



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

Σ.Ε.Μ.Φ.Ε.

Διπλωματική εργασία με τίτλο:

# Υπολογιστικές μελέτες Electron Cloud

*Λοΐζος Μπισικώκος*

10ο Εξάμηνο Σ.Ε.Μ.Φ.Ε.

ge12010

Επιβλέπων:

Αναγνωστόπουλος Κωνσταντίνος

Καθηγητής Ε.Μ.Π

Αθήνα

10 Οκτωβρίου 2018



## Περίληψη

Το φαινόμενο του Ηλεκτρονιακού Νέφους (Electron Cloud, EC) αποτελεί έναν από τους βασικότερους μηχανισμούς περιορισμού της λειτουργίας των αδρονικών επιταχυντών, καθώς μπορεί να προκαλέσει πληθώρα ασταθειών και ανεπιθύμητων φαινομένων. Η μελέτη της δημιουργίας του EC όχι μόνο είναι απαραίτητη για τη λειτουργία ενός επιταχυντή αλλά και αποδεικνύεται ιδιαίτερα ενδιαφέρουσα, καθώς αποτελεί σημαντική υπολογιστική πρόκληση. Στα πλαίσια της παρούσας εργασίας, παρουσιάζεται λεπτομερώς ο μηχανισμός λειτουργίας του EC στο θάλαμο της δέσμης ενός επιταχυντή. Στη συνέχεια, μελετάται η μοντελοποίηση του φαινομένου EC, όπως αυτή υλοποιείται στον κώδικα προσομοίωσης PyECLOUD. Κατόπιν, πραγματοποιούνται προσομοιώσεις δημιουργίας EC για το θάλαμο δέσμης του Μεγάλου Επιταχυντή Αδρονίων (Large Hadron Collider, LHC) και μελετάται η επίδραση των μοντέλων δευτερογενούς εκπομπής ηλεκτρονίων στα αποτελέσματα των προσομοιώσεων. Τέλος, παρουσιάζονται, συνοπτικά, τα αποτελέσματα προσομοιώσεων δημιουργίας EC εισάγοντας εξαπολικά σφάλματα σε περιοχή διπολικού μαγνήτη, με σκοπό να εξεταστεί μία υπόθεση για ασυνήθιστα θερμικά φορτία.

## **Abstract**

The phenomenon widely known as Electron Cloud (EC) is one of the principal mechanisms that limit the function of hadronic accelerators, inducing various instabilities and causing numerous deleterious effects. The study of EC buildup and its effects is not only critical for the function of a hadronic accelerator but also quite interesting as it constitutes a major computational challenge. Firstly, the EC buildup mechanism in the chamber of a hadronic accelerator is presented thoroughly and in detail. Following, the modelling of EC phenomena as implemented in the simulation code PyECLOUD is presented. Electron Cloud buildup simulations are, also, conducted for the beam chamber of the Large Hadron Collider (LHC). The effect of the surface modelling on simulation results is thoroughly explored. Last but not least, some EC buildup simulation results are presented for a dipole region introducing sextupolar errors, testing a hypothesis on EC induced heat loads.



# Περιεχόμενα

<b>1 Electron Cloud (EC) σε σωματιδιακούς επιταχυντές: Βασικές αρχές και Μηχανισμοί</b>	<b>1</b>
1.1 Εισαγωγή . . . . .	1
1.2 Βασικές αρχές . . . . .	1
1.3 Μηχανισμοί παραγωγής πρωτεύοντων ηλεκτρονίων . . . . .	3
1.4 Δευτερογενής Εκπομπή Ηλεκτρονίων . . . . .	4
1.4.1 Καθαρισμός/Scrubbing : Μείωση του SEY με ηλεκτρονιακό βομβαρδισμό . . . . .	8
1.5 Ο μηχανισμός δημιουργίας EC (EC buildup) . . . . .	8
1.6 Επίδραση εξωτερικών μαγνητικών πεδίων . . . . .	11
1.7 Επίδραση του EC στην λειτουργία επιταχυντών . . . . .	13
<b>2 Μοντελοποίηση και προσομοίωση του σχηματισμού EC με τον κώδικα PyECLOUD</b>	<b>15</b>
2.1 PyECLOUD: Συνολική Δομή . . . . .	18
2.2 Διαχείριση μεγέθους Macroparticle . . . . .	18
2.3 Chamber Module . . . . .	20
2.4 Η δέσμη . . . . .	22
2.5 Πρωτεύοντα ηλεκτρόνια: Ιονισμός residual gas . . . . .	24
2.6 Πρωτεύοντα ηλεκτρόνια: Φωτοεκπομπή λόγω ακτινοβολίας Synchrotron . . . . .	26
2.7 Το πεδίο χωρικού φορτίου του EC (Space Charge Field) . . . . .	27
2.8 Υπολογισμός εξισώσεων κίνησης των ηλεκτρονίων . . . . .	31
2.9 Πρόσπτωση ηλεκτρονίων στα τοιχώματα του θαλάμου . . . . .	35
<b>3 Προσομοιώσεις EC με χρήση μοντέλων για την καμπύλη Δευτερογενούς εκπομπής</b>	<b>38</b>
3.1 Εισαγωγή . . . . .	38
3.2 Μερικές παρατηρήσεις . . . . .	39
3.3 Ανάπτυξη του κώδικα . . . . .	41
3.4 Επεξεργασία των δεδομένων input . . . . .	43
3.4.1 Resampling . . . . .	44
3.4.2 Αρχείο input . . . . .	49
3.5 Προσομοιώσεις και σύγκριση των μοντέλων . . . . .	51
3.5.1 Παράμετροι προσομοίωσης . . . . .	51
3.5.2 Σύγκριση παρατηρήσιμων ποσοτήτων . . . . .	52
3.5.3 Αποτελέσματα προσομοιώσεων . . . . .	56
3.6 Απαραίτητες προσεγγίσεις . . . . .	57
3.6.1 Γωνιακή εξάρτηση . . . . .	57

3.6.2	Ελαστική συνιστώσα . . . . .	57
3.6.3	Ελαστικώς σκεδαζόμενα ηλεκτρόνια και γωνιακή εξάρτηση	59
3.7	Επιφανειακές ιδιότητες . . . . .	60
<b>4</b>	<b>Εισαγωγή εξαπολικών σφαλμάτων σε περιοχή διπολικού μαγνήτη</b>	<b>63</b>
4.1	Εισαγωγή και κίνητρο προς μελέτη . . . . .	63
4.2	Προσομοιώσεις σχηματισμού EC με εξαπολικά σφάλματα . . .	64
<b>5</b>	<b>Συμπεράσματα</b>	<b>67</b>
<b>6</b>	<b>Αναφορές</b>	<b>68</b>

# **1 Electron Cloud (EC) σε σωματιδιακούς επιταχυντές: Βασικές αρχές και Μηχανισμοί**

## **1.1 Εισαγωγή**

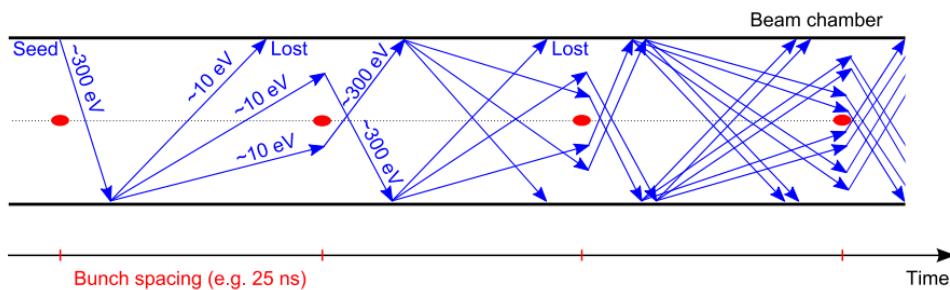
Σε έναν σωματιδιακό επιταχυντή, εντός των θαλάμων της δέσμης, μπορούν να δημιουργηθούν ελεύθερα ηλεκτρόνια από μια σειρά διαφορετικούς μηχανισμούς, κυριότεροι των οποίων είναι ο ιονισμός του residual gas και το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο (photoemission) στα τοιχώματα του θαλάμου λόγω της εκπομπής ακτινοβολίας σύγχροτρον από τη δέσμη. Το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο που παράγεται από τη δέσμη μπορεί να επιταχύνει τα παραγόμενα ηλεκτρόνια και να τα εκτοξεύσει στα τοιχώματα του θαλάμου. Κατά την πρόσκρουση των ηλεκτρονίων στα τοιχώματα, δημιουργούνται δευτερεύοντα ηλεκτρόνια (secondary electrons) μέσω μιας διαδικασίας που εξαρτάται από την ενέργεια πρόσπτωσης και το είδος του υλικού των τοιχωμάτων του θαλάμου. Συγκεκριμένα, ιδιαίτερα σημαντικό ρόλο παίζει η πιθανότητα παραγωγής δευτερεύοντων ηλεκτρονίων (Secondary Electron Yield , SEY) του υλικού της επιφάνειας. Ειδικά, στην περίπτωση που ο επιταχυντής λειτουργεί με λεπτά διαχωρισμένα «πακέτα» (closely spaced bunches) θετικά φορτισμένων σωματιδίων (η δέσμη σε ένα σωματιδιακό επιταχυντή δεν είναι συνεχής αλλά αποτελείται από «πακέτα» σωματιδίων που καλούνται bunches), ο μηχανισμός αυτός μπορεί να προκαλέσει φαινόμενο «χιονοστιβάδας» πολλαπλασιασμού ηλεκτρονίων (avalanche multiplication), δημιουργώντας ένα «Ηλεκτρονιακό Νέφος» (Electron Cloud, EC) εντός του θαλάμου της δέσμης. Η παρουσία μεγάλης ηλεκτρονιακής πυκνότητας εντός του σωλήνα της δέσμης καθώς και η μεγάλη ροή ηλεκτρονίων στα τοιχώματα του θαλάμου μπορούν να περιορίσουν την λειτουργία και απόδοση του επιταχυντή προκαλώντας ποικίλες αστάθειες στη δέσμη και τα τοιχώματα του θαλάμου.

## **1.2 Βασικές αρχές**

Όπως αναφέρθηκε, η δευτερογενής ηλεκτρονιακή εκπομπή σε συνδυασμό με εναλασσόμενο ηλεκτρικό πεδίο μπορεί να οδηγήσει σε φαινόμενο χιονοστιβάδας πολλαπλασιασμού ηλεκτρονίων. Ο υποκρύπτων μηχανισμός ονομάζεται φαινόμενο multipacting και εν γένει συνδέεται με εκφυλιστικά φαινόμενα όπως η τάση διάσπασης (voltage breakdown) σε συσκευές ραδιοσυχνοτήτων (RF) και επιφανειακή θέρμανση των θαλάμων της δέσμης.

Στην περίπτωση ενός επιταχυντή που λειτουργεί με λεπτά διαχωρισμένα «πακέτα» τα φαινόμενα multipacting εμφανίζονται στους θαλάμους της δέσμης και οδηγούν στον σχηματισμό του Electron Cloud (EC) με πληθώρα αρνητι-

κών επιδράσεων στην λειτουργία του επιταχυντή. Οι επιπτώσεις του EC έχουν παρατηρηθεί σε πολλούς επιταχυντές σε όλο τον κόσμο. Είναι, ωστόσο, ακόμα κοινότερα σε επιταχυντές που λειτουργούν με θετικά φορτισμένα σωματίδια (π.χ. ποζιτρόνια, πρωτόνια, βαρέα ιόντα). Είναι, προς το παρόν, ανάμεσα στους κυριότερους περιορισμούς στη λειτουργία επιταχυντών υψηλών ενεργειών, όπως ο Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) στις ΗΠΑ, ο KEKB electron positron collider στην Ιαπωνία, ο DAΦNE electron positron collider στην Ιταλία και πιο πρόσφατα, ο Large Hadron Collider (LHC) ο οποίος αφορά την παρούσα εργασία. Μία ποιοτική εικόνα του σχηματισμού του



Σχήμα 1.1: Σχηματική αναπαράσταση του EC buildup. Πηγή: Iadarola, G. (2014) *Electron cloud studies for CERN particle accelerators and simulation code development*. CERN, Geneva, Switzerland.

EC σε ένα μέρος επιταχυντή που λειτουργεί με «πακέτα» θετικά φορτισμένων σωματιδίων σχεδιάζεται στο Σχήμα 1.1. Τα σωματίδια της δέσμης κινούνται εντός του επιταχυντή και όπως αναφέρθηκε παράγουν ηλεκτρόνια μέσω δύο κύριων μηχανισμών:

- ιονισμός του residual gas στο θάλαμο της δέσμης
- φωτοεκπομπή από τα τοιχώματα του θαλάμου λόγω ακτινοβολίας σύγχροτρον που εκπέμπεται από τη δέσμη.

Τα ηλεκτόνια αυτά καλούνται «πρωτεύοντα ηλεκτρόνια» ή «σπόροι» («primaries» ή «seeds»). Τα πρωτεύοντα ηλεκτρόνια έλκονται από το διερχόμενο bunch και επιταχύνονται σε ενέργειες αρκετών εκατοντάδων  $eV$ . Όταν ένα ηλεκτρόνιο χτυπήσει τα τοιχώματα, είναι πιθανή η εκπομπή και άλλων, «δευτερεύοντων», ηλεκτρονίων («secondaries»). Τα δευτερεύοντα ηλεκτρόνια έχουν ενέργειες μερικών δεκάδων  $eV$  και εάν προσκρούσουν στα τοιχώματα, είτε απορροφούνται, είτε σκεδάζονται ελαστικά. Σε κάθε περίπτωση, ενέργεια μερικών δεκάδων  $eV$  δεν είναι αρκετή για περαιτέρω παραγωγή δευτερεύοντων ηλεκτρονίων. Ωστόσο, εάν τα δευτερεύοντα ηλεκτρόνια διατηρηθούν,

έως το πέρασμα του επόμενου πακέτου(bunch) μπορούν με τη σειρά τους να επιταχυνθούν ( $\sim 10^2 eV$ ), να προσκρούσουν στα τοιχώματα και να παράξουν περισσότερα ηλεκτρόνια. Αυτό το φαινόμενο μπορεί να εκκινήσει μια διαδικασία πολλαπλασιασμού τύπου χιονοστιβάδας, η οποία δημιουργεί το EC κατά το πέρασμα ενός ολόκληρου «τραίνου» από πακέτα σωματιδίων .

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζονται τα διαφορετικά φαινόμενα που λαμβάνουν μέρος στο σχηματισμό ενός EC. Στη συνέχεια, περιγράφονται τα κύρια χαρακτηριστικά του μηχανισμού δημιουργίας του EC και τέλος, συνοψίζονται οι τρόποι με τους οποίους η παρουσία EC στους θαλάμους της δέσμης μπορεί να επηρεάσει τη λειτουργία ενός σωματιδιακού επιταχυντή.

### 1.3 Μηχανισμοί παραγωγής πρωτεύοντων ηλεκτρονίων

Θεωρούμε δύο μηχανισμούς για την παραγωγή πρωτεύοντων ηλεκτρονίων, τον ιονισμό του residual gas και φωτοεκπομπή λόγω ακτινοβολίας σύγχροτρον:

- **Ιονισμός residual gas:** Η ακτίνα σωματιδίων μπορεί να ιονίσει μόρια του residual gas εντός των θαλάμων της δέσμης (όπου οι πιέσεις κενού είναι εν γένει κάτω των  $10^{-8} mbar$ ) παράγοντας ελεύθερα ζεύγη ηλεκτρονίων-ιόντων. Ο τοπικός ρυθμός παραγωγή ηλεκτρονίων και ιόντων ανά μονάδα όγκου στο θάλαμο της δέσμης δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{dn_{ion}}{dt} = \sigma_{ion} n_{gas} \phi_p \quad (1.1)$$

- **Φωτοεκπομπή από ακτινοβολία σύγχροτρον:** Ακτινοβολία σύγχροτρον ονομάζεται το φαινόμενο της εκπομπής φωτονίων από φορτισμένο σωματίδιο που υποβάλλεται σε εγκάρσια επιτάχυνση, όπως για παράδειγμα από μαγνήτες στρεψής (bending). Η συνολική ισχύς που εκπέμπεται από τη δέσμη λόγω των διπόλων στρέψης ενός συγχρότρου δίνεται από τη σχέση:

$$P = \frac{q \gamma_{rel}^4}{3 \epsilon_0 \rho} I_{beam} \quad (1.2)$$

όπου  $q$ , το φορτίο.  $\gamma_{rel}$ , ο σχετικιστικός παράγοντας γάμμα και  $I_{beam}$ , το ρεύμα της δέσμης. Το φάσμα των φωτονίων εκτείνεται έως την επονομαζόμενη «κρίσιμη ενέργεια», η οποία δίνεται από τη σχέση:

$$E_c = 3 \frac{\hbar c \gamma_{rel}^3}{2 \rho} \quad (1.3)$$

όπου  $\hbar$ , η ανηγμένη σταθερά του Planck. Εάν η ενέργεια της δέσμης (και επομένως ο παράγων  $\gamma_{rel}$ ) είναι αρκετά μεγάλη, ένα σημαντικό

μέρος των φωτονίων έχει ενέργεια μεγαλύτερη από το έργο εξόδου του υλικού των τοιχωμάτων του θαλάμου της δέσμης. Σε αυτή την περίπτωση, τα προσπίπτοντα φωτόνια έχουν αρκετή ενέργεια για να εξάγουν ηλεκτρόνια από τα τοιχώματα του θαλάμου (φωτοηλεκτρικό φαινόμενο). Αυτά τα ηλεκτρόνια ονομάζονται «φωτοηλεκτρόνια» και για αρκετά μεγάλες ενέργειες δέσμης συνιστούν την κύρια πηγή πρωτεύοντων ηλεκτρονίων του EC. Κατά την πρώτη σύγκρουση των φωτονίων με τον θάλαμο κενού, μόνο ένα μέρος απορροφάται και επομένως μπορεί να δημιουργήσει φωτοηλεκτρόνια. Τα υπόλοιπα ανακλώνται από τη μεταλλική επιφάνεια του θαλάμου της δέσμης (πράγμα που συνήθως συμβαίνει περισσότερες από μία φορές). Στο παρελθόν, πραγματοποιήθηκαν σημαντικές προσπάθειες στην μοντελοποίηση του φαινομένου ώστε να παράγεται η κατανομή των φωτονίων που συγκρούονται με τα τοιχώματα του θαλάμου. Η πιθανότητα ηλεκτρονιακής εκπομπής ανά προσπίπτον φωτόνιο της επιφάνειας των θαλάμων της δέσμης (Photoelectron Yield) έχει προσδιοριστεί από αρκετές πειραματικές μετρήσεις.

