόντων στο mesh, για $t = 0$, είναι ίσο με μηδέν ($q_i = 0$). Τα ιόντα επάγουν ένα αρνητικό φορτίο, q_{mi} , στο mesh. Με τον ίδιο τρόπο, μέρος του φορτίου των ηλεκτρονίων, από την περιοχή του πολλαπλασιασμού, έλκονται από το νέφος των ιόντων και με αποτέλεσμα να παγιδεύεται. Το ποσό των ηλεκτρονίων που παγιδεύεται, είναι ίσο με το ποσό των αρνητικών φορτίων, q_{ai} , το οποίο το νέφος ιόντων θα επάγει προς την άνοδο, αν ήταν ουδέτερο. Το φορτίο που θα παρατηρηθεί, δηλαδή το φορτίο που θα διαρρεύσει την άνοδο, q_a , ή θα φύγει από το mesh, q_m , δίνεται από τις παρακάτω σχέσεις:

$$q_{anode} = q_e - q_{ai} < 0$$

για την άνοδο

$$q_{mesh} = q_i - q_{mi} > 0$$

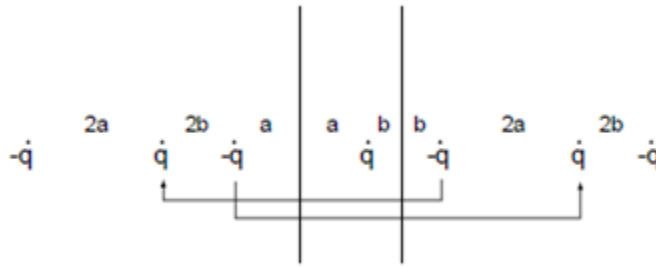
και για το mesh αντίστοιχα.

Παρόλα αυτά, από το ολικό ηλεκτρικό φορτίο που θα φτάσει στην άνοδο, ένα μεγάλο κλάσμα του $q_{ai} = q_e$, δεν μπορεί να διαρρεύσει από αυτή, λόγω της δέσμευσής του από το νέφος των ιόντων στο mesh και στην περιοχή πολλαπλασιασμού.

Το επαγόμενο αρνητικό φορτίο στο mesh, q_{mi} , οδηγεί σε ένα θετικό μετρούμενο φορτίο στο mesh. Η πυκνότητα φορτίου των ιόντων, σαν συνάρτηση της θέσης και του χρόνου, μπορεί να υπολογιστεί αν θεωρήσουμε ότι η ολίσθηση των φορτίων γίνεται με σταθερή ταχύτητα v , στο ηλεκτρικό πεδίο πολλαπλασιασμού. Δηλαδή, θα έχουμε:

$$\rho_{ion}(y, t) = \alpha ene^{\alpha(d-y+vt)} \text{ και } \rho_{ion}(y, t) = 0, \text{ για } y < vt.$$

Το φορτίο που επάγεται στην άνοδο και στο mesh, μπορεί να υπολογιστεί αν χρησιμοποιήσουμε τη «μέθοδο των ειδώλων». Ένα θετικό φορτίο μεταξύ δύο γειωμένων παράλληλων πλακών, επάγει αρνητικό επιφανειακό φορτίο στις επιφάνειες των δύο πλακών (σχήμα C). Τα αποτελέσματα αυτής της διαδικασίας, δηλαδή, το ηλεκτρικού πεδίου, το δυναμικό και το επιφανειακό φορτίο μπορούν να υπολογιστούν αν θεωρήσουμε ένα σημειακό αρνητικό φορτίο από την άλλη πλευρά κάθε επιφάνειας.



Σχήμα C: Η μέθοδος των ειδώλων, για ένα σημειακό φορτίο μεταξύ δύο γειωμένων επιφανειών.

Το αρνητικό αυτό φορτίο στην απέναντι επιφάνεια της πλάκας, έστω στην αριστερή πλάκα του σχήματος στα αριστερά, με τη σειρά του επάγει ένα θετικό φορτίο στην απέναντι επιφάνεια της πλάκας, στη δεξιά πλάκα του σχήματος στα δεξιά και αντίστροφα. Το πρόβλημα αυτό λύνεται, αν θεωρήσουμε άπειρα τον αριθμό σημειακά φορτία, αριστερά και δεξιά των αντίστοιχων επιφανειών των δύο πλακών. Η κατανομή φορτίου σε κάθε επιφάνεια μπορεί να υπολογιστεί και αριθμητικά, αρκεί να χρησιμοποιηθούν περίπου 5000 είδωλα.

Από την στιγμή που η Ηλεκτροδυναμική είναι μία γραμμική θεωρία, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την αρχή της υπέρθεσης και σε συνδυασμό με την γενικότητα της κατανομής φορτίου να μπορέσουμε να την υπολογίσουμε.

Το ολικό επαγόμενο φορτίο, στην άνοδο και στο mesh, από ένα σημειακό φορτίο q , που βρίσκεται στη θέση y , κατανέμεται με βάση την απόσταση ως εξής:

$$q_{ai} = -q \frac{d-y}{d} \quad \text{και} \quad q_{mi} = -q \frac{y}{d} = -q - q_{ai}$$

Για την κατανομή φορτίου ρ_{ion} , παίρνουμε από το επαγόμενο φορτίο στην άνοδο,

$$\begin{aligned} q_{ai}(t) &= - \int_{vt}^d \left(\frac{d-y}{d} \right) \rho_{ion}(y, t) dy = -\alpha e n e^{\alpha d} \int_{vt}^d \left(1 - \frac{y}{d} \right) e^{\alpha(vt-y)} dy = \\ &= -e n e^{\alpha d} \left(1 - \frac{vt}{d} - \frac{1}{\alpha d} + \frac{1}{\alpha d} e^{\alpha(vt-y)} \right) \end{aligned}$$

και για το επαγόμενο φορτίο στο mesh, θα έχουμε αντίστοιχα:

$$\begin{aligned} q_{mi}(t) &= - \int_{vt}^d \rho_{ion}(y, t) dy - q_{ai}(t) = -\alpha e n e^{\alpha d} \int_{vt}^d e^{\alpha(vt-y)} dy - q_{ai}(t) = \\ &= -e n e^{\alpha d} (1 - e^{\alpha(vt-y)}) - q_{ai}(t) \end{aligned}$$

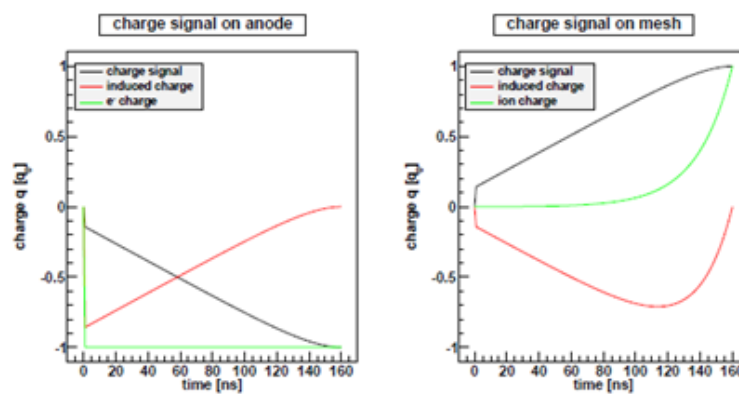
Το ποσό του ηλεκτρικού φορτίου στην άνοδο είναι σταθερό στο χρόνο και ίσο με:

$$q_e = -ene^{ad} =: -q_0$$

Το φορτίο των ιόντων στο mesh, μπορεί να υπολογιστεί από την σχέση,

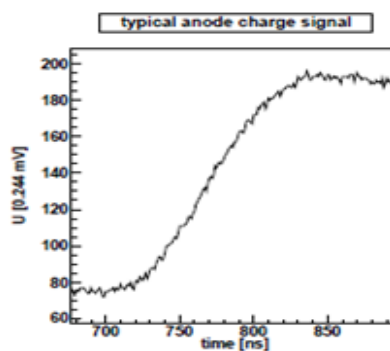
$$q_{ion} = -ne - q_0 - \int_{vt}^d \rho_{ion}(y, t) dy = ne(e^{avt} - 1)$$

Το παρακάτω σχήμα (σχήμα D), μας δείχνει τη χρονική συμπεριφορά των παρατηρούμενων φορτίων στην άνοδο και στο mesh, των επαγόμενων φορτίων αλλά και των φορτίων που προκαλούνται από την ενίσχυση του αερίου.



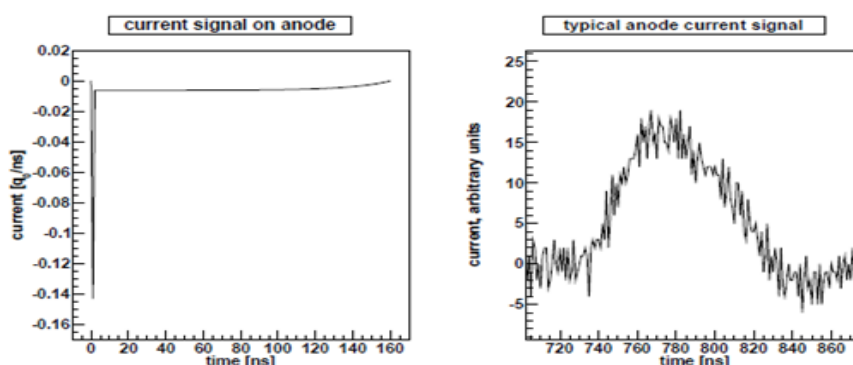
Σχήμα D: Μετρήσιμο σήμα από το mesh (black line) και τα strips, μαζί με το επαγόμενο φορτίο (red line), αλλά και την συνεισφορά του φορτίου από την ενίσχυση του αερίου (green line). Η κινητικότητα των ιόντων είναι ίση με $1.6 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$, ενώ το πεδίο είναι ίσο με 50 kV/cm για περιοχή πολλαπλασιασμού ίση με $128 \mu\text{m}$.

Το σήμα από το φορτίο στην άνοδο, εμφανίζει μία πολύ απότομη κλίση, η οποία προκαλείται από τα ηλεκτρόνια, τα οποία μπορούν να αφήσουν την άνοδο κατευθείαν. Αυτό το ποσό είναι, **14%**. Η αργή συνιστώσα του σήματος, οφείλεται στην ολίσθηση των ιόντων στο mesh. Ο χρόνος πτώσης (**fall time**) του σήματος, δηλαδή, πτώση του σήματος από το 90% της τιμής του στο 10%, είναι **$t_f = 127 \text{ ns}$** . Ένα τυπικό σήμα φορτίου, από έναν ανιχνευτή MicroMeGaS, με ένα απλό *preamplifier* και με τη βοήθεια μίας πηγής ^{55}Fe , φαίνεται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα E). Ο *preamplifier*, αντιστρέφει το αρνητικό σήμα (**charge signal**), με αποτέλεσμα να παίρνουμε ένα μετρήσιμο θετικό σήμα (**voltage signal**).