#### 1.4 Δευτερογενής Εκπομπή Ηλεκτρονίων

Η μοντελοποίηση του φαινομένου της δευτερογενούς εκπομπής ηλεκτρονίων που έχει χρησιμοποιηθεί στον κώδικα PyECLOUD βασίζεται σε εκτεταμένες μελέτες και κυρίως σε εργαστηριακές μετρήσεις οι οποίες πραγματοποιήθηκαν για την επιφάνεια χαλκού των θαλάμων δέσμης του LHC.

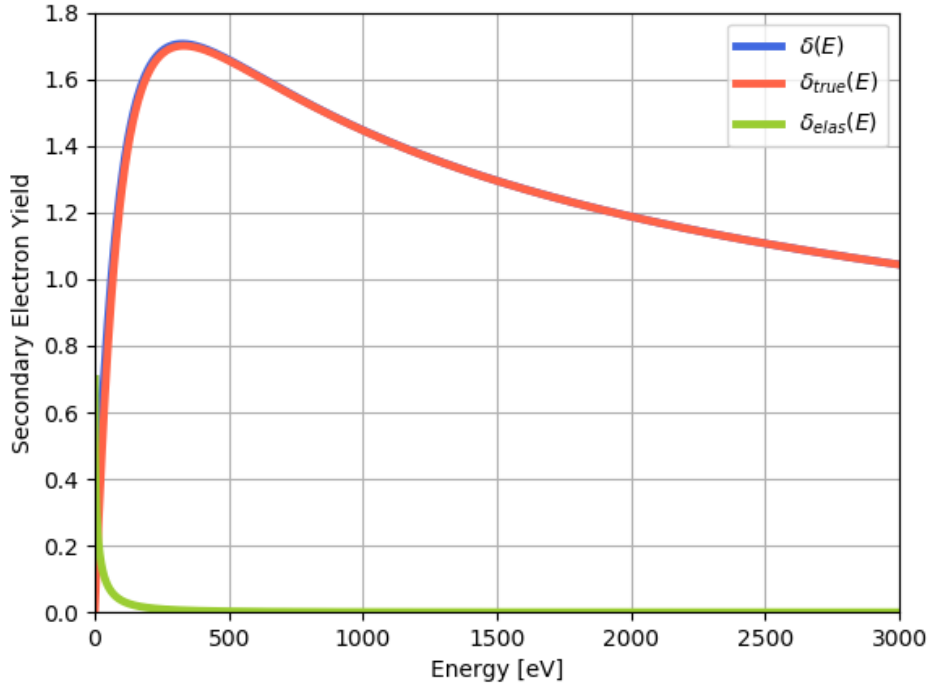
Το μέγεθος που παίζει το σημαντικότερο ρόλο στη διαδικασία δευτερογενούς εκπομπής είναι η Απόδοση Δευτερεύοντων Ηλεκτρονίων (Secondary Electron Yield, SEY) της επιφάνειας της δέσμης. Το SEY ορίζεται ως το κλάσμα του ρεύματος των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων προς το αντίστοιχο ρεύμα των προσπίπτοντων και είναι συνάρτηση της ενέργειας των προσπίπτοντων:

$$\delta(E) = \frac{I_{emit}}{I_{imp}(E)} \quad (1.4)$$

Μία τυπική καμπύλη SEY παρουσιάζεται στο Σχήμα 1.2. Όπως φαίνεται στο Σχήμα 1.3, η ποσότητα αυτή μπορεί με τη σειρά της να αναλυθεί σε δύο επιμέρους συνιστώσες:

$$\delta(E) = \delta_{elas}(E) + \delta_{true}(E) \quad (1.5)$$

όπου οι ποσότητες  $\delta_{elas}(E)$  και  $\delta_{true}(E)$  σχετίζονται με τα ηλεκτρόνια που ανακλώνται ελαστικά από την επιφάνεια και τα «πραγματικά» δευτερεύοντα ηλεκτρόνια (true secundaries) αντίστοιχα. Η πρώτη συνιστώσα αντιστοιχεί στην



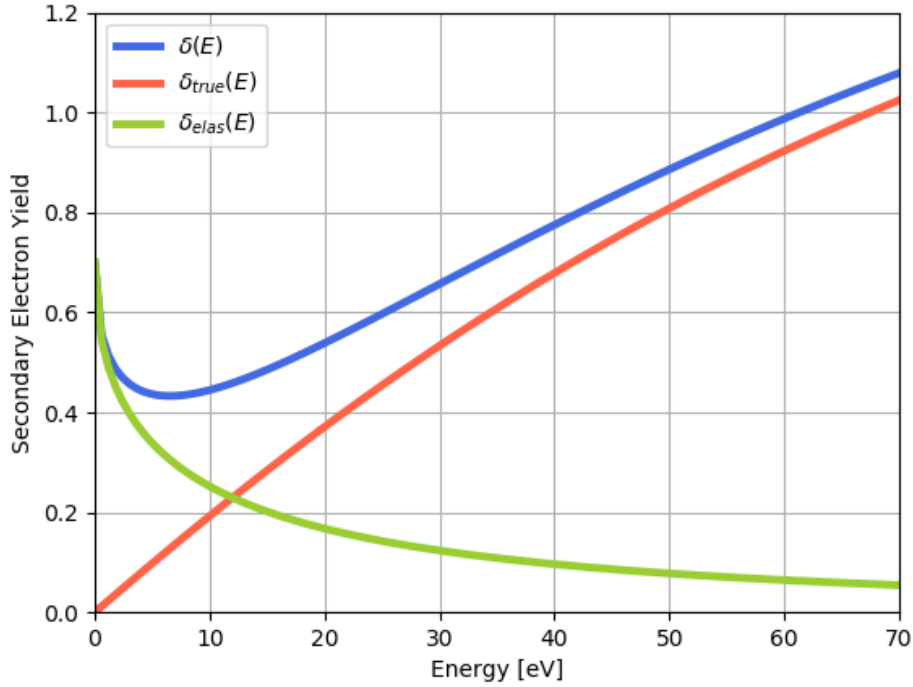
Σχήμα 1.2: Καμπύλη SEY για  $\delta_{max} = 1.7$  - ελαστική συνιστώσα  $\delta_{elas}(E)$ , συνιστώσα πραγματικών πρωτεύοντων (true secondaries)  $\delta_{true}(E)$  και συνολική  $\delta(E)$ .

πράσινη καμπύλη των Σχημάτων 1.2 και 1.3 και έχει τη μορφή:

$$\delta_{elas}(E) = R_0 \left( \frac{\sqrt{E} - \sqrt{E + E_0}}{\sqrt{E} + \sqrt{E + E_0}} \right)^2 \quad (1.6)$$

όπου για τους θαλάμους δέσμης του LHC χρησιμοποιούνται οι τιμές  $R_0 = 0.7$  και  $E_0 = 150eV$  για τις δύο ελεύθερες παραμέτρους του μοντέλου. Τα ηλεκτρόνια που αντιστοιχούν σε αυτή τη συνιστώσα της καμπύλης SEY αλληλεπιδρούν ελαστικά με την επιφάνεια και εκπέμπονται με την ίδια ενέργεια την οποία είχαν κατά την πρόσπτωση. Η συνιστώσα «πραγματικών» δευτερεύοντων ηλεκτρονίων, κόκκινο χρώμα στα Σχήματα 1.2 και 1.3, έχει τη μορφή:

$$\delta_{true} = \delta_{max} \frac{s \frac{E}{E_{max}}}{s - 1 + \left( \frac{E}{E_{max}} \right)^s} \quad (1.7)$$



Σχήμα 1.3: Μεγέθυνση καμπύλης SEY του Σχήματος 1.2 σε περιοχή χαμηλών ενεργειών.

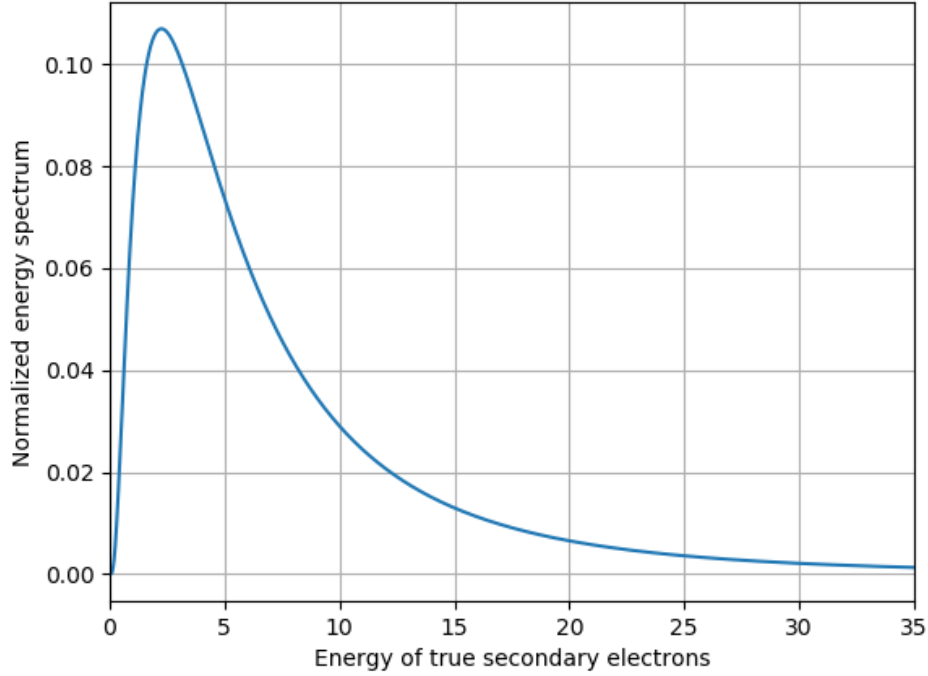
όπου για τους θαλάμους δέσμης του LHC χρησιμοποιούνται ο παράμετροι  $s = 1.35$  και  $E_{max} = 332eV$ . Η καμπύλη SEY παρουσιάζει μέγιστο στη θέση  $E = E_{max}$  για το οποίο ισχύει:

$$\delta(E_{max}) \simeq \delta_{true}(E_{max}) = \delta_{max} \quad (1.8)$$

Η παράμετρος  $\delta_{max}$  παρουσιάζει ισχυρή εξάρτηση από το υλικό της επιφάνειας, τη σκληρότητα και το κατά πόσο έχει βομβαρδιστεί με ηλεκτρόνια («ιστορικό»). Το  $\delta_{max}$  παίζει ρόλο κλειδί στο σχηματισμό του EC όπως θα δούμε και στη συνέχεια και συχνά θα αναφερόμαστε σε αυτό ως «παράμετρος SEY».

Τα πραγματικά δευτερεύοντα ηλεκτρόνια εκπέμπονται με συνημιτονοειδή γωνιακή κατανομή ως προς διεύθυνση κάθετη στην επιφάνεια. Το ενεργειακό φάσμα τους προσεγγίζεται ικανοποιητικά από την λογαριθμική (lognormal)





Σχήμα 1.4: Ενεργειακή κατανομή των πραγματικών δευτερεύοντων ηλεκτρονίων (true secondaries)

κατανομή:

$$\frac{dn_{true}}{dE} = \frac{1}{E\sigma_{true}\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\ln(E) - \mu_{true})^2}{2\sigma_{true}^2}\right) \quad (1.9)$$

όπου για τους θαλάμους δέσμης του LHC χρησιμοποιούμε τις τιμές  $\sigma_{true} = 1.0828$  και  $\mu_{true} = 1.6636$ . Οι τιμές αυτές αντιστοιχούν στην κατανομή του Σχήματος 1.4. Η παράμετρος SEY εξαρτάται επίσης από την γωνία πρόσπτωσης των ηλεκτρονίων ( $\theta$ , ορισμένη σε σχέση με την κάθετη στην επιφάνεια). Για να ληφθεί αυτή η επίδραση υπ' όψιν, οι παράμετροι  $E_{max}$  και  $\delta_{max}$  επαναπροσδιορίζονται ως συνάρτηση της γωνίας πρόσπτωσης χρησιμοποιώντας τις ακόλουθες σχέσεις:

$$E_{max}(\theta) = E_{max}(\theta = 0) \cdot (1 - 0.7(1 - \cos \theta)) \quad (1.10)$$

$$\delta_{max}(\theta) = \delta_{max}(\theta = 0) \cdot \exp\left(\frac{1 - \cos \theta}{2}\right) \quad (1.11)$$

### 1.4.1 Καθαρισμός/Scrubbing : Μείωση του SEY με ηλεκτρονικό βομβαρδισμό

Πειραματικές μελέτες έχουν δείξει ότι η καμπύλη SEY πολλών υλικών έχει την τάση να μειώνεται όταν η επιφάνεια εκτίθεται σε παρατεταμένη ακτινοβολία ηλεκτρονίων. Αυτό το φαινόμενο καλείται SEY conditioning ή scrubbing. Στο Σχήμα 1.5, για παράδειγμα, φαίνεται η εξάρτηση της παραμέτρου SEY από τη δόση ηλεκτρονίων που εφαρμόζεται για διαφορετικές ενέργειες προσπίπτωντων ηλεκτρονίων.

Αυτές οι παρατηρήσεις υποδεικνύουν το γεγονός ότι τα φαινόμενα EC σε έναν επιταχυντή αυτό-αμβλύνονται (self-mitigate) καθώς ο ηλεκτρονικός βομβαρδισμός από το ίδιο το EC μπορεί να μειώσει την τιμή του SEY των τοιχωμάτων του θαλάμου και σταδιακά να μειώσει το ποσοστό του EC (διαδικασία που συχνά αναφέρεται ως καθαρισμός προκαλούμενος από τη δέσμη, «beam induced scrubbing»). Κάτι τέτοιο επιτυγχάνεται εν γένει σε καθορισμένες περιόδους λειτουργίας του επιταχυντή (Scrubbing Runs). Κατά τη διάρκεια των scrubbing runs, ο επιταχυντής λειτουργεί σε κατάλληλη διάταξη (configuration) ώστε να μεγιστοποιείται το EC. Κατά το παρελθόν, η στρατηγική αυτή είχε ήδη αποδειχθεί αποτελεσματική για να μειώσει τις επιδράσεις του EC που παρατηρούνταν στον SPS (Super Proton Synchrotron, έναν από τους επιταχυντές στην επιταχυντική αλυσίδα του LHC) σε λειτουργία δεσμών τύπου LHC.

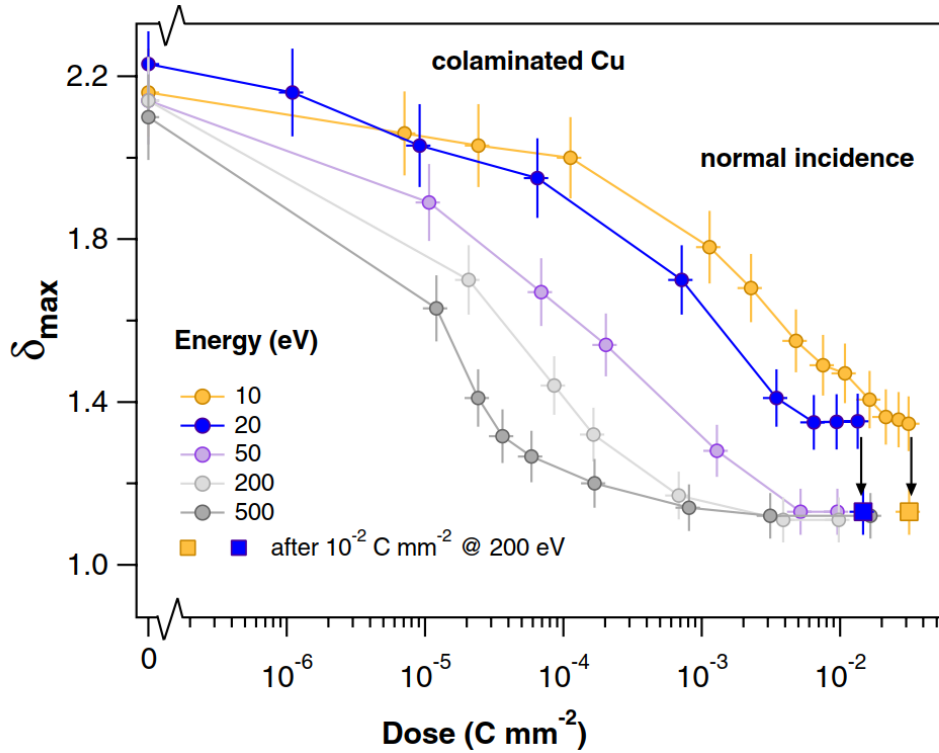
## 1.5 Ο μηχανισμός δημιουργίας EC (EC buildup)

Στη συνέχεια παρουσιάζεται ένα απλό αναλυτικό μοντέλο που επιτρέπει την αναγνώριση των κύριων χαρακτηριστικών της διαδικασίας δημιουργίας του EC.

Αρχικά, ας θεωρήσουμε μια διαδοχική αλληλουχία από ομοιόμορφα κατανεμημένα «πακέτα» (train από bunches) που περνούν από συγκεκριμένο κομμάτι του επιταχυντή το οποίο δεν περιέχει κανένα ηλεκτρόνιο πριν το πέρασμα του πρώτου πακέτου. Έστω  $n_0$  ο αριθμός των πρωτεύοντων ηλεκτρονίων που παράγονται από ένα πέρασμα (bunch passage) και  $n_i$  ο αριθμός των ηλεκτρονίων στο θάλαμο τη χρονική στιγμή  $t_i$  ακριβώς πριν το πέρασμα του  $i$  bunch. Μπορούμε να ορίσουμε ποσότητα  $\delta_{eff,i}$  τέτοια ώστε:

$$n_{i+1} = \delta_{eff,i} n_i + n_0 \quad (1.12)$$

όπου:  $\delta_{eff,i} n_i$  είναι ο αριθμός των ηλεκτρονίων που παράγονται από την αλληλεπίδραση του EC με τα τοιχώματα του θαλάμου (η ποσότητα αυτή μπορεί να είναι και αρνητική, όταν τα τοιχώματα συμπεριφέρονται ως απορροφητής ηλεκτρονίων).