Σχήμα E: Ένα τυπικό σήμα από την άνοδο.

Πρέπει να σημειωθεί ότι, ο χρόνος ανόδου (*rise time*) είναι της τάξης των 100ns . Η απότομη αύξηση του σήματος, λόγω των άμεσων ηλεκτρονίων (*prompt electron component*), δεν παρατηρείται. Αυτό μπορεί να γίνει κατανοητό, αν συγκρίνουμε το αναμενόμενο σήμα ρεύματος (*current signal*), με το παρατηρούμενο. Τα δύο αυτά σήματα ρεύματος, μπορούμε να τα πάρουμε αν χρησιμοποιήσουμε διαφόριση των αντίστοιχων σημάτων φορτίων. Βεβαίως, το σήμα στον ανιχνευτή μας είναι ένα αρνητικό σήμα από τα ηλεκτρόνια, το οποίο εξέρχεται ως θετικό λόγω της αντιστροφής του στον *preamplifier*.



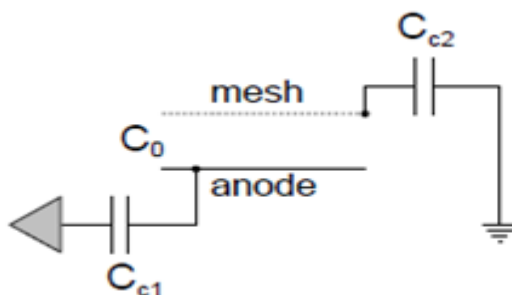
Σχήμα F: Αναμενόμενο (δεξιά) και μετρούμενο (αριστερά) σήμα ρεύματος.

Το σήμα ρεύματος που μετράμε, παρουσιάζει ασυμμετρία. Έχει χρόνο ανόδου της τάξης των 25ns και έναν πιο αργό χρόνο καθόδου, της τάξης των 50ns . Το πολύ στενό και μικρό σήμα από τα «άμεσα» (*prompt*) ηλεκτρόνια, δεν μπορεί να αναλυθεί, λόγω του εσωτερικού χρόνου ανόδου του *preamplifier*, της χωρητικότητας του ανιχνευτή και της επαγωγής. Μετρήσεις με ένα σχετικά γρήγορο *preamplifier*, μας φανερώνει έναν παρόμοιο παλμό ρεύματος, ο οποίος προέρχεται από τον «ευαίσθητο» στο φορτίο *preamplifier* (*charge sensitive preamplifier*).

B.III

Pulse Height Dependence on the Readout Structure

Η αύξηση του ύψους του παλμού όταν μειώνεται ο αριθμός των *strips*, είναι ένα μη αναμενόμενο φαινόμενο και χρήζει επιπρόσθετης μελέτης. Προφανώς, οφείλεται στην κατανομή του φορτίου, Q_0 , μεταξύ των χωρητικότητας του ανιχνευτή αλλά και από το *matching* (ή *coupling*) με των πυκνωτή του προενισχυτή. Η σχέση μεταξύ των χωρητικότητας φαίνεται στο παρακάτω σχήμα (σχήμα G).



Σχήμα G: Απλοποιημένο μοντέλο με βάση της χωρητικότητες της διάταξης μας. Αγνοούνται οι αντίστοιχες αντιστάσεις στα *mesh* και *strips*.

Θα ήταν εύλογο αν υποθέταμε ότι, το ποσό του φορτίου, Q_{c1} , που φτάνει στον πυκνωτή (*coupling capacitor*) του προενισχυτή και αντιστρέφεται, σε μετρήσιμο σήμα (*voltage signal*) εξαρτάται από το λόγο των χωρητικότητων του ανιχνευτή, C_0 , προς την C_{c1} . Το φορτίο από την άνοδο θα πηγαίνει στον πυκνωτή, C_{c1} , μέχρι τα δυναμικά, τα οποία δίνονται από την $V = Q/C$, στους δύο πυκνωτές να γίνουν ίσα.

Συνεπώς, θα έχουμε:

$$U_{out} \propto Q_{c1} = \frac{Q_0}{1 + \frac{C_0}{C_{c1}}}$$

όπου, Q_0 , το ολικό φορτίο που παράγεται κατά τον πολλαπλασιασμό του αερίου.

Έχει παρατηρηθεί σε διάφορες μετρήσεις ότι, το ύψος του παλμού αυξάνεται, αν ένας πυκνωτής, C_{c2} , τοποθετηθεί μεταξύ του mesh και της γειώσεως (*anode strips*). Για ένα πυκνωτή με τιμή $C_{c2} = 0.47 \text{ nF}$, το ύψος του παλμού αυξάνεται κατά ένα παράγοντα 1.7 ενώ για ένα με τιμή $C_{c2} \geq 2 \text{ nF}$, αυξάνεται μέχρι ενός σημείου και μετά φτάνει σε κορεσμό για έναν παράγοντα ≈ 3.3 .

Αυτή η συμπεριφορά είναι εύκολα κατανοητή, αρκεί να θυμηθούμε ότι την εξέλιξη του μετρούμενου σήματος στην άνοδο. Όσο τα ιόντα ολισθαίνουν προς το mesh, έλκουν ηλεκτρόνια, με αποτέλεσμα την δημιουργία ίδιου αριθμού ηλεκτρονίων στην άνοδο. Για να γίνει τώρα, ο διαχωρισμός των ιόντων και των ηλεκτρονίων στο mesh, χρειαζόμαστε την συνδρομή της ενέργειας, μιας και το ένα τραβάει το άλλο. Κάτι τέτοιο δεν θα συνέβαινε αν το mesh, ήταν γειωμένο. Τώρα μπορούμε να υποθέσουμε ότι, η ενέργεια που χρειάζεται για τη δημιουργία ενός φορτίου – ειδώλου, στο mesh είναι μικρότερη αν τοποθετήσουμε έναν ακόμη πυκνωτή στο mesh. Είναι ενεργειακά ωφέλιμο, να παγιδεύσουμε ηλεκτρόνια στην άνοδο παρά να τα πάρουμε από το mesh, διότι, λιγότερα ηλεκτρόνια μπορούν να ελευθερωθούν και να φτάσουν στην άνοδο, κατά τη διάρκεια της ολίσθησης των ιόντων.

Φυσικά, ακόμη και χωρίς τον επιπρόσθετο πυκνωτή, τα ηλεκτρόνια ελευθερώνονται, όταν ένα ιόν αφήνει το mesh. Αφού η συγκεκριμένη διαδικασία λαμβάνει χώρα σε έναν αντιστάτη $10\text{M}\Omega$, με σταθερά χρόνου 7ms , αυτά τα ηλεκτρόνια δεν μπορούν να συνεισφέρουν στο γρήγορο σήμα των 100ns .

Το επαγόμενο παρατηρούμενο θετικό φορτίο, μπορεί να φύγει από το mesh, προς τη γείωση μέσω ενός πυκνωτή, ο οποίος σχηματίζεται από το mesh και τα strips, με αποτέλεσμα να επιτρέπεται στα ηλεκτρόνια να φτάσουν στην άνοδο και από εκεί να περάσουν στον προενισχυτή. Η διάδοση του παλμού από τα ιόντα, μέσα από των πυκνωτή mesh –άνοδου (*grounded anode strips*), μας οδηγεί σε ένα μικρό θετικό σήμα στα γειωμένα strips.

References

- [1] J. J. Thomson, "On the positive electrification of α -rays, and the emission of slowly moving cathode rays by radioactive substances," *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, vol. 13, pp. 49-54, 1904.
- [2] E. J. Kobetich, and R. Katz, "Energy Deposition by Electron Beams and X-Rays," *Phys. Rev.*, vol. 170, no. 2, pp. 391-396, 1968.
- [3] R. Katz, and E. J. Kobetich, "Formation of Etchable Tracks in Dielectrics," *Phys. Rev.*, vol. 170, no. 2, pp. 401-405, 1968.
- [4] Eisberg, R. and Resnick, R. *Quantum Physics of Atoms, Molecules, Solids, Nuclei, and Particles*, 2nd ed. New York: Wiley, 1985.
- [5] (Eisberg and Resnick 1985, p. 479).
- [6] (Eisberg and Resnick 1985, pp. 384-385).
- [7] E.J. Kobetich and R. Katz, *Phys. Rev.* 170 (1968) 391.
- [8] Bohren, C. F. and Huffman, D.R. "Absorption and Scattering of Light by Small Particles", Wiley, (1983), isbn: 0-471-29340-7
- [9] Δέρβος, Κωνσταντίνος; Βασιλείου Παναγιώτα (2009). 5.2 Μακροσκοπικές κινήσεις ατόμων. Οι νόμοι του Fick για τη διάχυση.. ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΑ ΥΛΙΚΑ ΣΗΜΕΙΩΣΕΙΣ. 5ο Κεφάλαιο, Διάχυση στα Στερεά. Αθήνα: Εθνικό Μετσόβειο Πολυτεχνείο. σελ. 332)
- [10] Nakamura et al. (Particle Data Group). Review of particle physics. *Journal of Physics G: Nuclear Particle Physics*, 37.
- [11] J. Bortfeldt. Development of micropattern gaseous detectors – micromegas. Master's thesis, Ludwig-Maximilians-Universität München, November 2010.
- [12] J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and M. D. Ziegler, *SRIM—The Stopping Range of Ions in Matter*. New York: Lulu Publishing, 2008.
- [13] *Photophysics in a disco: Luminescence quenching of quinine* LouAnn Sacksteder, R. M. Ballew, Elizabeth A. Brown, J. N. Demas, D. Nesselrodt and B. A. DeGraff *J. Chem. Educ.*, 1990.