Σχήμα 1.5: Η παράμετρος  $\delta_{max}$  ως συνάρτηση της δόσης για διαφορετικές ενέργειες προσπίπτωντων ηλεκτρονίων. Η πρόσπτωση είναι κάθετη στα beam screen του LHC. Τα τετράγωνα αναπαριστούν τις τιμές του  $\delta_{max}$  που μετρήθηκαν πειραματικά μετά από επιπλέον ηλεκτρονιακή δόση  $1.0 \times 10^{-2}\ C/mm^2$  στα  $200\ eV$ . Πηγή: R. Cimino et al. (2012). "Nature of the Secondary-Electron Yield by Electron Bombardment and its Energy Dependence", *Phys. Rev. Lett.* **109**(6): 064801.

Η ποσότητα  $\delta_{eff,i}$  μπορεί να συσχετιστεί άμεσα με το SEY της επιφάνειας του θαλάμου  $\delta(E)$  και με το ενεργειακό φάσμα των προσπίπτωντων ηλεκτρονίων εφ' όσον μπορεί να γραφεί:

$$n_{i+1} = n_i + \int_0^\infty \int_{t_i}^{t_{i+1}} \Phi(E, t) (\delta(E) - 1) dt dE + n_0 \quad (1.13)$$

όπου:

$$\Phi(E, t) = \frac{dn}{dE}, \quad (1.14)$$

το στιγμιαίο ενεργειακό φάσμα των προσπίπτωντων ηλεκτρονίων. Εάν ορίσουμε την κανονικοποιημένη ενεργειακή κατανομή για το πέρασμα του

$i$ -οστού πακέτου ως:

$$\phi_i(E) = \frac{1}{n_i} \int_{t_i}^{t_{i+1}} \Phi(E, t) dt \quad (1.15)$$

τότε, μπορούμε να γράψουμε την (1.13) ως:

$$n_{i+1} = n_i \left( 1 + \int_0^\infty \phi_i(E) (\delta(E) - 1) dE \right) + n_0 \quad (1.16)$$

και συγκρίνοντας με την (1.12) παίρνουμε:

$$\delta_{eff,i} = 1 + \int_0^\infty \phi_i(E) (\delta(E) - 1) dE \quad (1.17)$$

Η εξήγηση αυτής της εξίσωσης είναι αρκετά διαισθητική: η καμπύλη SEY μπορεί να χωριστεί σε δύο περιοχές, μία στην οποία  $\delta(E) < 1$  και τα τοιχώματα λειτουργούν ως απορροφητής και μία δεύτερη στην οποία  $\delta(E) > 1$  και τα τοιχώματα λειτουργούν ως εκπομπός. Κοιτώντας την εξίσωση (1.17) παρατηρούμε ότι εάν η ηλεκτρονιακή ροή  $\phi_i(E)$  βρίσκεται κυρίως στην περιοχή  $\delta(E) < 1$ , τότε το ολοκλήρωμα είναι αρνητικό, ισχύει  $\delta_{eff,i} < 1$  και τα τοιχώματα του θαλάμου συμπεριφέρονται σαν ιδανικός απορροφητής. Αντιθέτως, εάν η ποσότητα  $\phi_i(E)$  βρίσκεται κυρίως στην περιοχή  $\delta(E) > 1$  τότε το ολοκλήρωμα είναι θετικό, ισχύει  $\delta_{eff,i} > 1$  και τα τοιχώματα του θαλάμου συμπεριφέρονται σαν ιδανικός εκπομπός.

Εάν δεν υπάρχει αλληλεπίδραση μεταξύ των ηλεκτρονιακών τροχιών, το οποίο σημαίνει ότι οι δυνάμεις Coulomb μεταξύ των ηλεκτρονίων είναι αμελητέες, τότε μπορούμε να υποθέσουμε ότι οι τιμές των  $\phi_i(E)$  είναι ανεξάρτητες του  $i$ :

$$\phi_i(E) = \phi(E) \quad (1.18)$$

και επομένως, το ίδιο ισχύει για τα  $\delta_{eff,i}$ :

$$\delta_{eff,i} = \delta_{eff} \quad (1.19)$$

Με τις παραπάνω απλουστεύσεις, εφαρμόζοντας επαγωγικά την εξίσωση (1.12) έχουμε:

$$n_i = n_0 \sum_{k=1}^i \delta_{eff}^k \quad (1.20)$$

το οποίο είναι μερικό άθροισμα γεωμετρικής σειράς. Έτσι, μπορεί να γραφεί ως:

$$n_i = n_0 \frac{1 - \delta_{eff}^i}{1 - \delta_{eff}} \quad (1.21)$$

Από την εξίσωση αυτή, αναδεικνύονται δύο διαφορετικές περιοχές:

- Όταν  $\delta_{eff} < 1$  παρατηρούμε ότι για αρκετά μεγάλα  $i$ , το  $n_i$  τείνει στη σταθερή τιμή:

$$n_i \simeq \frac{n_0}{1 - \delta_{eff}} \quad (1.22)$$

το οποίο αποτελεί συνθήκη ισορροπίας μεταξύ της παραγωγής και της απορρόφησης πρωτεύοντων ηλεκτρονίων στα τοιχώματα του θαλάμου. Θα αποκαλούμε, επομένως, τη συνθήκη αυτή ως «seed accumulation regime».

- Όταν  $\delta_{eff} > 1$  παρατηρούμε εκθετική αύξηση του αριθμού των ηλεκτρονίων στο θάλαμο. Δηλαδή για αρκετά μεγάλα  $i$  ισχύει:

$$n_i \simeq n_0 \frac{\delta_{eff}^i}{\delta_{eff} - 1} \quad (1.23)$$

το οποίο αποτελεί πολλαπλασιασμό μέσω διαδικασίας τύπου «χιονοστιβάδας» των ηλεκτρονίων που παράγονται από δευτερογενή εκπομπή. Επομένως, καλούμε τη συνθήκη αυτή «multipacting regime». Στην περίπτωση αυτή, άλλοι μηχανισμοί παρεμβαίνουν για να περιορίσουν τον αριθμό των ηλεκτρονίων σε πεπερασμένη τιμή.

## 1.6 Επίδραση εξωτερικών μαγνητικών πεδίων

Τα χαρακτηριστικά του EC buildup επηρεάζονται σημαντικά από εξωτερικά εφαρμοζόμενα μαγνητικά πεδία όπως τα πεδία σε μαγνήτες στρέψης και εστίασης ενός σωματιδιακού επιταχυντή (bending και focusing).

Αποδεικνύεται εύκολα ότι ένα μη σχετικιστικό ηλεκτρόνιο που κινείται σε ομοιόμορφο μαγνητικό πεδίο έντασης  $B$  (όπως για παράδειγμα σε ένα μαγνήτη στρέψης) ακολουθεί ελικοειδή τροχιά γύρω από τις δυναμικές γραμμές του πεδίου. Η περίοδος περιστροφής, η ακτίνα (καλούνται «περίοδος κυκλότρον» και «ακτίνα κυκλότρον») και το βήμα της έλικας δίνονται αντίστοιχα από τις σχέσεις:

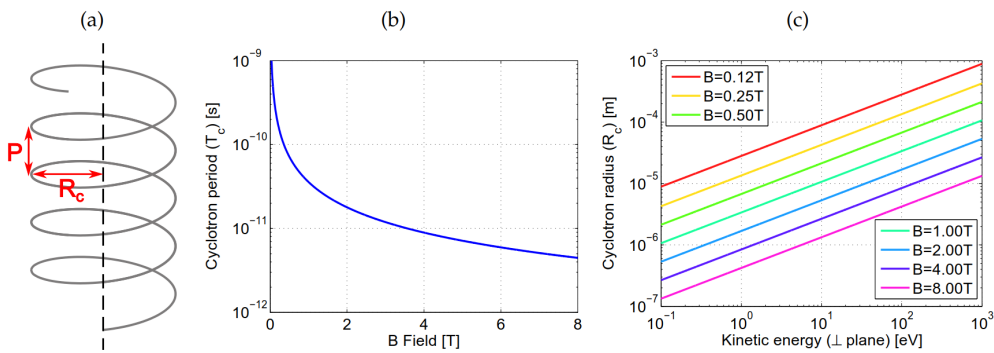
$$T_c = \frac{2\pi m}{qB} \quad (1.24)$$

$$R_c = \frac{mv_{\perp}}{qB} \quad (1.25)$$

$$P = v_{\parallel} T_c = \frac{2\pi v_{\parallel} m}{qB} \quad (1.26)$$

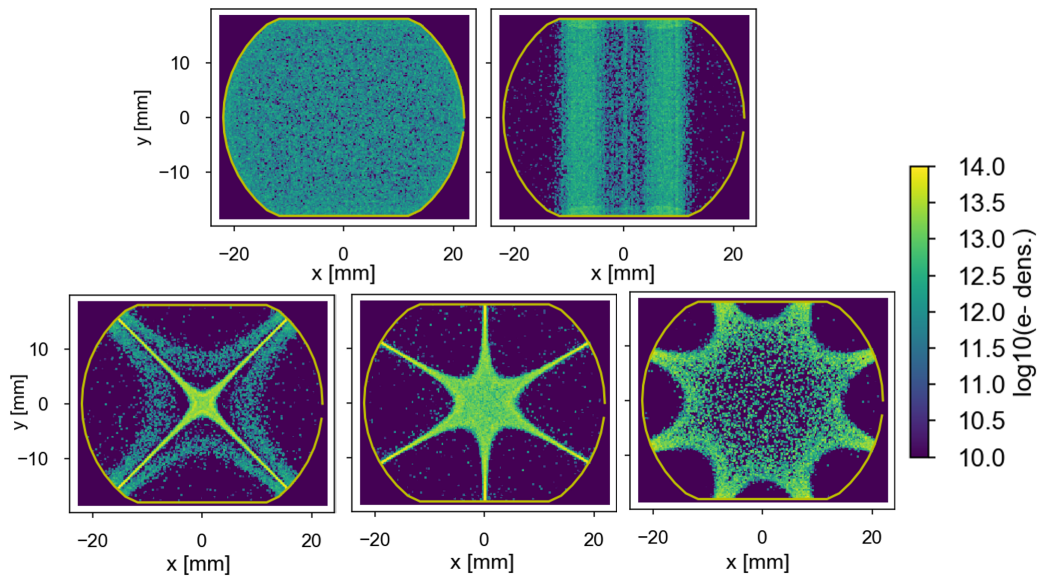
όπου  $q$  και  $m$  είναι αντίστοιχα το φορτίο και η μάζα του ηλεκτρονίου και  $v_{\parallel}$  και  $v_{\perp}$  είναι το μέτρο του διανύσματος της ταχύτητας σε διεύθυνση παράλληλη

και κατακόρυφη στις δυναμικές γραμμές του πεδίου αντίστοιχα. Στο Σχήμα 1.6 φαίνεται η εξάρτηση της περιόδου κυκλότρου από το εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο. Σε όλους τους μαγνήτες στρέψης που αφορούν στην παρούσα εργασία το μαγνητικό πεδίο είναι της τάξης των  $\sim 7T$ . Έτσι, η περίοδος κυκλότρου είναι πολύ μικρότερη της χρονικής απόστασης μεταξύ των πακέτων (bunch spacing) καθώς και του μήκους των πακέτων (για παράδειγμα  $25ns$  και  $1ns$  αντίστοιχα για την πρότυπη δέσμη του LHC με ενέργεια  $7TeV$ ).



Σχήμα 1.6: (a) Ελικοειδής τροχιά ηλεκτρονίου κινούμενου σε ομοιόμορφο κατακόρυφο μαγνητικό πεδίο. (b) Περίοδος του κυκλότρου ως συνάρτηση του μαγνητικού πεδίου. (c) Η ακτίνα του κυκλότρου ως συνάρτηση του μαγνητικού πεδίου και της κινητικής ενέργειας που σχετίζεται με την κίνηση στο κάθετο επίπεδο στις γραμμές του πεδίου. Πηγή: Iadarola, G. (2014) *Electron sloud studies for CERN particle accelerators and simulation code development*. CERN, Geneva, Switzerland.

Το Σχήμα 1.6 (c) δείχνει την εξάρτηση της ακτίνας του κυκλότρου από την κινητική ενέργεια που σχετίζεται με την κίνηση σε επίπεδο κάθετο στο πεδίο (δηλ.  $\frac{1}{2}mv_{\perp}^2$ ) και από το εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο. Σε μία τυπική διαδικασία δημιουργίας EC, η συνολική κινητική ενέργεια ενός ηλεκτρονίου δεν ξεπερνάει τα  $2keV$ , το οποίο υποδεικνύει ότι η περίοδος κυκλότρου δεν ξεπερνά τα μερικά χιλιοστά. Αυτό σημαίνει ότι τα ηλεκτρόνια είναι πρακτικά δεσμευμένα σε κίνηση γύρω από τις γραμμές του πεδίου. Τα ηλεκτρόνια που παγιδεύονται από διαφορετικές γραμμές του πεδίου θα δεχθούν διαφορετική ώθηση (kick) από τα διερχόμενα πακέτα που αντιστοιχούν σε διαφορετικές αποδόσεις της διαδικασίας multipacting. Το γεγονός αυτό δημιουργεί χαρακτηριστικά μοτίβα ηλεκτρονιακής πυκνότητας, όπως για παράδειγμα αυτό του Σχήματος 1.7 .



Σχήμα 1.7: Στιγμιότυπα της ηλεκτρονιακής πυκνότητας σε διαφορετικά τμήματα του θαλάμου του LHC. Από αριστερά προς δεξιά: Περιοχή κενή μαγνητικού πεδίου, διπολικού μαγνήτη στο επίπεδο  $y$ , τετραπολικού, εξαπολικού και οκταπολικού μαγνήτη.

Παρόμοιες επιπτώσεις έχουν παρατηρηθεί επίσης σε τετραπολικούς μαγνήτες. Για παράδειγμα, με τις παραμέτρους για το θάλαμο και τη δέσμη του LHC, η ηλεκτρονιακή πυκνότητα αποδίδεται με σταυροειδές σχήμα όπως στο Σχήμα 1.7. Στην περίπτωση τετραπόλων, η παρουσία βαθμίδας μαγνητικού πεδίου μπορεί επίσης να εκκινήσει μηχανισμούς παγίδευσης ηλεκτρονίων οι οποίοι μπορούν να κάνουν τη διαδικασία δημιουργίας EC ακόμα ισχυρότερη.

## 1.7 Επίδραση του EC στην λειτουργία επιταχυντών

Η παρουσία EC στους θαλάμους της δέσμης μπορεί να περιορίσει σημαντικά της λειτουργία ενός σωματιδιακού επιταχυντή μέσω διαφορετικών επιπτώσεων οι οποίες περιγράφονται συνοπτικά στη συνέχεια.

- **Εγκάρσιες Αστάθειες Δέσμης (Transverse Beam instabilities):** οι δυνάμεις που ασκεί το EC στη δέσμη σωματιδίων μπορούν να οδηγήσουν σε transverse instabilities (π.χ. εκθετική αύξηση της ταλάντωσης του σωματιδίου γύρω από την πρότυπη τροχιά). Τόσο οι συζευγμένες αστάθειες (coupled bunch instabilities) όσο και η κίνηση εντός των πακέτων (intra-bunch motion) οδηγούν σε transverse emittance blowup και απώλειες σωματιδίων, οι οποίες σε πολλές περιπτώσεις μπορούν να

εμποδίσουν την ασφαλή λειτουργία του επιταχυντή.

- **Incoherent Beam Effects:** ακόμα και όταν οι εγκάρσιες αστάθειες μπορούν να αποφευχθούν (π.χ. λόγω χαμηλής πυκνότητας EC) η αλληλεπίδραση της δέσμης με το EC μπορεί να οδηγήσει σε incoherent φαινόμενα. Οι επιπτώσεις αυτές είναι ιδιαίτερα ανησυχητικές σε κυκλικούς επιταχυντές όπου στόχος είναι η αποθήκευση της δέσμης στο δαχτυλίδι για μεγάλο χρονικό διάστημα (αρκετές ώρες) διατηρώντας παράλληλα την ποιότητα της δέσμης.
- **Υποβάθμιση του κενού:** η ροή ηλεκτρονίων στα τοιχώματα του θαλάμου ενεργοποιεί την εκρόφιση (desorption) μορίων αερίου από την επιφάνεια. Το γεγονός αυτό συνεπάγεται αυξημένη πυκνότητα residual gas στο θάλαμο της δέσμης και άρα αυξημένη πίεση. Κάτι τέτοιο έχει ποικίλες εκφυλιστικές επιπτώσεις όπως μεγαλύτερη ακτινοβόληση εξοπλισμού, ισχυρότερο υπόβαθρο στις πειραματικές περιοχές, αυξημένη πιθανότητα για breakdown συσκευών υψηλής τάσης καθώς και επίδραση στο χρόνο ζωής της δέσμης.
- **Θερμικό Φορτίο:** τα ηλεκτρόνια επίσης εναποθέτουν ενέργεια στα τοιχώματα του θαλάμου. Ενώ η συγκεκριμένη επίπτωση είναι εν γένει αμελητέα σε θερμοκρασίες δωματίου για τα εξαρτήματα του επιταχυντή, μπορεί να γίνει ιδιαίτερα σοβαρό ζήτημα σε συσκευές που λειτουργούν σε κρυογενικές θερμοκρασίες. Τέτοιες συσκευές είναι οι υπεραγωγάιμοι μαγνήτες του LHC όπου ο φόρτος θερμότητας λόγω EC μπορεί να αγγίζει το όριο της ικανότητας ψύξης του κρυογενικού συστήματος.
- **Διαγνωστικά δέσμης:** Η παρουσία άγνωστης ηλεκτρονιακής ροής μπορεί να οδηγήσει σε δυσλειτουργίες των διαγνωστικών συσκευών της δέσμης

Όλες οι παραπάνω επιπτώσεις έχουν παρατηρηθεί πολλάκις στον LHC και στην αλυσίδα επιταχυντών του (injection chain).