- [14] *Photophysics in a disco: Luminescence quenching of quinine* LouAnn Sacksteder , R. M. Ballew, Elizabeth A. Brown , J. N. Demas , D. Nesselrodt and B. A. DeGraff J. Chem. Educ., 1990, 67 (12), p 1065
doi:10.1021/ed067p1065
- [15] *Halide (Cl-) Quenching of Quinine Sulfate Fluorescence: A Time-Resolved Fluorescence Experiment for Physical Chemistry* Jonathan H. Gutow J. Chem. Educ., 2005, 82 (2), p 302 doi:10.1021/ed082p302.
- [16]. O. Sahin et. Penning Transfer in Argon-based Gas Mixtures. s.l. : Journal of Instrumentation, 2010.
- [17]. Συγκεντρωτικός Πίνακας στο κεφ. 3 με τις τιμές του Fano :
- [104] G.D. Alkhazov, A.P. Komar and A.A. Vorob'ev, Nucl. Instr. and Meth. 48 (1967) 1.
- [106] G.D. Alkhazov, Sov. Phys. - Tech. Phys. 16 (1972) 1540.
- [107] A.P. Komar, A.A. Vorob'ev and V.A. Korolyov, Dokl. Akad. Nauk SSSR 136 (1961) 795.
- [108] A. Hashiba et al., Nucl. Instr. and Meth. A 227 (1984) 305.
- [109] H. Mamyoda et al., Nucl. Instr. and Meth. A 227 (1984) 311.
- [110] E.P. de Lima and al., Nucl. Instr. and Meth. 192 (1982) 575.
- [111] A.J.P.L. Policarpo et al., Nucl. Instr. and Meth. A 118 (1974) 221.
- [112] D.F. Anderson et al., Nucl. Instr. and Meth. A 163 (1979) 125.
- [113] D. Srdo_c, B. Obeli_c and I. Krajcar Broni_c, J. Phys. B 20 (1987) 4473.
- [114] A. Pansky, A. Breskin and R. Chechik, J. Appl. Phys. 79 (1996) 8892.
- [115] W. Neumann, Proc. 7th Symposium on Microdosimetry, Harwood Academic Publisher Ltd. for the Commission of the European Communities, (1981) 1067.
- [116] M. Kase, J. Kikuchi and T. Doke, Nucl. Instr. and Meth. A 163 (1979) 289.
- [117] G.S. Hurst et al., Nucl. Instr. and Meth. A 155 (1978) 203.
- [118] E.J. Kobetich and R. Katz, Phys. Rev. 170 (1968) 391.
- [119] I.B. Smirnov, Nucl. Instr. and Meth. A 554 (2005) 474.
- [18]. W. Blum and L. Rolandi, *Particle detection with drift chambers*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1993).
- [19] I.B. Smirnov, Nucl. Instr. and Meth. A 554 (2005) 474.
- [20] R. Veenhof, Nucl. Instr. and Meth. A 563 (2006) 291.
- [21] *Reference Data for Engineers: Radio, Electronics, Computers and Communications* By Wendy Middleton,

Mac E. Van Valkenburg, p. 16-42, Newnes, 2002 ISBN 0-7506-7291-9

- [22] *Handbook of optoelectronics, Volume 1* by John Dakin, Robert G. W. Brown, p. 52, CRC Press, 2006 ISBN 0-7503-0646-7
- [23] "Paschen's Law". Merriam-Webster Online Dictionary. Merriam-Webster, Inc. 2013. Retrieved April 10, 2011.
- [24] Wadhwa, C.L. (2007). *High Voltage Engineering, 2nd Ed.. New Age International*. pp. 10–12. ISBN 8122418597.
- [25] Friedrich Paschen (1889). "Ueber die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff und Kohlensäure bei verschiedenen Drucken erforderliche Potentialdifferenz (On the potential difference required for spark initiation in air, hydrogen, and carbon dioxide at different pressures)". *Annalen der Physik* **273** (5): 69–75. Bibcode:1889AnP...273...69P. doi:10.1002/andp.18892730505.
- [26] W. P. Jesse and J. Sadauskis, *Phys. Rev.* **88**, 417 (1952).
- [27] Ö. Sahin, I. Tapan, E. N. Özmutlu, and R. Veenhof, *JINST* **5**, P05002 (2010).
- [28] R. Veenhof, *personal communication*.
- [29] T. E. Bortner, G. S. Hurst, M. Edmundson, and J. E. Parks, *Alpha particle ionization of argon mixtures – further study of the role of excited states*, ORNL-3422, Oak Ridge National Laboratory, 1963.
- [30] L. Shekhtman, *Micro-pattern gaseous detectors*, *Nucl. Instrum. Meth A* **494** (2002)
- [31] I. Giomataris et al., *MICROMEGAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **376** (1996)
- [32] A. Oed, *Position sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases*, *Nucl.Instrum. Meth. A* **263** (1988)
- [33] G. Charpak, *Proc. Int. Symp. Nuclear Electronics (Versailles 10-13 Sept 1968)*.
- [34] Y. Giomataris, Ph.Rebourgeard, J.P.Robert, and G.Charpak, *Nucl.Instrum.Meth.A*, 376,(1996) 29
- [35] I. Giomataris et al., "Micro-pattern gaseous detectors," *Nucl. Instrum. Methods vol. A376*, no. 29, 1996
- [36] T. Dafni et al., "New Micromegas for axion searches in CAST," *Nucl. Instrum. Meth., vol. A628*, pp. 172-176, 2011.

- [37] D. Thers et al., "Micromegas as a large microstrip detector for the COMPASS experiment," *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A469, pp. 133-146, 2001.
- [38] S. Ramo, *Proc. IRE* 27 (1939) 584
- [39] L. Shekhtman, *Micro-pattern gaseous detectors*, *Nucl. Instrum. Meth A* **494** (2002)
- [40] I. Giomataris et al., *MICROMEGAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **376** (1996)
- [41] A. Oed, *Position sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **263** (1988)
- [42] G. Charpak, *Proc. Int. Symp. Nuclear Electronics (Versailles 10-13 Sept 1968)*.
- [43] F. Jeanneau et al., *Micromegas study for the sLHC environment*, *JINST* **5** P02003 (2010).
- [44] M.S. Dixit and A. Rankin *Simulating the charge dispersion phenomena in micro pattern gas detectors with a resistive anode*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **566** (2006) 281.
- [45] G. Charpak et al., *Nucl. Instr. and Meth.* 1998, A412 47.
- [46] G. Barrouch et al., *Nucl. Instr. and Meth.* 1999, A423, 32
- [47] T. Alexopoulos et al., "A spark-resistant bulk-Micromegas chamber for high-rate applications," *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A640, pp. 110-118, 2011, *International Journal of Applied Physics and Mathematics*, Vol. 2, No. 6, November 2012
- [48] T. Alexopoulos et al., "Development of large size Micromegas detector for the upgrade of the ATLAS muon system," *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A617, pp. 161-165, 2010 448.
- [49]. Maximilien Alexandre Chefdeville. *These de doctorat de l'Universite d'Amsterdam en cotutelle avec l'Universite Paris Sud XI. Development of Micromegas-like gaseous detectors using a pixel readout chip as collecting anode.* 2009.
- [50]. I. Giomataris et al., "Micromegas in a bulk," *Nucl Instrum. Methods*, vol. A560, pp. 405, 2006.
- [51]. C. Kittel (1953-1976). *Introduction to Solid State Physics*
- [52]. Moreau, E.; Mayoux, C.; Laurent, C.; Boudet, A. (February 1993), "The Structural Characteristics of Water Trees in Power Cables and Laboratory Specimens", *IEEE Transactions on Electrical Insulation (IEEE)* **28**

(1): 54–64.

- [53]. Hennuy, Blandine; Marginet, Joachim; François, Alain; Platbrood, Gérard; De Clerck, Quentin (June 2009), "Water Trees in Medium Voltage XLPE Cables: Very Short Time Accelerated Ageing Tests", 20th International Conference on Electricity Distribution (CIRED2009) (Prague), Paper 1060
- [54]. Terman, Frederick Emmons (1943), *Radio Engineers' Handbook* (first ed.), New York: McGraw-Hill, pp. 286–294
- [55]. Terman 1943, pp. 292–293
- [56]. Terman 1943, pp. 286–287
- [57]. Οργανολογία, Ε.Δρης, ΕΜΠ.
- [58]. G. U. Yule, *Phil. Trans. R. Soc. London B* **213**, 21 (1924).
- [59]. W. H. Furry, *Phys. Rev.* **52**, 569 (1937).
- [60]. W. Blum, W. Riegler, and L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer, 2008.
- [61]. J. Byrne, *Nucl. Instr. Meth.* **74**, 291 (1969).
- [62]. J. Byrne, *Proc. R. Soc. Edinburgh A* **66**, 33 (1962).
- [63]. Οι δύο αυτές σημασίες εμφανίζονται και στο Υπερλεξικό της νεοελληνικής γλώσσας, Εκδόσεις Αφοι Παγουλάτου, Πανεπιστημίου 56 - 10678 ΑΘΗΝΑ, ISBN 960-7208-00-5 set 960-7208-03x
- [64]. Π.Δ Μπούρκας Καθηγητής Ε.Μ.Π., ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΟ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΙΚΟ ΚΑΙ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΙΚΟ ΣΧΕΔΙΟ, Αθήνα 1999, σελίδα 54, Οι ρευματοφόροι αγωγοί ονομάζονται καλώδια μόνο όταν έχουν μόνωση.
- [65]. Τέτοια καλώδια χρησιμοποιούνται στις καλωδιωτές γέφυρες όπως στην γέφυρα Ρίου-Αντιρρίου.
- [66]. Δ Μπούρκας Καθηγητής Ε.Μ.Π., ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΟ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΙΚΟ ΚΑΙ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΙΚΟ ΣΧΕΔΙΟ, Αθήνα 1999, σελίδα 60, Η τοποθέτηση καλωδίων... πρέπει να γίνεται, ώστε να εξασφαλίζεται η απαγωγή της θερμότητας Joule.
- [67]. Nahin, Paul J. (2002). *Ol. Heaviside: The Life, Work and Times of an Electrical Genius of the Victorian Age*. ISBN 0-8018-6909-9.
- [68]. H. Ward Silver, N0AX, and Mark J. Wilson, K1RO, ed. (2010). "Chapter 20: Transmission Lines". *The*

ARRL Handbook for Radio Communications (87th ed.). The American Radio Relay League. ISBN 0-87259-144-1.