## 2 Μοντελοποίηση και προσομοίωση του σχηματισμού EC με τον κώδικα PyECLOUD

Η ανάλυση των παρατηρήσεων EC στον LHC και στους injectors του έχει οδηγήσει σε νέες προκλήσεις για τις προσομοιώσεις σχηματισμού EC. Για ορθή κατανόηση των παρατηρήσεων είναι συχνά απαραίτητη η προσομοίωση δεσμών με χιλιάδες (πακέτα) bunches και η απουσία εξιδανικεύσεων όπως ανομοιόμορφοι πληθυσμοί και μήκη πακέτων κατά μήκος της δέσμης. Πέρα των συνηθισμένων σεναρίων προσομοίωσης για περιοχές ελεύθερες πεδίων (drift) και διπολικών μαγνητών, συχνά χρειάζεται να αντιμετωπιστούν πιο σύνθετες περιπτώσεις όπως ο σχηματισμός EC σε τετράπολα ή η συνδυασμένη λειτουργία μαγνητών με δύο δέσμες, αντίθετα κινούμενες εντός του ίδιου θαλάμου. Επίσης, η απαίτηση για εκτεταμένα scans παραμέτρων θέτει αρκετά αυστηρές προϋποθέσεις ως προς την ταχύτητα και την αξιοπιστία των προσομοιώσεων.

Η πρώτη προσπάθεια προσομοίωσης σχηματισμού EC (EC build-up) στο CERN βασίζεται στον κώδικα ECLOUD, ο οποίος αναπτύχθηκε και συντηρήθηκε από το 1997. Ο κώδικας αυτός αποδείχθηκε μάλλον ακατάλληλος για να απαντήσει στις ολοένα και αυξανόμενες υπολογιστικές ανάγκες. Η μη modular δομή του και η γλώσσα προγραμματισμού (FORTRAN 77) δεν ήταν συμβατές με τις εκάστοτε υπολογιστικές απαιτήσεις. Αποφασίστηκε, επομένως, να ακολουθηθεί μία εντελώς διαφορετική στρατηγική και να γραφεί ένας νέος, πλήρως ανανεωμένος κώδικας, σε μια πιο μοντέρνα και ευέλικτη γλώσσα, δεδομένου ότι ο αρχικός κόπος θα υπερανταποδοθεί με σημαντικά αυξημένη ευχέρεια στην ανάπτυξη νέου λογισμικού και debugging.

Ο νέος αυτός κώδικας, ονομάστηκε PyECLOUD εφ' όσον είναι σχεδόν εξ ολοκλήρου γραμμένος σε Python ενώ διαθέτει και χρησιμοποιεί τα ίδια φυσικά μοντέλα με τον κώδικα ECLOUD. Κατά τη διάρκεια της ανάπτυξης, όλα τα γνωστά θέματα του κώδικα ECLOUD αντιμετωπίστηκαν ενώ προστέθηκαν και νέα χαρακτηριστικά, απαραίτητα για την αντιμετώπιση περίπλοκων σεναρίων. Επίσης, εισήχθησαν αλλαγές σε ορισμένα αριθμητικά μοντέλα και την υλοποίηση ενώ επανασχεδιάστηκαν ολοκληρά modules του κώδικα όπως η ρουτίνα ελέγχου του μεγέθους των Μακρο-σωματιδίων (Macro Particle, MP, Size Management), ο υπολογισμός της χωρικής ηλεκτρονιακής πυκνότητας φορτίου, MP tracker και η αλληλεπίδραση ηλεκτρονίου/τοιχωμάτων. Ο νέος κώδικας εφαρμόστηκε ως προς διαφορετικές ιδιότητες του υλικού της επιφάνειας (SEY) και διατάξεις δέσμης (beam configurations) για τον πλήρη σχηματισμό του EC για τα κύρια στοιχεία του LHC.

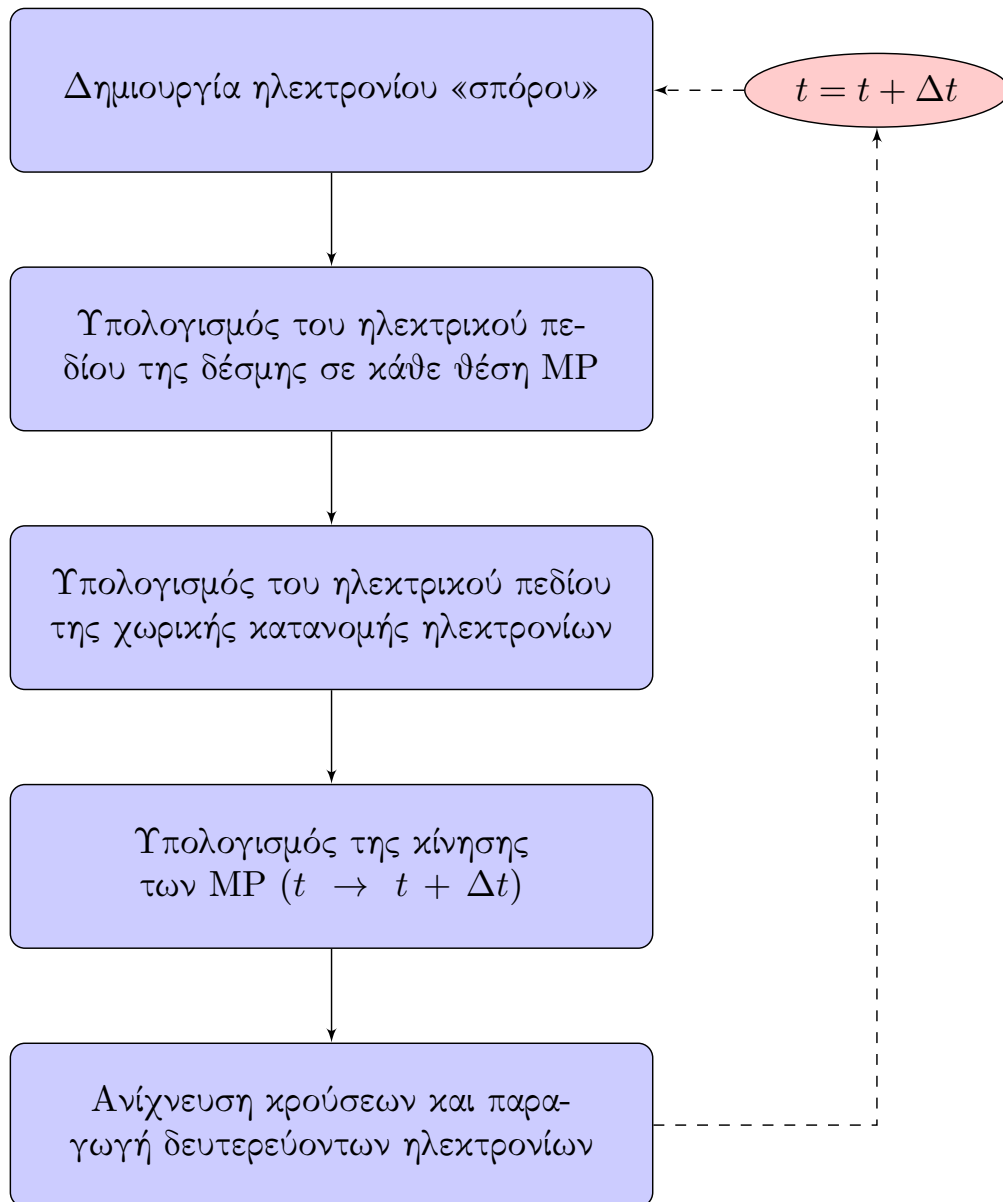
Η ανάπτυξη του PyECLOUD στηρίχθηκε επίσης σε εκτενή πειραματική δραστηριότητα, η οποία περιλάμβανε τον LHC και τα τελευταία δύο σύγχρο-

τρα τις injection chain του, δηλαδή το PS (Proton Synchrotron) και τον SPS (Super Proton Synchrotron) και είχε τρεις κυρίως στόχους:

- Την αξιολόγηση του σχηματισμού EC στους τρεις επιταχυντές και των επιπτώσεών του στην ποιότητα της δέσμης πρωτονίων.
- Τη συλλογή πειραματικών δεδομένων για την αξιολόγηση και βελτίωση των μοντέλων προσομοίωσης.
- Τον ορισμό και την πειραματική επιβεβαίωση πιθανών στρατηγικών μείωσης του EC.

Όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, στον LHC, τα φαινόμενα EC αποτελούν τον κύριο περιορισμό στην λειτουργία με χρήση bunch spacing των  $25ns$ . Πειράματα με τέτοιου είδους δέσμη έχουν πραγματοποιηθεί στο παρελθόν και συνεχίζονται με κύριο στόχο τη διερεύνηση των περιορισμών και τη μελέτη της διαδικασίας του beam scrubbing.

Όσον αφορά τους injectors του LHC, τόσο στον PS όσο και στον SPS συλλέχθησαν πολλές «άμεσες» μετρήσεις EC κάτω από διαφορετικές συνθήκες δέσμης (bunch intensity, μήκος, αριθμός και spacing) χρησιμοποιώντας εξειδικευμένες συσκευές.



Σχήμα 2.1: Λογικό διάγραμμα που περιγράφει τον κύριο βρόγχο του κώδικα PyECLOUD. Πηγή: Iadarola, G. (2014) *Electron cloud studies for CERN particle accelerators and simulation code development*. CERN, Geneva, Switzerland.

## 2.1 PyECLOUD: Συνολική Δομή

Το PyECLOUD είναι ένας 2D κώδικας που προσομοιώνει το σχηματισμό του EC σε μία λεπτή εγκάρσια διατομή γύρω από συγκεκριμένο τομέα ενός σωματιδιακού επιταχυντή (με οριζόντια συνιστώσα  $s$  κατά μήκος της συσκευής).

Τα ηλεκτρόνια ομαδοποιούνται σε Macro Particles (MPs) ώστε να επιτευχθεί εύλογο υπολογιστικό φορτίο και η δυναμική του συστήματος των MPs προσομοιώνεται ακολουθώντας το διάγραμμα του Σχήματος 2.1. Σε κάθε χρονικό βήμα, ηλεκτρόνια «σπόροι» (seed electrons) εξ αιτίας του ιονισμού του residual gas ή/και φωτοηλεκτρικού φαινομένου δημιουργούνται με αριθμό αντίστοιχο της διερχόμενης δέσμης. Στη συνέχεια, υπολογίζεται το ηλεκτρικό πεδίο που δρα σε κάθε MP: το πεδίο της δέσμης είναι υπολογισμένο εκ των προτέρων σε κατάλληλο ορθογώνιο πλέγμα και υπολογίζεται για κάθε θέση MP με γραμμική παρεμβολή (linear interpolation), ενώ η χωρική πυκνότητα φορτίου των ηλεκτρονίων υπολογίζεται από έναν Particle in Cell (PIC) αλγόριθμο. Εφ' όσον το συνολικό ηλεκτρικό πεδίο σε κάθε θέση MP γίνει γνωστό, οι θέσεις και ορμές των MP ανανεώνονται ολοκληρώνοντας τις εξισώσεις κίνησης. Σε αυτό το στάδιο, μπορεί επίσης να ληφθεί υπόψη η παρουσία εξωτερικώς εφαρμοζόμενων μαγνητικών πεδίων. Σε κάθε χρονικό βήμα, ένας συγκεκριμένος αριθμός MP μπορεί να προσκρούσει στα τοιχώματα. Σε αυτές τις περιπτώσεις, εφαρμόζεται ένα μοντέλο για τη διαδικασία δευτερογενούς εκπομπή ώστε να υπολογιστούν το φορτίο, η ενέργεια και η γωνία των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων. Σύμφωνα με το μέγεθος του αντίστοιχου εκπεμπόμενου φορτίου, μπορεί να πραγματοποιηθεί ανακατασκευή των προσπίπτοντων MP ή δημιουργία νέων MP.

## 2.2 Διαχείριση μεγέθους Macroparticle

Μία από τις ιδιαιτερότητες της διαδικασίας δημιουργίας EC είναι ότι ο αριθμός των ηλεκτρονίων μπορεί να αυξηθεί κατά αρκετές τάξεις μεγέθους κατά το πέρασμα ενός train εξ αιτίας της εκθετικής αύξησης λόγω multipacting, ο αριθμός των ηλεκτρονίων μπορεί να εξαπλωθεί σε αρκετές τάξεις μεγέθους κατά το πέρασμα του bunch train. Ως συνέπεια, είναι αδύνατο να επιλεγεί ένα μέγεθος για τα MP που να είναι κατάλληλο για ολόκληρη την προσομοίωση, επιτρέποντας ικανοποιητική περιγραφή των φαινομένων αλλά και υπολογιστικά ανεκτό αριθμό MP σε κάθε στάδιο της προσομοίωσης. Η διαχείριση μεγέθους των MP στον κώδικα PyECLOUD έχει τροποποιηθεί σε σχέση με τον κώδικα ECLOUD και παρουσιάζεται συνοπτικά στη συνέχεια. Τα μεγέθη των MP δεν παραμένουν σταθερά καθ'όλη τη διάρκεια της διαδικασίας προσομοίωσης αλλά καθορίζονται βήμα βήμα από «αποφάσεις» που λαμβάνονται κατά την εκτέλεση. Για το σκοπό αυτό, εισάγεται ένα μέγεθος αναφοράς  $n_{ref}$  που

καθορίζεται δυναμικά κατά τη διάρκεια της προσομοίωσης ώστε να ελέγχει τον αριθμό των ηλεκτρονίων ανά MP. Συγκεκριμένα :

- Το μέγεθος των MP που παράγεται από μηχανισμούς seeding είναι ακριβώς  $n_{ref}$
- Όταν ένα MP χτυπά στα τοιχώματα, απλώς επανακανονικοποιείται (rescale) σύμφωνα με το SEY του εκπεμπόμενου φορτίου εάν το εκπεμπόμενο φορτίο είναι μικρότερο του  $1.5n_{ref}$ , διαφορετικά δημιουργούνται «true secondary MPs» ώστε το προκύπτων μέγεθος MP να είναι όσο το δυνατόν πιο κοντά στο  $n_{ref}$
- Μία φορά ανά πέρασμα πακέτου πραγματοποιείται διαδικασία καθαρισμού η οποία διαγράφει τα MP με φορτίο λιγότερο των  $10^{-4}n_{ref}$

Το μέγεθος αναφοράς  $n_{ref}$  αλλάζει κάθε φορά που ο συνολικός αριθμός MP γίνεται μεγαλύτερος από ένα συγκεκριμένο κατώτατο όριο που καθορίζεται από το χρήστη (χαρακτηριστική τιμή  $\sim 10^5$ ), το οποίο σηματοδοτεί ότι ο υπολογιστικός φόρτος έχει γίνει ιδιαίτερα μεγάλος. Όταν συμβαίνει αυτό, πραγματοποιείται επαναδημιουργία (regeneration) του συνόλου των MP σύμφωνα με την ακόλουθη διαδικασία :

- Κάθε MP αναθέτεται σε ένα cell του ομοιόμορφου πλέγματος στον  $5D$  χώρο των φάσεων  $(x, y, v_x, v_y, v_z)$  δίνοντας μια προσέγγιση της κατανομής του ηλεκτρονιακού νέφους στο χώρο των φάσεων
- Το νέο μέγεθος αναφοράς  $n_{ref}$  επιλέγεται ώστε να έχουμε ένα συγκεκριμένο αριθμό στόχο για τα MP (τυπικά 5 – 10 φορές μικρότερο από το κατώτατο όριο επαναδημιουργίας MP) ο οποίος να επιτρέπει προσομοιώσεις ακριβείας αλλά με λογικότερο υπολογιστικό φόρτο.
- Ένα νέο σύνολο MP έχοντας νέο μέγεθος αναφοράς δημιουργείται σύμφωνα με την υπολογισμένη κατανομή.

Η διατήρηση όλου του χώρου των φάσεων είναι πολύ σημαντική για τη δημιουργία του EC εφ' όσον η δυναμική από τα διερχόμενα πακέτα δημιουργεί πολύ χαρακτηριστικές και διακριτές κατανομές ταχύτητας σε διαφορετικά βήματα χρόνου ενώ η διατήρηση μερικών συγκεκριμένων ορμών χαμηλών τάξεων (π.χ. συνολικό φορτίο, ενέργεια) δεν εγγυάται απαραίτητα ικανοποιητική ακρίβεια.

Αρκετά αριθμητικά test έχουν δείξει ότι τα σφάλματα στο συνολικό φορτίο και στη συνολική ενέργεια είναι περίπου της τάξης του 1% κατά το πρώτο χρονικό βήμα μετά την επαναδημιουργία και γίνονται ακόμα μικρότερα μετά το πέρασμα του πρώτου πακέτου.

## 2.3 Chamber Module

Οι θάλαμοι των δεσμών στους σωματιδιακούς επιταχυντές μπορεί να έχουν πολλά διαφορετικά σχήματα. Επομένως, η ευελιξία ως προς αυτό το χαρακτηριστικό αλλά και η εύκολη δημιουργία νέων σχημάτων είναι ιδιαίτερα σημαντικά χαρακτηριστικά. Στον κώδικα PyECLOUD τα παραπάνω επετεύχθησαν χρησιμοποιώντας τον αντικειμενοστραφή χαρακτήρα της Python. Ο θάλαμος τη δέσμης κατασκευάζεται ουσιαστικά ως Python object με δύο συναρτήσεις μέλη (το σύστημα αναφοράς επιλέγεται ώστε το επίπεδο  $(x, y)$  να είναι το εγκάρσιο επίπεδο):

- (1) Η συνάρτηση «IsOutside(x,y)» ελέγχει εάν το σημείο  $(x, y)$  είναι εντός ή εκτός του θαλάμου
- (2) Η συνάρτηση «ImpactPointAndNormal(xin,yin,xout,yout)» δοθέντων δύο σημείων  $P_{in}$  και  $P_{out}$  εντός και εκτός του θαλάμου αντίστοιχα, υπολογίζει το σημείο τομής μεταξύ του ευθυγράμμου τμήματος  $P_{in}P_{out}$  και του προφίλ του θαλάμου και κατόπιν υπολογίζει το ορθομοναδιαίο διάνυσμα με φορά προς το εσωτερικό του θαλάμου.