- [69]. "Crosstalk dependence on number of turns/inch for twisted pair versions of the end-cap umbilical cable.
- [70] F.J. Iguaz et al., Characterization of microbulk detectors in argon- and neon-based mixtures, JINST 7 P04007 (2012).
- [71] Y. Giomataris, Development and prospects of the new gaseous detector 'MICROMEGAS', Nucl. Instrum. Meth. 1998, A419, 239.
- [72] C. Adloff, M. Chefdeville, A. Espargiliere, and R. Gaglione. Environmental study of a micromegas detector. LAPP-TECH, 3.
- [73] J. Bortfeldt / Development of micro – pattern gaseous detectors – MicroMeGaS.
- [74]. A. P. Wills. "On the magnetic shielding effect of tri-lamellar spherical and cylindrical shells." Phys. Rev., vol. 9, pp. 193–213, Oct. 1899.
- [75]. [a] T. E. Sterne. "Multi-lamellar cylindrical magnetic shields." Rev. Sci. Inst., vol. 6, pp. 324–326, Oct. 1935. and [b] S. Levy. "Electromagnetic shielding of an infinite conducting plane conducting sheet placed between circular coaxial cables." Proc. IRE, vol. 21, pp. 923–941, Jun. 1936.
- [76]. L. V. King. "Electromagnetic shielding at radio frequencies." Phil. Mag. J. Sci., VII, vol.15, pp. 201–223, Feb. 1933.
- [77a]. T. S. Perry. "Today's view of magnetic fields." IEEE Spectrum, pp. 14–23, Dec. 1994.
- [77b]. World Health Organization. "Non-ionizing radiation, Part 1: Static and extremely-low frequency (ELF) electric and magnetic fields." In IARC Monograph on the Evaluation of Carcinogenic Risks to Humans, vol. 80. Lyon, France: WHO/IARC, IARC Press, 2002.
- [78] J. F. Hoburg. "Principles of quasistatic magnetic shielding with cylindrical and spherical shields." IEEE Trans. Electromagn. Compat., vol. 37, no. 4, pp. 574–579, Nov. 1995.
- [79]. L. Hasselgren and J. Luomi. "Geometrical aspects of magnetic shielding at extremely low frequency." IEEE Trans. Electromagn. Compat., vol. 37, no. 3, pp. 409–420, Aug. 1995.
- [80a] R. G. Olsen. "On low frequency shielding of electromagnetic fields." Proc. 10th Int. Symp. High Voltage

Engineering, 25–29 August 1997. Montreal, Canada, pp. 1–12.

- [80b]. I. Hasselgren and Y. Hamnerius. "Calculation of low-frequency magnetic shielding of a substation using a two-dimensional finite-element method." *European Trans. Elect. Power Eng.*, vol. 5, no. 2, pp. 81–90, Mar. 1995.
- [80c]. O. Biro and K. Preis. "Finite element analysis of 3-D eddy currents." *IEEE Trans. Magn.*, vol. 26, no. 2, pp. 418–423, Mar. 1990.
- [80d]. S. A. Schelkunoff. *Electromagnetic Waves*. New York: Van Nostrand, 1943.
- [80e]. D. A. Miller and J. E. Bridges. "Review of circuit approach to calculate shielding effectiveness." *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 10, no. 1, pp. 52–62, Mar. 1968.
- [80f]. J. E. Bridges. "An update of the circuit approach to calculate shielding effectiveness." *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 30, no. 3, pp. 211–221, Aug. 1988.
- [80g]. H. Kaden. *Wirbelstrommeund Schirmung in der Nachrichtentechnik*. Berlin: Springer, 1959.
- [80h]. J. R. Wait and D. A. Hill. "Electromagnetic shielding of sources within a metal-cased bore hole." *IEEE Trans. Geosci. Electr.*, vol. 15, pp. 108–112, Apr. 1977.
- [81]. J. Jiles, David (1998). *Introduction to Magnetism and Magnetic Materials*. CRC Press. p. 354. ISBN 0-412-79860-3.
- [82]. Weast, Robert (1983). *Handbook of Chemistry and Physics, 64th Edition*. CRC Press. p. E-108. ISBN 0-8493-0464-4.
- [83]. J. R. Moser. "Low-frequency shielding of a circular loop electromagnetic field source." *IEEE Trans. Electromag. Compat.*, vol. 9, no. 1, pp. 6–18, Jan. 1967.
- [84]. J. R. Moser. "Low-frequency low-impedance electromagnetic shielding." *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 30, no. 3, pp. 202–210, Aug. 1988.
- [85]. P. Bannister. "New theoretical expressions for predicting shielding effectiveness for the plane shield case." *IEEE Trans. Electromag. Compat.*, vol. 10, no. 1, pp. 2–7, Oct. 1968.
- [86]. P. Bannister. "Further notes for predicting shielding effectiveness for the plane shield case." *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 11, no. 5, pp. 50–53, May 1969.

- [87]. E. Dahlberg. "On shielding estimates for magnetic and non-magnetic shield materials." Dept. of Plasma Physics, Royal Institute of Technology, Stockholm, Tech. Rep. TRITAEPP- 75-05, pp. 21–26, 1975.
- [88]. E. Dahlberg. "Electromagnetic shielding, some simple formulae for closed uniform shields." Dept. of Plasma Physics, Royal Institute of Technology, Stockholm, Tech. Rep. TRITA-EPP-75-27, pp. 7–14, 1975.
- [89]. A. C. D. Whitehouse. "Screening: New wave impedance for the transmission line analogy." IEE Proc., vol. 116, no. 7, pp. 1159–1164, Jul. 1969.
- [90]. S. Celozzi and M. D'Amore. "Shielding performance of ferromagnetic cylindrical cans." Proc. 1996 IEEE Int. Symp. Electromagnetic Compatibility. S. Clara, CA, 19–23 Aug. 1996, pp. 95–100.
- [91]. J. A. Tegopoulos and E. E. Kriezis. *Eddy Currents in Linear Conducting Media*. Amsterdam: Elsevier, 1985.
- [92]. S. Celozzi. "Shielding effectiveness prediction in MIL-STD 285 loop source configuration." Proc. 1998 IEEE Int. Symp. Electromagnetic Compatibility. Denver, CO, 24–28 Aug. 1998, pp. 1125–1130.
- [93]. R. Araneo and S. Celozzi. "Exact solution of low-frequency coplanar loops shielding configuration." IEE Proc. Sci. Meas. Technol., vol. 149, no. 1, pp. 37–44, Jan. 2002.
- [94]. R. Yang and R. Mittra. "Coupling between two arbitrarily oriented dipoles through multilayered shields." IEEE Trans. Electromagn. Compat., vol. 27, no. 3, pp. 131–136, Mar. 1985.
- [95]. A. Nishikata and A. Sugiura. "Analysis for electromagnetic leakage through a plane shield with an arbitrarily-oriented dipole source." IEEE Trans. Electromagn. Compat., vol. 34, no. 8, pp. 284–291, Aug. 1992.
- [96]. Y. Du, T. C. Cheng, and A. S. Farag. "Principles of power frequency magnetic field shielding with flat sheets in a source of long conductors." IEEE Trans. Electromagn. Compat., vol. 38, no. 8, pp. 450–459, Aug. 1996.
- [97]. R. G. Olsen, M. Istenic, and P. Zunko. "On simple methods for calculating ELF shielding of infinite planar shields." IEEE Trans. Electromagn. Compat., vol. 45, no. 3, pp. 538–547, Aug. 2003.
- [98]. Appendix B // *Electromagnetic Shielding by Salvatore Celozzi, Rodolfo Araneo and Giampiero Lovat*
Copyright_2008 John Wiley & Sons, Inc.