Η αποδοτική υλοποίηση αυτών των συναρτήσεων είναι καίρια εφ' όσον καλούνται από το πρόγραμμα, χαρακτηριστικά μεγάλο αριθμό φορών ( $\sim 10^{10}$  έλεγχοι) κατά τη διάρκεια μίας τυπικής προσομοίωσης. Ειδική προσοχή πρέπει να δοθεί σε θέματα ακριβείας που μπορεί να εμφανιστούν όταν σωματίδια βρίσκονται εξαιρετικά κοντά την επιφάνεια του θαλάμου ή όταν προσπίπτουν στα τοιχώματα του θαλάμου με grazing angle.

Στον κώδικα PyECLOUD έχουν ήδη σχεδιαστεί δύο chamber module, ένα για ελλειπτικό προφίλ και ένα για κυρτό πολύγωνο (με κορυφές καθορισμένες από το χρήστη). Άλλα σχήματα μπορούν επίσης να προσομοιωθούν αναπτύσσοντας ένα νέο chamber module χωρίς να απαιτώνται αλλαγές σε άλλο μέρος του κώδικα.

Στην περίπτωση του ελλειπτικού προφίλ, μπορούν εύκολα να σχεδιαστούν δύο μέθοδοι χρησιμοποιώντας αναλυτικές λύσεις. Ο υλοποιημένος αλγόριθμος στην περίπτωση που το προφίλ του θαλάμου είναι κυρτό πολύγωνο θα περιγραφεί συνοπτικά στη συνέχεια.

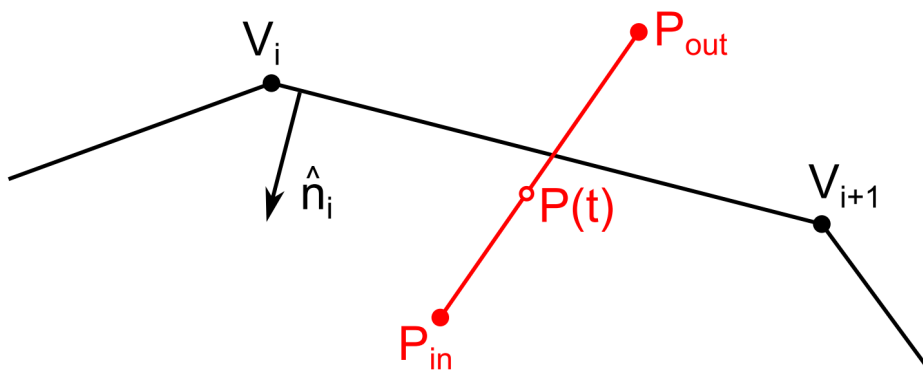
Ο χρήστης παρέχει τις συντεταγμένες των κορυφών του πολύγωνου, οι οποίες γράφονται ως  $\{V_1, \dots, V_N\}$ . Στην φάση αρχικοποίησης ο κώδικας υπολογίζει για κάθε πλευρά το ορθομοναδιαίο διάνυσμα με φορά προς το εσωτερικό του θαλάμου. Τα ορθομοναδιαία διανύσματα συμβολίζονται ως  $\{\hat{n}_1, \dots, \hat{n}_N\}$ . Το σημείο  $P$  βρίσκεται εκτός του πολυγώνου εάν για μία τουλάχιστον πλευρά ισχύει η συνθήκη:

$$(P - V_i) \cdot \hat{n}_i < 0 \quad (2.1)$$

η οποία είναι και η συνθήκη που χρησιμοποιείται για την υλοποίηση της συνάρτησης «IsOutside(x,y)».

Για την υλοποίηση της συνάρτησης «ImpactPointAndNormal(xin,yin,xout,yout)», ως αναλογιστούμε δύο δοθέντα σημεία  $P_{in}$  και  $P_{out}$ , εντός και εκτός του θαλάμου αντίστοιχα. Θέλουμε να βρούμε το σημείο τομής μεταξύ της ευθείας  $P_{in}P_{out}$  και του προφίλ του θαλάμου. Παραμετροποιούμε το τμήμα  $P_{in}P_{out}$  ως:

$$P(t) = P_{out}t + P_{in}(1 - t) , \text{ όπου } t \in [0, 1] \quad (2.2)$$



Σχήμα 2.2: Τομή μεταξύ του ευθυγράμμου τμήματος  $P_{in}P_{out}$  και της πλευράς κυρτού πολύγωνα . Πηγή: Iadarola, G. (2014) *Electron cloud studies for CERN particle accelerators and simulation code development*. CERN, Geneva, Switzerland.

Επεξεργάζοντας το Σχήμα 2.2 παρατηρούμε ότι εάν  $P(t)$  είναι το σημείο τομής τους ευθύγραμμου τμήματος  $P_{in}P_{out}$  και της πλευράς  $V_i V_{i+1}$ , πρέπει να ικανοποιείται η ακόλουθη συνθήκη:

$$(P(t) - V_i) \cdot \hat{n}_i = 0 \quad (2.3)$$

Αντικαθιστώντας την 2.2 στην 2.3 έχουμε:

$$t = \frac{(V_i - P_{in}) \cdot \hat{n}_i}{(P_{out} - P_{in}) \cdot \hat{n}_i} \quad (2.4)$$

Μια τέτοια ποσότητα μπορεί πράγματι να υπολογιστεί για όλες τις πλευρές του πολυγώνου, δοθέντος του σημείου τομής μεταξύ της πλευράς και του ευθυγράμμου τμήματος  $P_{in}P_{out}$ . Ένας αποτελεσματικός τρόπος για να βρεθεί

το σημείο τομής μεταξύ του ευθύγραμμου τμήματος και του πολυγώνου είναι να υπολογιστεί η ποσότητα 2.4 για όλες τις πλευρές και έπειτα να αναζητηθεί η ελάχιστη μη αρνητική τιμή της. Επίσης, υπολογίζεται ο δείκτης της πλευράς που αντιστοιχεί σε ένα τέτοιο ελάχιστο ώστε να επιλεγθεί το κατάλληλο ορθομοναδιαίο διάνυσμα από τη λίστα που έχει δημιουργηθεί εκ των προτέρων στο στάδιο της αρχικοποίησης.

## 2.4 Η δέσμη

Στον κώδικα PyECLOUD η δέσμη θεωρείται ως υπερ-σχετικιστική (ultra-relativistic) με  $\beta_{rel} = 1$ . Η κατανομή της προσδιορίζεται εκ των προτέρων (a priori) και δεν επηρεάζεται από το EC (προσέγγιση «συμπαγούς δέσμης»). Στην κλίμακα χρόνου μιας προσομοίωσης δημιουργίας EC η συνθήκη αυτή ικανοποιείται πάντα. Υποθέτουμε ότι η κατανομή της σωματιδιακής δέσμης μπορεί να παραγοντοποιηθεί κατά τον ακόλουθο τρόπο (μια αρκετά ρεαλιστική προσέγγιση για τα σύγχρονα σύγχροτρα):

$$\rho(x, y, s, t) = \lambda(s - ct)\rho_{\perp}(x, y) \quad (2.5)$$

Η εγκάρσια (transverse) κατανομή  $\rho_{\perp}(x, y)$  επιλέγεται έτσι ώστε:

$$\int_A \rho_{\perp}(x, y) dx dy = 1 \quad (2.6)$$

όπου  $A$ : η εγκάρσια διατομή του θαλάμου της δέσμης και επομένως,  $\lambda(s - ct)$ : η γραμμική πυκνότητα φορτίου στον τομέα  $s$  τη στιγμή  $t$ .

Για φορτίο που ταξιδεύει με την ταχύτητα του φωτός στη διεύθυνση  $s$ , τα ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία είναι αμιγώς εγκάρσια:

$$\mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{i}}_s = 0 \quad (2.7)$$

$$\mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{i}}_s = 0 \quad (2.8)$$

και σχετίζονται σύμφωνα με τη σχέση:

$$\mathbf{B} = \frac{\hat{\mathbf{i}}_s \times E}{c} \quad (2.9)$$

ενώ δύναμη Lorentz που ασκείται σε ένα ηλεκτρόνιο δίνεται από τη σχέση:

$$\mathbf{F} = -q(\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) \quad (2.10)$$

όπου  $q$  το στοιχειώδες φορτίο και  $\mathbf{v}_e$  η ταχύτητα του ηλεκτρονίου. Εφ' όσον στη δημιουργία του EC τα ηλεκτρόνια είναι πάντα μη σχετικιστικά σωματίδια



( $|\mathbf{v}_e| \ll c$ ) η επίδραση του μαγνητικού πεδίου της δέσμης μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα.

Για τον υπολογισμό του ηλεκτρικού πεδίου που δημιουργείται από την κατανομή 2.5 αρχίζουμε από την ειδική περίπτωση:

$$\lambda(s - ct) = \delta(s - ct) \quad (2.11)$$

Το αντίστοιχο ηλεκτρικό πεδίο έχει τη μορφή:

$$\mathbf{E}_\delta(x, y, s, t) = \mathbf{E}_\perp(x, y)\delta(s - ct) \quad (2.12)$$

Προβάλλοντας τις εξισώσεις του Maxwell :

$$\nabla \times \mathbf{E} = \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.13)$$

κατά μήκος του άξονα  $s$  και χρησιμοποιώντας την 2.8 έχουμε:

$$\frac{\partial E_{\perp y}}{\partial x} - \frac{\partial E_{\perp x}}{\partial y} = 0 \quad (2.14)$$

Χρησιμοποιώντας την 2.7 μπορούμε να γράψουμε:

$$\nabla \cdot \mathbf{E}_\delta(x, y, s, t) = \nabla \cdot [\mathbf{E}_\perp(x, y)\delta(s - ct)] = [\nabla \cdot \mathbf{E}_\perp(x, y)] \delta(s - ct) \quad (2.15)$$

Χρησιμοποιώντας την παραπάνω σχέση και τη σχέση 2.5 μπορούμε να γράψουμε το νόμο του Gauss ως εξής:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.16)$$

ως:

$$\frac{\partial E_{\perp x}}{\partial x} + \frac{\partial E_{\perp y}}{\partial y} = \frac{\rho_\perp}{\epsilon_0} \quad (2.17)$$

Το εγκάρσιο πεδίο  $\mathbf{E}_\perp$  μπορεί να υπολογιστεί χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (2.14) και (2.17) με ιδανικές συνοριακές συνθήκες στην επιφάνεια του θαλάμου:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_{\perp y}}{\partial x} - \frac{\partial E_{\perp x}}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial E_{\perp x}}{\partial x} + \frac{\partial E_{\perp y}}{\partial y} = \frac{\rho_\perp}{\epsilon_0} \\ \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}_\perp = 0, \text{ στο σύνορο} \end{array} \right. \quad (2.18)$$

οι οποίες είναι ταυτόσημες με ένα 2D (ανεξαρτησία από  $z$ ) πρόβλημα ηλεκτροστατικής.

Το ηλεκτρικό πεδίο της κατανομής φορτίου (εξ. (2.5)) υπολογίζεται από την (2.12) μέσω συνέλιξης:

$$\mathbf{E}(x, y, s, t) = \mathbf{E}_\perp(x, y)\lambda(s - ct) \quad (2.19)$$

Βασιζόμενοι σε αυτούς τους συλλογισμούς, ο υπολογισμός του ηλεκτρικού πεδίου της δέσμης στις θέσεις των MP πραγματοποιείται σε τρία στάδια:

- (1) **Υπολογισμός του εγκάρσιου πεδίου:** στο στάδιο της αρχικοποίησης υπολογίζεται το πεδίο  $\mathbf{E}_\perp(x, y)$ , λύνοντας το σύστημα των (2.18) και αποθηκεύονται οι συνιστώσες του πεδίου στους κόμβους ενός ομοιόμορφου πλέγματος που καλύπτει ολόκληρο το θάλαμο της δέσμης.
- (2) **Field gather:** ο χάρτης για το πεδίο παρεμβάλεται (interpolate) για τις θέσεις MP χρησιμοποιώντας τον ίδιο αλγόριθμο που χρησιμοποιείται για το υπολογισμό του ηλεκτρικού πεδίου της κατανομής φορτίου και παρουσιάζεται στη συνέχεια (Ενότητα 2.7).
- 3) **Rescalling:** οι τιμές επανακαθορίζονται σύμφωνα με τη διαμήκη κατανομή δέσμης στο τρέχον χρονικό βήμα υπολογίζοντας σε κάθε θέση MP το πεδίο της δέσμης:

$$\mathbf{E}_\perp(x_{MP}, y_{MP})\lambda(s - ct) \quad (2.20)$$

Στον κώδικα PyECLOUD η εγκάρσια κατανομή της δέσμης θεωρείται Γκαουσιανή (μια αρκετά ρεαλιστική προσέγγιση για τα περισσότερα σύγχροτρα):

$$\rho_\perp(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp\left(-\left(\frac{x^2}{2\sigma_x^2} + \frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right)\right) \quad (2.21)$$

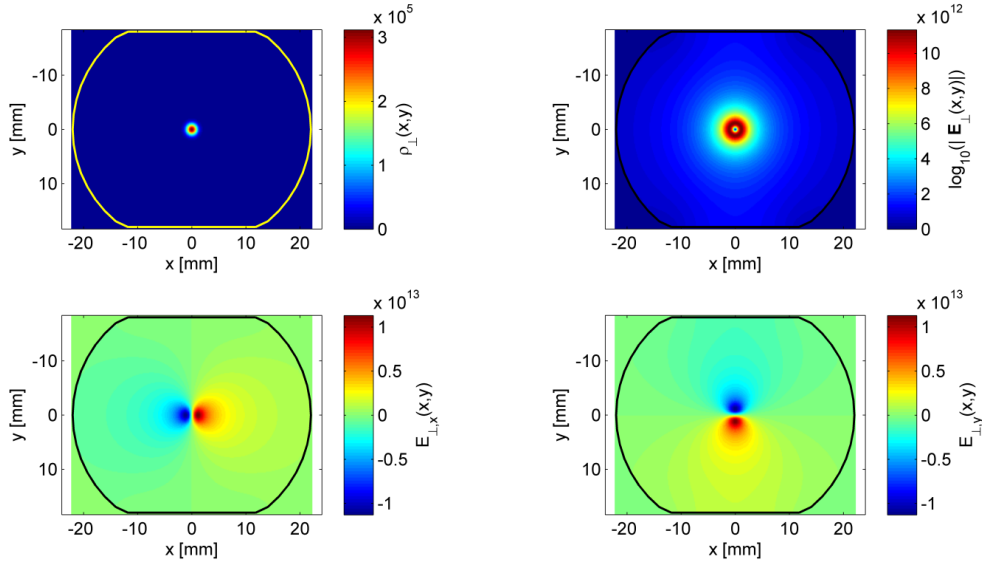
Όταν το προφίλ της δέσμης είναι ελλειπτικό, το ηλεκτρικό πεδίο της δέσμης  $\mathbf{E}_\perp(x, y)$  υπολογίζεται αναλυτικά χρησιμοποιώντας τις σχέσεις Basfsetti-Erskine καθώς και φορτία είδωλα για την αντιστάθμιση των επιπτώσεων στα σύνορα. Σε όλες τις υπόλοιπες περιπτώσεις, το σύστημα (2.18) λύνεται αριθμητικά χρησιμοποιώντας αλγόριθμο Πεπερασμένων Διαφορών (Finite Difference, FD), ο οποίος χρησιμοποιείται και για τον υπολογισμό του ηλεκτρικού πεδίου της κατανομής φορτίου (όπως θα παρουσιαστεί στη συνέχεια, Ενότητα 2.7). Ένα παράδειγμα που δείχνει τις ποσότητες  $\rho_\perp(x, y)$ ,  $|\mathbf{E}_\perp(x, y)|$ ,  $E_{\perp,x}(x, y)$ ,  $E_{\perp,y}(x, y)$  για την πρότυπη δέσμη του LHC σε ενέργεια injection εντός του θαλάμου της δέσμης δίνεται στο Σχήμα 2.3.

## 2.5 Πρωτεύοντα ηλεκτρόνια: Ιονισμός residual gas

Όπως ήδη περιγράφηκε στην Ενότητα 1.3, ο τοπικός ρυθμός παραγωγής ηλεκτρονίων στο θάλαμο της δέσμης εξ αιτίας ιονισμού του residual gas δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{dn_{ion}}{dt dA ds} = \sigma_{ion} n_{gas} \phi_p(x, y, s, t) \quad (2.22)$$

όπου  $dA$  είναι μία απειροστή περιοχή γύρω από το  $(x, y)$ ,  $\sigma_{ion}$  η ενεργός διατομή του ιονισμού του residual gas,  $n_{gas}$  η πυκνότητα του residual gas



Σχήμα 2.3: Οι ποσότητες  $\rho_{\perp}(x, y)$ ,  $|\mathbf{E}_{\perp}(x, y)|$ ,  $E_{\perp,x}(x, y)$ ,  $E_{\perp,y}(x, y)$  για την πρότυπη δέσμη του LHC σε ενέργεια injection εντός του θαλάμου της δέσμης. Πηγή :Iadarola, G. (2014) *Electron sloud studies for CERN particle accelerators and simulation code development*. CERN, Geneva, Switzerland.

(υποτίθεται ομοιόμορφη στο χώρο και σταθερή στην κλίμακα του χρόνου διάρκειας περιστροφών της δέσμης) και  $\phi_p$  η ροή σωματιδίων της δέσμης (ανά μονάδα επιφάνειας). Υποθέτοντας ότι η δέσμη είναι υπερ-σχετικιστική και παραμετροποιώντας την εξίσωση (2.5) μπορούμε να γράψουμε:

$$\phi_p(x, y, s, t) = c\rho(x, y, s, t) = c\rho_{\perp}(x, y)\lambda(s - ct) \quad (2.23)$$

Αντικαθιστώντας στην εξίσωση (2.22) παίρνουμε:

$$\frac{dn_{ion}}{dtdAds} = \sigma_{ion}n_{gas}c\rho_{\perp}(x, y, s, t)\lambda(s - ct) \quad (2.24)$$

το οποίο υποδεικνύει ότι τα παραγόμενα ηλεκτρόνια έχουν την ίδια εγκάρσια κατανομή και εξάρτηση από χρόνο με τη δέσμη. Χρησιμοποιώντας τις σχέσεις (2.6) και (2.24) μπορούμε να γράψουμε τον αριθμό των ηλεκτρονίων που παράγονται ανά μονάδα μήκους σε κάθε χρονικό βήμα  $\Delta t$  ως:

$$\Delta n_{ion} = \sigma_{ion}n_{gas}c\lambda(s - ct)\Delta t \quad (2.25)$$

Ο αριθμός των MP που παράγονται σε κάθε χρονικό βήμα μπορούν να υπολογιστούν ως:

$$N_{ion}^{MP} = \left\lceil \frac{\Delta n_{ion}}{n_{ref}} \right\rceil + u \quad (2.26)$$

όπου  $u$  είναι μία τυχαία μεταβλητή η οποία μπορεί να πάρει τιμές 0 ή 1 με πιθανότητα:

$$P(u = 1) = \frac{\Delta n_{ion}}{n_{ref}} - \left[ \frac{\Delta n_{ion}}{n_{ref}} \right] \quad (2.27)$$

Το παραπάνω γίνεται για να αποφευχθεί ο υπερπληθυσμός του θαλάμου απο πολύ μικρά MP και για να κρατηθεί το μέγεθος των MP όσο πιο κοντά στο  $n_{ref}$  γίνεται. Τα MP που δημιουργούνται έχουν επομένως μέγεθος  $n_{ref}$  και κατανέμονται εντός του θαλάμου σύμφωνα με την κατανομή του  $\rho_{\perp}(x, y)$ .

## 2.6 Πρωτεύοντα ηλεκτρόνια: Φωτοεκπομπή λόγω ακτινοβολίας Synchrotron

Όσον αφορά την παραγωγή πρωτεύοντων ηλεκτρονίων εξ αιτίας φωτοεκπομπής, ο αριθμός  $k_{PE}$  των φωτοηλεκτρονίων που παράγονται ανά σωματίδιο δέσμης και ανά μονάδα μήκους κατά μήκος της τροχιάς της δέσμης καθορίζεται από το χρήστη. Επομένως, ο αριθμός ηλεκτρονίων ανά μονάδα μήκους που παράγεται σε κάθε χρονικό βήμα δίνεται από τη σχέση:

$$\Delta n_{PE} = k_{PE} c \lambda (s - ct) \Delta t \quad (2.28)$$

και όπως στην περίπτωση του ιονισμού του residual gas ο αριθμός των MP που παράγονται δίνεται από τη σχέση:

$$N_{PE}^{MP} = \left[ \frac{\Delta n_{PE}}{n_{ref}} \right] + u \quad (2.29)$$

όπου  $u$  είναι μία τυχαία μεταβλητή η οποία μπορεί να είναι 0 ή 1 με πιθανότητα:

$$P(u = 1) = \frac{\Delta n_{PE}}{n_{ref}} - \left[ \frac{\Delta n_{PE}}{n_{ref}} \right] \quad (2.30)$$

Σε αυτήν την περίπτωση τα σωματίδια έχουν επίσης μέγεθος  $n_{ref}$ . Σύμφωνα με ένα κλάσμα ανάκλασης που τίθεται από το χρήστη, τα MP που δημιουργούνται χωρίζονται σε δύο κατηγορίες, αυτά που δημιουργούνται από φωτόνια προερχόμενα απευθείας από τη δέσμη και αυτά που δημιουργούνται από φωτόνια που έχουν ανακλαστεί μία ή περισσότερες φορές από το θάλαμο της δέσμης. Οι δύο αυτές κατηγορίες έχουν διαφορετικές κατανομές στην επιφάνεια του θαλάμου. Το μοντέλο που χρησιμοποιείται για του μαγνήτες του LHC υλοποιείται ως εξής:

- **Μη-ανακλώμενα φωτόνια:** η γωνία εκπομπής  $\theta_{PE}$  δημιουργείται ομοιόμορφα στο διάστημα  $[-\theta_{max}, \theta_{max}]$  που ορίζεται από το χρήστη. Για

να παραμείνει ο αλγόριθμος ανεξάρτητος της γεωμετρίας του θαλάμου, η θέση των MP καθορίζεται καλώντας το chamber module με σκοπό να βρεθεί το σημείο τομής μεταξύ του προφίλ του θαλάμου και του ευθυγράμμου τμήματος που ενώνει τη θέση της δέσμης και το σημείο  $(R_{PE} \cos \theta_{PE}, R_{PE} \sin \theta_{PE})$ , όπου  $R_{PE}$  η ακτίνα του κύκλου εκτός του θαλάμου (δες Σχήμα 2.4, αριστερά)

- **Ανακλώμενα φωτόνια:** η γωνιακή κατανομή ως προς το σημείο κρούσης του άμεσου synchrotron light (γωνία  $\psi_{PE}$  στο Σχήμα 2.4, δεξιά) ορίζεται από το χρήστη υπό όρους Αθροιστικής συνάρτησης κατανομής (Cumulative Distribution Function, CDF)  $F(\psi_{PE})$ . Η γωνία  $\psi_{PE}$  μπορεί να παραχθεί ως:

$$\psi_{PE} = F^{-1}(u) \quad (2.31)$$

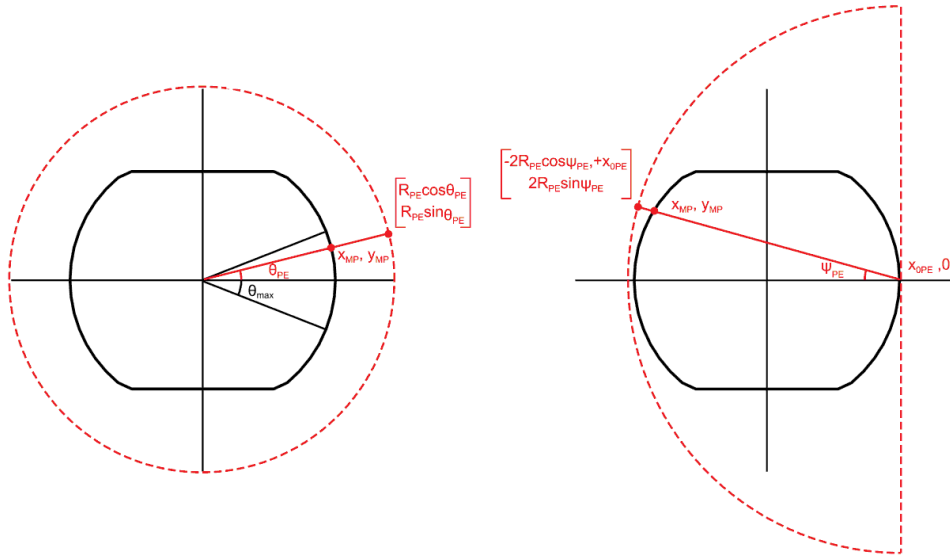
όπου  $u$  ένας τυχαίος αριθμός που παράγεται ομοιόμορφα στο διάστημα  $[0, 1]$ . Για μία ακόμη φορά, για να κρατήσουμε τον αλγόριθμο ανεξάρτητο από τη γεωμετρία του θαλάμου η θέση των MP καθορίζεται χρησιμοποιώντας το chamber module έτσι ώστε να ληφθεί το σημείο τομής μεταξύ του προφίλ του θαλάμου και του ευθυγράμμου τμήματος που ενώνει το σημείο κρούσης της ακτινοβολίας synchrotron  $(x_{0PE}, 0)$  και ενός σημείο  $(-2R_{PE} \cos \psi_{PE} + x_{0PE}, 2R_{PE} \sin \psi_{PE})$  (δες Σχήμα 2.4, δεξιά).

Και για τις δύο κατηγορίες η κινητική ενέργεια παράγεται με Γκαουσιανή κατανομή για θετικές τιμές με μέση τιμή και τυπική απόκλιση να καθορίζονται από το χρήστη. Η γωνία εκπομπής σε σχέση με την κάθετη στην επιφάνεια του θαλάμου παράγεται ομοιόμορφα στο διάστημα  $[0, \frac{\pi}{2}]$  και η αζιμουθιακή γωνία, ομοιόμορφα στο  $[0, 2\pi]$ .

## 2.7 Το πεδίο χωρικού φορτίου του EC (Space Charge Field)

Για τον υπολογισμό του ηλεκτρικού πεδίου που οφείλεται στις δυνάμεις λόγω χωρικού φορτίου εντός του EC χρησιμοποιούμε έναν κλασσικό Particle in Cell (PIC) αλγόριθμο. Πάνω στο τμήμα του θαλάμου της δέσμης ορίζουμε πλέγμα ισαπέχοντων σημείων. Το μέγεθος του πλέγματος ορίζεται  $\Delta h$  και περιέχει  $N_x \times N_y$  κόμβους. Το πλέγμα εκτείνεται ελαφρώς εκτός του σχήματος του θαλάμου (κατά τουλάχιστον  $\Delta h$ ). Ο υπολογισμός του ηλεκτρικού πεδίου στις θέσεις των MP πραγματοποιείται ως εξής:

- (1) **Διασκορπισμός MP:** Το φορτίο κάθε MP κατανέμεται στους τέσσερις γειτονικούς κόμβους του πλέγματος ώστε να επιτευχθεί μία διακριτή



Σχήμα 2.4: Σχηματική αναπαράσταση του αλγόριθμου υπολογισμού θέσης για φωτοηλεκτρόνια από μη-ανακλόμενα (αριστερά) και ανακλόμενα (δεξιά) φωτόνια. Πηγή :Iadarola, G. (2014) *Electron sloud studies for CERN particle accelerators and simulation code development*. CERN, Geneva, Switzerland.

προσέγγιση της κατανομής φορτίου. Για το σκοπό αυτό, χρησιμοποιείται ένας αλγόριθμος πρώτης τάξης (weighting επιφάνειας).

Συγκεκριμένα, για MP στη θέση  $(x_{MP}, y_{MP})$  φορτίου  $n_{MP}$ , οι δείκτες των γειτονικών κόμβων του πλέγματος υπολογίζονται ως εξής (δες Σχήμα 2.5):

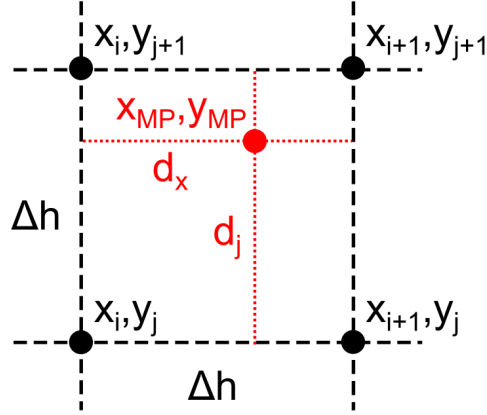
$$i = \left[ \frac{x_{MP} - x_0}{\Delta h} \right] \quad (2.32)$$

$$j = \left[ \frac{y_{MP} - y_0}{\Delta h} \right] \quad (2.33)$$

όπου  $x_0, y_0$  είναι η κάτω αριστερή πλευρά του πλέγματος. Τότε οι βοηθητικές αποστάσεις  $d_x, d_y$  (δες Σχήμα 2.5) υπολογίζονται ως εξής:

$$d_x = x_{MP} - x_0 - i\Delta h \quad (2.34)$$

$$d_y = y_{MP} - y_0 - j\Delta h \quad (2.35)$$



Σχήμα 2.5: Κόμβοι και αποστάσεις οι οποίες σχετίζονται στα στάδια MP scatter και field gather του υπολογισμού για το πεδίο του space charge. Πηγή: Iadarola, G. (2014) *Electron cloud studies for CERN particle accelerators and simulation code development*. CERN, Geneva, Switzerland.

και ο πίνακας πυκνότητας φορτίου ανανεώνεται ως εξής:

$$\rho_{i,j} = \rho_{i,j} + \frac{qn_{MP}}{\Delta h} \left(1 - \frac{d_x}{\Delta h}\right) \left(1 - \frac{d_y}{\Delta h}\right) \quad (2.36)$$

$$\rho_{i+1,j} = \rho_{i+1,j} + \frac{qn_{MP}}{\Delta h} \left(\frac{d_x}{\Delta h}\right) \left(1 - \frac{d_y}{\Delta h}\right) \quad (2.37)$$

$$\rho_{i,j+1} = \rho_{i,j+1} + \frac{qn_{MP}}{\Delta h} \left(1 - \frac{d_x}{\Delta h}\right) \left(\frac{d_y}{\Delta h}\right) \quad (2.38)$$

$$\rho_{i+1,j+1} = \rho_{i+1,j+1} + \frac{qn_{MP}}{\Delta h} \left(\frac{d_x}{\Delta h}\right) \left(\frac{d_y}{\Delta h}\right) \quad (2.39)$$

(2) **Υπολογισμός ηλεκτροστατικού δυναμικού:** το ηλεκτροστατικό δυναμικό  $\phi(x, y)$  (ορίζεται ώστε  $\mathbf{E} = -\nabla\phi$ ) είναι η λύση της εξίσωσης Poisson με ομογενείς συνοριακές συνθήκες (homogeneous):

$$\begin{cases} \nabla^2\phi(x, y) = -\frac{\rho(x,y)}{\epsilon_0} \\ \phi(x, y) = 0, \text{ στο σύνορο} \end{cases} \quad (2.40)$$

Η διαφορική εξίσωση (2.40) διακριτοποιείται στο πλέγμα πριν τη χρήση της μεθόδου Πεπερασμένων Διαφορών FD (δεύτερης τάξης):

$$\frac{\phi_{i-1,j} + \phi_{i,j-1} - 4\phi_{i,j} + \phi_{i+1,j} + \phi_{i,j+1}}{\Delta h^2} = -\frac{\rho_{i,j}}{\epsilon_0} \quad (2.41)$$

Το chamber module (δες Ενότητα 2.3) χρησιμοποιείται για να αναγνωριστούν οι κόμβοι του πλέγματος που βρίσκονται στο εσωτερικό του θαλάμου. Σε αυτούς τους κόμβους επιβάλλεται η εξίσωση (2.41), ενώ στους υπόλοιπους επιλέγουμε μηδενικό δυναμικό:

$$\phi_{i,j} = 0 \quad (2.42)$$

Οι κόμβοι του πλέγματος κατατάσσονται ακολουθώντας τον εξής λεξικογραφικό κανόνα:

$$\{ \rho_{1,1}, \rho_{2,1}, \dots, \rho_{N_x,1}, \rho_{1,2}, \rho_{2,2}, \dots, \rho_{N_x,2}, \dots, \dots, \rho_{1,N_y}, \rho_{2,N_y}, \dots, \rho_{N_x,N_y} \} \quad (2.43)$$

ώστε οι εξισώσεις (2.41) και (2.42) να γραφούν σε μορφή πινάκων:

$$\underline{A}\phi = \frac{1}{\epsilon_0}\rho \quad (2.44)$$

όπου  $\underline{A}$  είναι πίνακας διαστάσεων  $N_x N_y \times N_x N_y$ . Λύνοντας το σύστημα γραμμικών εξισώσεων μπορούμε να υπολογίσουμε το ηλεκτροστατικό δυναμικό στους κόμβους του πλέγματος.

- (3) **Υπολογισμός ηλεκτρικού πεδίου:** το ηλεκτρικό πεδίο στους εσωτερικούς κόμβους του πλέγματος μπορεί να υπολογιστεί χρησιμοποιώντας την εξίσωση κεντρικών διαφορών:

$$(E_x)_{i,j} = -\frac{\phi_{i+1,j} - \phi_{i-1,j}}{2\Delta h} \quad (2.45)$$

$$(E_y)_{i,j} = -\frac{\phi_{i,j+1} - \phi_{i,j-1}}{2\Delta h} \quad (2.46)$$

ενώ για τους κόμβους στο σύνορο έχει υιοθετηθεί μία εξίσωση άμεσων διαφορών.

- (4) **Field gather:** χρησιμοποιείται πάλι ένας αλγόριθμος interpolation πρώτης τάξης για να ληφθεί το ηλεκτρικό πεδίο σε κάθε θέση MP:

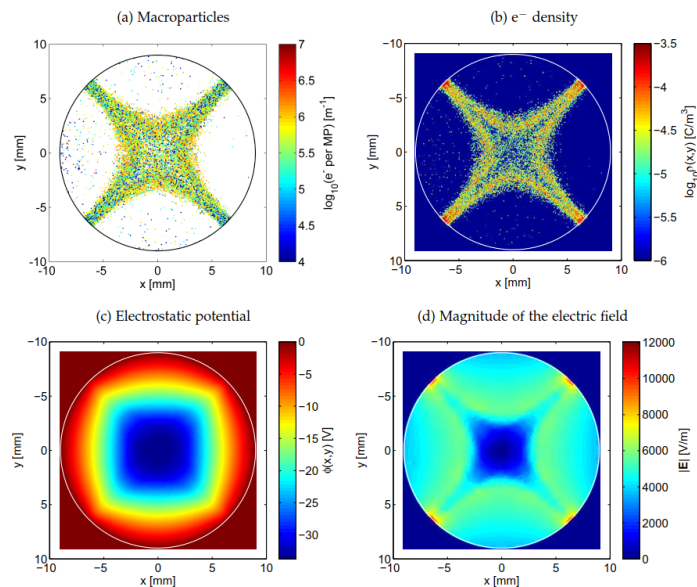
$$\mathbf{E}(x_{MP}, y_{MP}) = \mathbf{E}_{i,j} \left(1 - \frac{d_x}{\Delta h}\right) \left(1 - \frac{d_y}{\Delta h}\right) \quad (2.47)$$

$$+ \mathbf{E}_{i+1,j} \left(\frac{d_x}{\Delta h}\right) \left(1 - \frac{d_y}{\Delta h}\right) \quad (2.48)$$

$$+ \mathbf{E}_{i,j+1} \left(1 - \frac{d_x}{\Delta h}\right) \left(\frac{d_y}{\Delta h}\right) \quad (2.49)$$

$$+ \mathbf{E}_{i+1,j+1} \left(\frac{d_x}{\Delta h}\right) \left(\frac{d_y}{\Delta h}\right) \quad (2.50)$$





Σχήμα 2.6: Τα διαφορετικά στάδια στον υπολογισμό του space charge για EC σε κυκλικό θάλαμο τετραπολικού μαγνήτη (προσομοίωση για το Damping Ring ποζιτρονίων του γραμμικού επιταχυντή CLIC). Πηγή :Iadarola, G. (2014) *Electron sloud studies for CERN particle accelerators and simulation code development*. CERN, Geneva, Switzerland.