- [99]. H.A. Shute, J.C. Mallinson, D.T. Wilton, and D.J. Mapps, "One-Sided Fluxes in Planar, Cylindrical and Spherical Magnetized Structures," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 36, no. 2, pp. 440–451, 2000.
- [100]. C. D. Motchenbacher and J. A. Connelly, *Low-noise electronic system design*, Wiley-Interscience Publications, New York, 1998.
- [101]. Zhong Yuan Chang and Willy M. C. Sansen, *Low-noise wide-band amplifiers in bipolar and CMOS technologies*, Kluwer Publications, February 2002, ISBN:0792390962.
- [102]. Simon Haykin, *Συστήματα Επικοινωνίας, επιστημονική επιμέλεια: Ε.Δ.Συγκάς, Μ. Ε. Θεολόγου, εκδ. Παπασωτηρίου, Αθήνα 1995.*
- [103]. Hewlett – Packard, *Fundamentals of RF and microwave noise figure measurements*, Application Note 57-1, July 1983.
- [104]. Harris Semiconductors, *Operational amplifiers noise prediction (All Op Amps)*, Application Note AN519.1, November 1996, 3 pages.
- [105]. [a]. Harris Semiconductors, *Operational amplifiers noise prediction (All Op Amps)*, Application Note AN519.1, November 1996, 3 pages. and [b]. K. H. Lundberg, *Noise sources in bulk CMOS*, Copyright 2002, Kent Lundberg.
- [106]. J. Davidse, *Ruisarm ontwerpen in de electronica en communicatie techniek*.
- [107]. 'Θόρυβος', *Οργανολογία Δρης, ΕΜΠ*.
- [108]. Lowenberg, *Electronic circuits*.
- [109]. Bendict, *Electronics for scientists and engineers*.
- [110]. Millman-Taub, *Digital and Switching waveforms*.
- [111]. ORTEC, *Instruments for Research, Catalogue 1002*.
- [112]. Tait, W.H., *Radiation detection*, Butterworths.
- [113]. Nicholson, P.W., *Nuclear Electronics*, J. Wiley.
- [114]. *Micromegas Signals Produced in Micromesh Based in Argon-Isobutane (Ar-isobutane) and Argon-Dimethyl-Ether (Ar-DME) Gas Mixtures / Hamid Mounir, Seddik Bri and Mustapha Haddad*

- [115]. *Properties of some gas mixtures used in tracking detectors / Archana Sharma GSI-Darmstadt, Germany.*
- [116]. *Feasibility Study of Industrial Applications of Micromegas Detectors / M. Schott and T. Alexopoulos.*
- [117]. *A study of MicroMegas detectors with resistive anodes for muon reconstruction in HL-LHC / Guillaume CAUVIN*
- [118]. *Appendix A // Magnetic shielding with high-temperature superconductors – Thesis ,Samuel DENIS ,
Universit e de Li ege , Facult e des Sciences Appliqu ees D epartement d'Electricit e, Electronique et
Informatique, Ecole Royale Militaire Facult e Polytechnique D'epartement CISS (Communication,
Information Systems & Sensors) June 2007.*
- [119]. "Mu Metal specifications". *Shielding Specifications.* Nick Murby. Retrieved 2012-04-08.
- [120]. *Maxwell, Ansoft tutorial for starters and pro's.*
- [121]. *Μηχανική των Ρευστών, Πανεπιστημιακές Παραδόσεις, Αθανάσιος Α.Αργυρίου. 2005.*
- [122]. *Μελέτη του ανιχνευτή Micromegas, diploma thesis, Σταματόπουλος Αθανάσιος, 2012.*
- [123]. *Μελέτη του ανιχνευτή Micromegas σε δέσμη νετρονίων, master thesis, Τσιγαρίδας Στέργιος, 2012.*
- [124]. *W.R.Leo, Techniques for nuclear and particle physics experiments, Springer – Verlag.*
- [125]. *Glenn F. Knoll, Radiation detection and Measurement, 3rd edition, University of Michigan, J.Wiley.*
- [126]. *Stefan Tavernier, Experimental Techniques in nuclear and particle physics.*