Σε τυπικές προσομοιώσεις οι μεταβολές της κατανομής φορτίου είναι σχετικά αργές και επομένως ο χάρτης του ηλεκτρικού πεδίου δεν ανανεώνεται σε κάθε χρονικό βήμα αλλά ανά συγκεκριμένο αριθμό βημάτων ( $\sim 10$ ) ώστε να επιταχυνθεί ο υπολογισμός. Σημαντική επιτάχυνση του υπολογιστικού χρόνου μπορεί να επιτευχθεί υπολογίζοντας εκ των προτέρων και αποθηκεύοντας την παραγοντοποίηση LU του συστήματος κατά το στάδιο της αρχικοποίησης.

Στο Σχήμα 2.6 φαίνονται τα διαφορετικά στάδια στον υπολογισμό του χωρικού φορτίου (space charge) για EC σε περιοχή τετραπολικού μαγνήτη (για θάλαμο κυκλικής διατομής).

## 2.8 Υπολογισμός εξισώσεων κίνησης των ηλεκτρονίων

Σε μαγνήτες στρέψης και εστίασης τα ηλεκτρόνια ακολουθούν μία γρήγορη κίνηση κυκλότρου γύρω από τις γραμμές του μαγνητικού πεδίου. Για τυπικές τιμές μαγνητικού πεδίου και κινητικής ενέργειας και για διάρκεια μερικών περιόδων κυκλότρου, τα ηλεκτρόνια βρίσκονται σε μία περιοχή στην οποία τα ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία μπορούν να θεωρηθούν σταθερά και ομογενή. Με βάση αυτήν την υπόθεση, αναπτύχθηκε ένας αλγόριθμος εντο-

πισμού χρησιμοποιώντας την εξίσωση κίνησης ενός ηλεκτρονίου που κινείται σε ομογενές στατικό ηλεκτρομαγνητικό πεδίο και μπορεί να γραφεί, μαζί με την αντίστοιχη αρχική συνθήκη, ως εξής:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{q}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.51)$$

$$\mathbf{v}(0) = \mathbf{v}_0 \quad (2.52)$$

$$\mathbf{r}(0) = \mathbf{r}_0 \quad (2.53)$$

για σωματίδιο φορτίου  $-q$  (για ηλεκτρόνιο το  $q$  είναι θετικό) και μάζα  $m$ . Ενδιαφέρον παρουσιάζει η περίπτωση στην οποία το ηλεκτρικό κα μαγνητικό πεδίο είναι αμιγώς εγκάρσια:

$$E_z = 0 \quad (2.54)$$

$$B_z = 0 \quad (2.55)$$

μπορούμε επομένως να γράψουμε τη σχέση (2.51)

$$\frac{dv_x}{dt} = -\frac{q}{m} (E_x - v_z B_y) \quad (2.56)$$

$$\frac{dv_y}{dt} = -\frac{q}{m} (E_y + v_z B_x) \quad (2.57)$$

$$\frac{dv_z}{dt} = -\frac{q}{m} (-B_x v_y + B_y v_x) \quad (2.58)$$

Παραγωγίζοντας την (2.58) παίρνουμε:

$$\frac{d^2 v_z}{dt^2} = -\frac{q}{m} \left( -B_x \frac{dv_y}{dt} + B_y \frac{dv_x}{dt} \right) \quad (2.59)$$

$$\frac{(2.57)}{(2.56)} \frac{d^2 v_z}{dt^2} + \left( \frac{q}{m} \right)^2 (B_x^2 + B_y^2) v_z = \left( \frac{q}{m} \right)^2 (B_y E_x - B_x E_y) \quad (2.60)$$

$$\Rightarrow \frac{d^2 v_z}{dt^2} + \omega_c^2 v_z = \left( \frac{q}{m} \right)^2 (B_y E_x - B_x E_y) \quad (2.61)$$

όπου ορίζουμε τη συχνότητα κυκλότρου ως:

$$\omega_c = \frac{|q|}{m} \sqrt{B_x^2 + B_y^2} = \frac{|q|}{m} |\mathbf{B}| \quad (2.62)$$

Οι λύσεις της εξίσωσης μπορούν να γραφούν:

$$v_z(t) = \tilde{A} \cos(\omega_c t) + \tilde{B}(\omega_c t) + v_z^*(t) \quad (2.63)$$

όπου  $v_z^*(t)$  είναι μία συγκεκριμένη λύση της εξίσωσης (2.61). Το δεξί μέρος της (2.61) είναι σταθερό, επομένως για να βρούμε τη συνάρτηση  $v_z^*(t)$  αναζητούμε μία σταθερή λύση της διαφορικής. Έτσι, έχουμε:

$$v_z^*(t) = \frac{B_y E_x - B_x E_y}{|\mathbf{B}|^2} \quad (2.64)$$

και επομένως η λύση (2.63) γράφεται:

$$v_z(t) = \tilde{A} \cos(\omega_c t) + \tilde{B} \sin(\omega_c t) + \frac{B_y E_x - B_x E_y}{|\mathbf{B}|^2} \quad (2.65)$$

Επιβάλλοντας την αρχική συνθήκη  $v_z(0) = v_{0z}$  έχουμε:

$$\tilde{A} = v_{0z} - \frac{b_y E_x - B - x E_y}{|\mathbf{B}|^2} \quad (2.66)$$

και επομένως η (2.65) γράφεται:

$$v_z(t) = v_{0z} \cos(\omega_c t) + \tilde{B} \sin(\omega_c t) + \frac{B_y E_x - B_x E_y}{|\mathbf{B}|^2} (1 - \cos(\omega_c t)) \quad (2.67)$$

Υπολογίζοντας την (2.58) για  $t = 0$  έχουμε:

$$\left. \frac{dv_z}{dt} \right|_{t=0} = -\frac{q}{m} (-B_x v_{0y} + B_y v_{0x}) \quad (2.68)$$

Το  $\tilde{B}$  μπορεί να υπολογιστεί παραγωγίζοντας την (2.67) και αντικαθιστώντας το αποτέλεσμα της (2.68):

$$\tilde{B} = -\frac{b_y v_{0x} - B_x v_{y0}}{|\mathbf{B}|} \quad (2.69)$$

Αντικαθιστώντας στην (2.65) έχουμε:

$$v_z(t) = v_{0z} \cos(\omega_c t) - \frac{b_y v_{0x} - B_x v_{y0}}{|\mathbf{B}|} \sin(\omega_c t) + \frac{B_y E_x - B_x E_y}{|\mathbf{B}|^2} (1 - \cos(\omega_c t)) \quad (2.70)$$

Το  $z(t)$  υπολογίζεται ολοκληρώνοντας:

$$z(t) = z_0 + \int_0^t v_z(t') dt' \quad (2.71)$$

η οποία δίνει:

$$z(t) = z_0 + \frac{v_{0z}}{\omega_c} \sin(\omega_c t) + \frac{B_y v_{0x} - B_x v_{y0}}{|\mathbf{B}| \omega_c} (\cos(\omega_c t) - 1) + \frac{B_y E_x - B_x E_y}{|\mathbf{B}|^2} \left( t - \frac{\sin(\omega_c t)}{\omega_c} \right) \quad (2.72)$$

Ολοκληρώνοντας τις (2.57) και (2.58) μεταξύ 0 και  $t$  και χρησιμοποιώντας την (2.71) λαμβάνουμε τις άλλες δύο συνιστώσες της ταχύτητας:

$$v_x(t) = v_{0x} - \frac{q}{m}((t - B_y(z(t) - z_0))) \quad (2.73)$$

$$v_y(t) = v_{0y} - \frac{q}{m}(E_y t - B_x(z(t) - z_0)) \quad (2.74)$$

Οι συνιστώσες  $x(t)$ ,  $y(t)$  της τροχιάς μπορούν να ληφθούν ολοκληρώνοντας τις παραπάνω σχέσεις για τις  $v_x(t)$ ,  $v_y(t)$ . Για να ελαχιστοποιηθεί το υπολογιστικό φορτίο είναι χρήσιμο να εισαχθεί η ποσότητα:

$$z^P(t) = \int_0^t (z(t') - z_0) dt' \quad (2.75)$$

Από την (2.72) έχουμε:

$$z^P(t) = \frac{v_{0z}}{\omega_c^2} (1 - \cos(\omega_c t)) + \frac{B_y v_{0x} - B_x v_{0y}}{|\mathbf{B}| \omega_c} \left( \frac{\sin(\omega_c t)}{\omega_c} - t \right) + \frac{B_y E_x - B_x E_y}{|\mathbf{B}|^2} \left( \frac{t^2}{2} + \frac{\cos(\omega_c t)}{\omega_c^2} \right) \quad (2.76)$$

Έτσι, τα  $x(t)$   $y(t)$  γράφονται:

$$x(t) = x_0 + v_{x0} t - \frac{q}{m} \left( E_x \frac{t^2}{2} - B_y z^P(t) \right) \quad (2.77)$$

$$y(t) = y_0 + v_{y0} t - \frac{q}{m} \left( E_y \frac{t^2}{2} + B_x z^P(t) \right) \quad (2.78)$$

Με βάση τα αποτελέσματα αυτά, ο αλγόριθμος tracking του PyECLoud εκτελεί τα ακόλουθα βήματα για να ενημερώσει τη θέση και ταχύτητα ενός MP δεδομένου του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου στη θέση MP:

(1) **Υπολογισμός του  $v_z(t_{n+1})$  χρησιμοποιώντας την (2.70):**

$$v_z(t_{n+1}) = v_z(t_n) \cos(\omega_c \Delta t) - \frac{B_y v_x(t_n) - B_x v_y(t_n)}{|\mathbf{B}|} \sin(\omega_c \Delta t) + \frac{B_y E_x - B_x E_y}{|\mathbf{B}|^2} (1 - \cos(\omega_c \Delta t)) \quad (2.79)$$

(2) **Υπολογισμός του  $z(t_{n+1})$  χρησιμοποιώντας την (2.72):**

$$z(t_{n+1}) = z(t_n) + \frac{v_z(t_n)}{\omega_c} \sin(\omega_c \Delta t) + \frac{B_y v_x(t_n) - B_x v_y(t_n)}{|\mathbf{B}| \omega_c} (\cos(\omega_c \Delta t) - 1) + \frac{B_y E_x - B_x E_y}{|\mathbf{B}|^2} \left( \Delta t - \frac{\sin(\omega_c \Delta t)}{\omega_c} \right) \quad (2.80)$$

(3) **Υπολογισμός**  $v_x(t_{n+1})$  και  $v_y(t_{n+1})$  **χρησιμοποιώντας τις** (2.73) και (2.74) :

$$v_x(t_{n+1}) = v_x(t_n) - \frac{q}{m}(E_x\Delta t - B_y(z(t_{n+1}) - z(t_n))) \quad (2.81)$$

$$v_y(t_{n+1}) = v_y(t_n) - \frac{q}{m}(E_y\Delta t - B_x(z(t_{n+1}) - z(t_n))) \quad (2.82)$$

(4) **Υπολογισμός**  $z^P(t_{n+1})$  **χρησιμοποιώντας την** (2.76):

$$z^P(t_{n+1}) = \frac{v_z(t_n)}{\omega_c^2}(1 - \cos(\omega_c\Delta t)) + \frac{B_y v_x(t_n) - B_x v_y(t_n)}{|\mathbf{B}|\omega_c} \left( \frac{\sin(\omega_c\Delta t)}{\omega_c} - \Delta t \right) \quad (2.83)$$

$$+ \frac{B_y E_x - B_x E_y}{|\mathbf{B}|^2} \left( \frac{\Delta t^2}{2} + \frac{\cos(\omega_c\Delta t)}{\omega_c^2} \right) \quad (2.84)$$

(5) **Υπολογισμός των**  $x(t_{n+1})$  και  $y(t_{n+1})$  **χρησιμοποιώντας τις** (2.77) και (2.78):

$$x(t_{n+1}) = x(t_n) + v_x(t_n)\Delta t - \frac{q}{m} \left( E_x \frac{\Delta t^2}{2} - B_y z^P(t_{n+1}) \right) \quad (2.85)$$

$$y(t_{n+1}) = y(t_n) + v_y(t_n)\Delta t - \frac{q}{m} \left( E_y \frac{\Delta t^2}{2} - B_x z^P(t_{n+1}) \right) \quad (2.86)$$

Εν αντιθέσει με καθαρά αριθμητικές μεθόδους ολοκλήρωσης όπως οι αλγόριθμοι Boris και Runge-Kutta, η συγκεκριμένη προσέγγιση δεν επιβάλλει βήμα χρόνου αρκετά μικρότερο της περιόδου κυκλότρου με σημαντικά πλεονεκτήματα ως προς τον υπολογιστικό φόρτο.

## 2.9 Πρόσπτωση ηλεκτρονίων στα τοιχώματα του θαλάμου

Ο κώδικας PyECLOUD εντοπίζει και χειρίζεται τις προσπτώσεις των MP πάνω στα τοιχώματα του θαλάμου χρησιμοποιώντας τις ακόλουθες διαδικασίες:

(1) **Εντοπισμός πρόσπτωσης:** το chamber module καλείται να διερευνήσει έτσι ώστε να εντοπίσει ποια MP βρέθηκαν εκτός του θαλάμου κατά το τελευταίο χρονικό βήμα.

(2) **MP backscattering:** για όλα τα MP που βρίσκονται εκτός του θαλάμου, υπολογίζεται από το chamber module το σημείο πρόσπτωσης στο θάλαμο, ως το σημείο μεταξύ του προφίλ του θαλάμου και του ευθυγράμμου τμήματος που ενώνει τη θέση του MP στο τρέχον και τα προηγούμενα χρονικά βήματα. Για το  $i$ -οστό MP το σημείο αυτό συμβολίζεται με  $t_i^{emit}$ . Το chamber module παρέχει επίσης για κάθε  $r_I^{emit}$  το μοναδιαίο διάνυσμα  $\hat{n}_i$  κάθετο στην επιφάνεια του θαλάμου στο σημείο πρόσπτωσης με διεύθυνση στο εσωτερικό του θαλάμου.

(3) **Υπολογισμός των παραμέτρων πρόσπτωσης:** Για κάθε προσπίπτων MP πρέπει είτε να δωθούν είτε να υπολογιστούν, οι ακόλουθες παράμετροι, οι οποίες σχετίζονται με τη διαδικασία Δευτερογενούς Εκπομπής (Secondary Emission):

- το συνολικό φορτίο  $n_i^{imp}$  κάθε MP
- το διάνυσμα της ταχύτητας  $\mathbf{v}_i^{imp}$  (είναι το αποτέλεσμα του τελευταίου tracking step)
- η κινητική ενέργεια (ανά ηλεκτρόνιο), η οποία δίνεται από τη σχέση:

$$E_i^{imp} = \frac{1}{2}m \left| \mathbf{v}_i^{imp} \right|^2 \quad (2.87)$$

- η γωνία πρόσπτωσης  $\theta_i^{imp}$  που υπολογίζεται ως:

$$\theta_i^{imp} = \arccos \left( - \frac{\mathbf{v}_i^{imp} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i}{\left| \mathbf{v}_i^{imp} \right|} \right) \quad (2.88)$$

(4) **Δευτερογενής Εκπομπή:** οι παράμετροι που υπολογίζονται στο προηγούμενο στάδιο τροφοδοτούνται σε ένα module δευτερογενούς εκπομπής το οποίο επιστρέφει το συνολικό εκπεμπόμενο φορτίο για κάθε MP ( $n_i^{emit}$ ):

$$n_i^{emit} = \delta(E_i^{imp}, \theta_i^{imp}) n_i^{imp} \quad (2.89)$$

και ένα flag που υποδεικνύει εάν το MP πρέπει να αντιμετωπιστεί ως ελαστικά σκεδαζόμενο ηλεκτρόνιο ή ως πραγματικά δευτερεύων (true secondary). Συγκεκριμένα, η πιθανότητα να αντιμετωπιστεί ως ελαστικά σκεδαζόμενο δίνεται από τη σχέση:

$$P_i^{refl} = \frac{\delta_{refl}(E_i^{imp})}{\delta_{true}(E_i^{imp}, \theta_i^{imp}) + \delta_{refl}(E_i^{imp})} \quad (2.90)$$

- (5) **Ελαστική Σκέδαση:** για τα ελαστικά σκεδαζόμενα MP η ταχύτητα των εκπεμπόμενων σωματιδίων δίνεται από τη σχέση:

$$\mathbf{v}_i^{\text{emit}} = \mathbf{v}_i^{\text{imp}} - 2 \left( \mathbf{v}_i^{\text{imp}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_i \right) \hat{\mathbf{n}}_i \quad (2.91)$$

- (6) **True Secondaries:** για τα MP που συμπεριφέρονται ως true secondaries είναι δυνατό να έχουμε  $n_i^{\text{emit}} > n_i^{\text{imp}}$ . Σε μερικές περιπτώσεις, το εκπεμπόμενο φορτίο είναι απαραίτητο να διαμοιραστεί σε πάνω από ένα MP ώστε το μέγεθος τους να παραμείνει όσο το δυνατό πιο κοντά στην τιμή για το μέγεθος αναφοράς  $n_{ref}$ . Ο αριθμός των MP που εκπέμπονται υπολογίζεται ως εξής:

$$N_i^{MP} = \left\lceil \frac{n_i^{\text{emit}}}{n_{ref}} \right\rceil \quad (2.92)$$

Η κινητική ενέργεια  $E_i^{\text{imp}}$  κάθε εκπεμπόμενου MP δημιουργείται ακολουθώντας λογαριθμική κατανομή και έτσι, το μέτρο του αντίστοιχου διανύσματος ταχύτητας υπολογίζεται:

$$v_i^{\text{emit}} = \sqrt{2 \frac{E_i^{\text{imp}}}{m}} \quad (2.93)$$

Η γωνία εκπομπής  $\theta_i^{\text{emit}}$ , ως προς το  $\hat{\mathbf{n}}_i$ , παράγεται στο διάστημα  $[0, \frac{\pi}{2}]$  με κατανομή  $\cos \theta$ , ενώ η αξιμουθιακή γωνία  $\phi_i^{\text{emit}}$  ως προς τη διεύθυνση  $z$  παράγεται ομοιόμορφα στο διάστημα  $[0, 2\pi]$ . Έτσι οι συνιστώσες του  $\mathbf{v}_i^{\text{emit}}$  δίνονται από τις σχέσεις:

$$v_{ix}^{\text{emit}} = v_i^{\text{emit}} \left( \cos \theta_i^{\text{emit}} n_{ix} + \sin \theta_i^{\text{emit}} \sin \phi_i^{\text{emit}} \hat{n}_{iy} \right) \quad (2.94)$$

$$v_{iy}^{\text{emit}} = v_i^{\text{emit}} \left( \cos \theta_i^{\text{emit}} n_{iy} - \sin \theta_i^{\text{emit}} \sin \phi_i^{\text{emit}} \hat{n}_{ix} \right) \quad (2.95)$$

$$v_{iz}^{\text{emit}} = v_i^{\text{emit}} \sin \theta_i^{\text{emit}} \cos \phi_i^{\text{emit}} \quad (2.96)$$

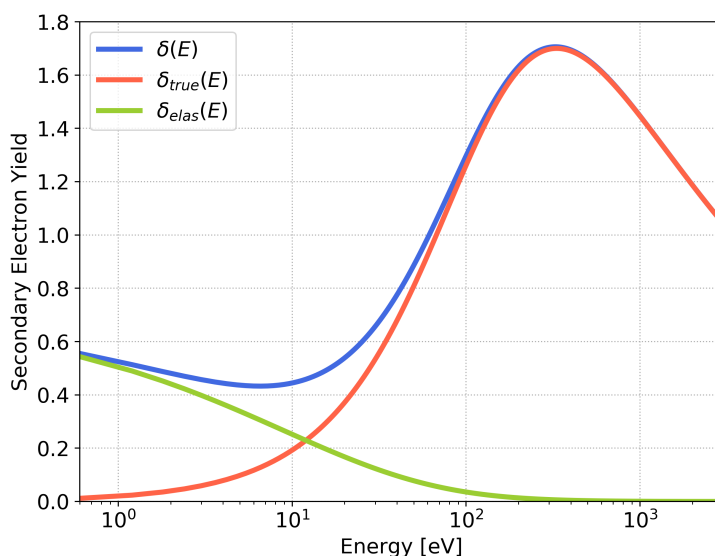
### 3 Προσομοιώσεις EC με χρήση μοντέλων για την καμπύλη Δευτερογενούς εκπομπής

#### 3.1 Εισαγωγή

Το μοντέλο της Δευτερογενούς Εκπομπής παρουσιάζεται εκτενώς στο κεφάλαιο 2.4. Η ποσότητα SEY αναλύεται σε δύο συνιστώσες, την ελαστική, στην οποία αντιστοιχούν ηλεκτρόνια που σκεδάζονται ελαστικά από τα τοιχώματα και την πραγματική, η οποία αντιστοιχεί σε πραγματικά δευτερεύοντα ηλεκτρόνια (true secondaries), όπως φαίνεται και στην εξίσωση (1.5):

$$\delta(E) = \delta_{elas}(E) + \delta_{true}(E)$$

Οι αναλυτικές εκφράσεις για τα  $\delta_{elas}$  και  $\delta_{true}$  καθώς και η κατανομή του ενεργειακού φάσματος παρουσιάζονται στις σχέσεις (1.6), (1.7) και (1.9) αντίστοιχα.



Σχήμα 3.1: Καμπύλες SEY για  $\delta_{max} = 1.7$  σε ημιλογαριθμική κλίμακα. Με μπλε απεικονίζεται η συνολική καμπύλη, με πράσινο η ελαστική συνιστώσα και με κόκκινο η συνιστώσα πραγματικών δευτερεύοντων.



Στο Σχήμα 3.1 παρουσιάζονται τυπικές καμπύλες SEY σε ημιλογαριθμική κλίμακα (για καλύτερη εποπτεία στις χαμηλές ενέργειες). Διαπιστώνεται ότι όσο αυξάνεται η ενέργεια των προσπίπτωντων ηλεκτρονίων η ελαστική συνιστώσα μηδενίζεται. Επομένως, τα ελαστικά σκεδαζόμενα ηλεκτρόνια παράγονται από ιδιαίτερα χαμηλοενεργειακά ηλεκτρόνια. Αντίθετα, η πραγματική συνιστώσα επικρατεί για υψηλότερες ενέργειες.

Αξίζει επίσης να θυμηθούμε πως η ποσότητα SEY παρουσιάζει άμεση εξάρτηση από τη γωνία πρόσπτωσης των ηλεκτρονίων. Η γωνιακή εξάρτηση εκφράζεται με τα δύο παρακάτω χαρακτηριστικά:

- 1)  **$E_{max}$  shift**: Η ενέργεια που αντιστοιχεί στο μέγιστο  $\delta_{max}$  μετατοπίζεται σε υψηλότερες τιμές σύμφωνα με τη σχέση (1.10)

$$E_{max}(\theta) = E_{max}(\theta = 0)(1 + 0.7(1 - \cos \theta))$$

- 2)  **$\delta_{max}$  scale**: Το μέγιστο  $\delta(E_{max}) = \delta_{max}$ , αυξάνεται σύμφωνα με τη σχέση (1.11):

$$\delta_{max}(\theta) = \delta_{max}(\theta = 0) \exp \frac{(1 - \cos \theta)}{2}$$

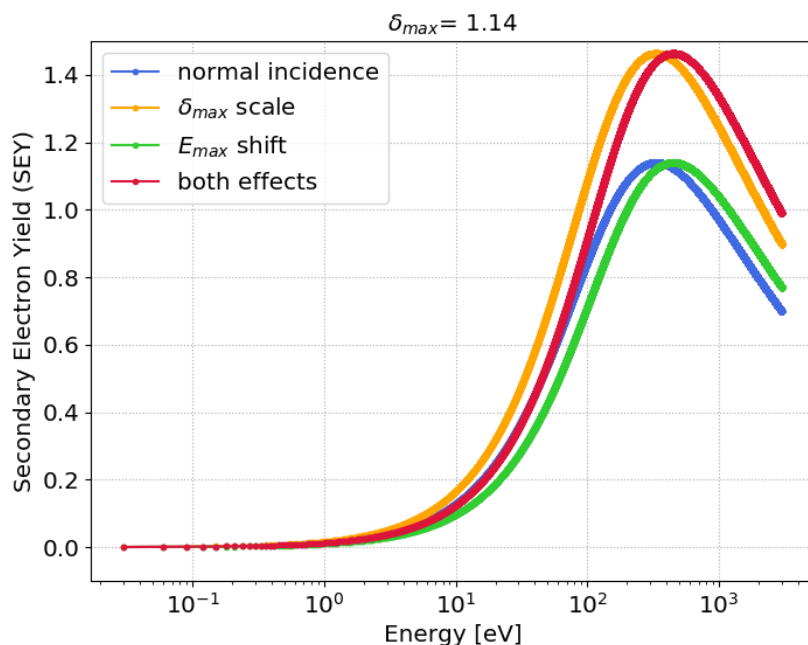
Στο Σχήμα 3.2 παρουσιάζονται τα δύο παραπάνω χαρακτηριστικά της γωνιακής εξάρτησης.

Το παραπάνω αποτελεί ένα μόνο (αναλυτικό) μοντέλο για τη δευτερογενή εκπομπή (στη συνέχεια θα αποκαλείται είτε μοντέλο PyECLOUD είτε μοντέλο Cimino et al.). Ωστόσο, η υπολογιστική δύναμη των σύγχρονων υπολογιστών καθιστά δυνατή τη χρήση πινάκων μετρήσεων για καμπύλες SEY αντί αναλυτικών μοντέλων. Στόχος μας είναι η αξιολόγηση της συμπεριφοράς του κώδικα με χρήση πινάκων δεδομένων καθώς και η σύγκριση μεταξύ του μοντέλου Cimino et al. (με τη μορφή που παρουσιάζεται παραπάνω) και νέων μετρήσεων για την καμπύλη δευτερογενούς εκπομπής.

### 3.2 Μερικές παρατηρήσεις

Πραγματοποιούμε προσομοιώσεις για τις ίδιες παραμέτρους χρησιμοποιώντας το αναλυτικό μοντέλο Cimino et al. και τις μετρήσεις της καμπύλης. Για να επιτευχθεί σύγκριση θα πρέπει να λάβουμε υπ' όψιν ορισμένα χαρακτηριστικά. Οι μετρήσεις που θα χρησιμοποιηθούν στην προσομοίωση δίνονται σε αρχεία txt σε δύο στήλες. Η πρώτη στήλη αντιστοιχεί στις ενέργειες ηλεκτρονίων σε eV και η δεύτερη στις αντίστοιχες τιμές  $\delta(E)$ .

Μια πρώτη παρατήρηση, αφορά το γεγονός ότι οι τιμές αυτές για το SEY αφορούν στο συνολικό  $\delta$  και δεν μπορούν να διαχωριστούν σε ελαστική και πραγματική συνιστώσα σε αντίθεση με το μοντέλο του κώδικα. Ο διαχωρισμός



Σχήμα 3.2: Γωνιακή εξάρτηση της πραγματικής συνιστώσας της καμπύλης SEY για  $\cos \theta = 1.0$  (μπλε) και  $\cos \theta = 0.5$  (πορτοκαλί, πράσινο, κόκκινο). Με πορτοκαλί απεικονίζεται η αύξηση του  $\delta_{max}$  ( $\delta_{max}$  scale) ενώ με πράσινο η αύξηση της θέσης μεγίστου  $E_{max}$  ( $E_{max}$  shift). Τέλος με κόκκινο χρώμα ο συνδυασμός των δύο χαρακτηριστικών.

μεταξύ ελαστικώς σκεδαζόμενων και πραγματικώς δευτερεύοντων ηλεκτρονίων μπορεί να γίνει μόνο εάν δοθούν πληροφορίες για το ενεργειακό φάσμα των ηλεκτρονίων. Το μείζον θέμα είναι επομένως πως θα αντιμετωπίσουμε τα ελαστικώς σκεδαζόμενα ηλεκτρόνια στο μοντέλο του κώδικα.

Ένα δεύτερο εξίσου σημαντικό θέμα, αφορά στην γωνιακή εξάρτηση, καθώς οι πίνακες μετρήσεων αφορούν κάθετη πρόσπτωση, μη γνωρίζοντας τη γωνιακή εξάρτηση.

Στην προσπάθεια να επιλυθούν τα παραπάνω προβλήματα, αποφασίζουμε στα πλαίσια μιας πρώτης σύγκρισης να προσομοιώσουμε το σύνηθες μοντέλο EC χωρίς γωνιακή εξάρτηση και αντιμετωπίζοντας όλα τα ελαστικώς σκεδαζόμενα ηλεκτρόνια ως παραγματικά δευτερεύοντα. Οι υποθέσεις αυτές μπορεί να φαντάζουν αυθαίρετες αλλά αποτελούν μια καλή προσέγγιση όπως θα αξιολογηθεί στη συνέχεια.

### 3.3 Ανάπτυξη του κώδικα

Για να μπορέσουν να εφαρμοστούν τα παραπάνω πρέπει να δίνεται η δυνατότητα στο χρήστη να ενεργοποιεί και απενεργοποιεί τη γωνιακή εξάρτηση. Γι αυτό το λόγο εισήχθησαν στον κώδικα οι λογικές μεταβλητές:

- `flag_costheta_Emax_shift`
- `flag_costheta_delta_scale`

Όταν τα `flags` παίρνουν την τιμή `True` ενεργοποιείται η αντίστοιχη γωνιακή εξάρτηση, ενώ όταν παίρνουν την τιμή `False` η γωνιακή εξάρτηση απενεργοποιείται. Στη συνέχεια, παρουσιάζεται τμήμα του `PyECLOUD`<sup>1</sup> στο οποίο φαίνονται οι αλλαγές. Συγκεκριμένα, στο αρχείο `sec_emission_model_ECLOUD.py` βρίσκεται η συνάρτηση `yield_fun2` η οποία δίνει την τιμή  $\delta(E)$  δοθέντος των παραμέτρων του μοντέλου. Η κλάση `SEY_model_ECLOUD` παράγει ένα μοντέλο με τις αντίστοιχες παραμέτρους, ενώ η συνάρτηση `SEY_process` εκκινεί μία διαδικασία πρόσπτωσης ηλεκτρονίων για το εν λόγω μοντέλο.

```
1 #--Begin--preamble-----
2 #
3 #           CERN
4 #
5 #   European Organization for Nuclear Research
6 #
7 #
8 #   This file is part of the code:
9 #
10 #           PyECLOUD Version 7.4.0
11 #
12 #
13 #   Main author:           Giovanni IADAROLA
14 #                           BE-ABP Group
15 #                           CERN
16 #                           CH-1211 GENEVA 23
17 #                           SWITZERLAND
18 #                           giovanni.iadarola@cern.ch
19 #
20 #   Contributors:         Eleonora Belli
21 #                           Philipp Dijkstal
22 #                           Lotta Mether
23 #                           Annalisa Romano
24 #                           Giovanni Rumolo
25 #
26 #
```

<sup>1</sup>Ο πλήρης κώδικας (Copyright CERN, Geneva 2011 -) μπορεί να βρεθεί: <https://github.com/PyCOMPLETE/PyECLOUD>

```

27 # Copyright CERN, Geneva 2011 – Copyright and any other
28 # appropriate legal protection of this computer program and
29 # associated documentation reserved in all countries of the
30 # world.
31 #
32 # Organizations collaborating with CERN may receive this program
33 # and documentation freely and without charge.
34 #
35 # CERN undertakes no obligation for the maintenance of this
36 # program, nor responsibility for its correctness, and accepts
37 # no liability whatsoever resulting from its use.
38 #
39 # Program and documentation are provided solely for the use of
40 # the organization to which they are distributed.
41 #
42 # This program may not be copied or otherwise distributed
43 # without permission. This message must be retained on this and
44 # any other authorized copies.
45 #
46 # The material cannot be sold. CERN should be given credit in
47 # all references.
48 #
49 # End-preamble
50
51 from numpy import sqrt, exp
52 from numpy.random import rand
53
54 def yield_fun2(E, costheta, Emax, del_max, R0, E0, s,
55               flag_costheta_delta_scale=True, flag_costheta_Emax_shift=True):
56
57     if flag_costheta_delta_scale:
58         del_max_tilde=del_max*exp(0.5*(1.-costheta))
59     else:
60         del_max_tilde=del_max
61
62     if flag_costheta_Emax_shift:
63         E_max_tilde=Emax*(1.+0.7*(1.-costheta))
64     else:
65         E_max_tilde=Emax
66
67     x=E/E_max_tilde
68
69     true_sec=del_max_tilde*(s*x)/(s-1.+x**s)
70     reflected=R0*((sqrt(E)-sqrt(E+E0))/(sqrt(E)+sqrt(E+E0)))**2.
71
72     delta=true_sec+reflected
73     ref_frac=0.*delta
74     mask_non_zero=(delta>0)
75     ref_frac[mask_non_zero]=reflected[mask_non_zero]/delta[mask_non_zero]

```

```

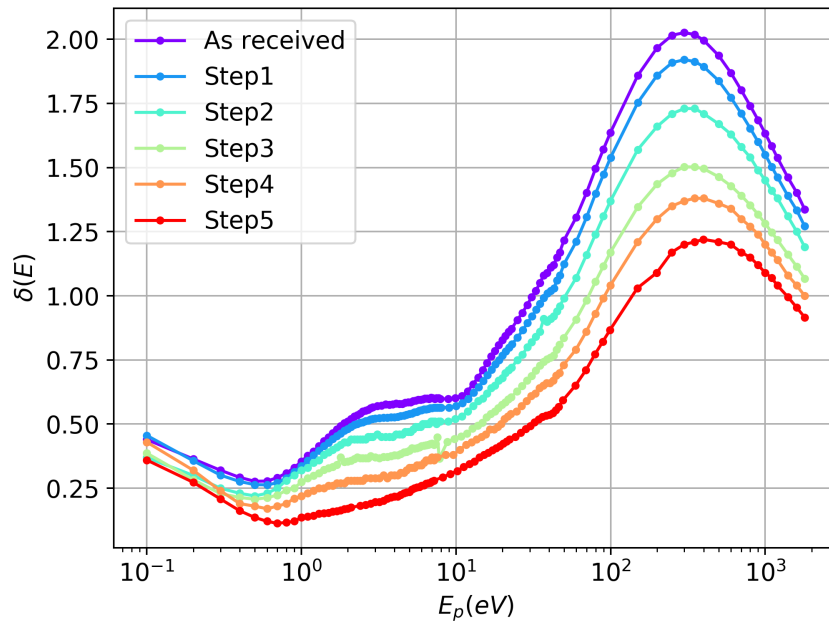
75 ]
76     return delta , ref_frac
77
78
79 class SEY_model_ECLOUD:
80     def __init__(self , Emax,del_max,R0,E0=150., s=1.35,
81     flag_cotheta_delta_scale=True, flag_cotheta_Emax_shift=True):
82         self.Emax = Emax
83         self.del_max = del_max
84         self.R0 = R0
85         self.E0 = E0
86         self.s = s
87         self.flag_cotheta_delta_scale = flag_cotheta_delta_scale
88         self.flag_cotheta_Emax_shift = flag_cotheta_Emax_shift
89
90         print 'Secondary emission model: ECLOUD E0=%0.4f s=%0.4f' % (
91         self.E0, self.s)
92
93     def SEY_process(self , nel_impact ,E_impact_eV, cotheta_impact ,
94     i_impact):
95         yield , ref_frac = yield_fun2(
96         E_impact_eV, cotheta_impact , self.Emax, self.del_max, self.
97         R0, E0=self.E0, s=self.s,
98         flag_cotheta_delta_scale=self.flag_cotheta_delta_scale
99         , flag_cotheta_Emax_shift=self.flag_cotheta_Emax_shift)
100         flag_elast=(rand(len(ref_frac))<ref_frac)
101         flag_truesec=~(flag_elast)
102         nel_emit=nel_impact*yield
103
104         return nel_emit , flag_elast , flag_truesec

```

Με τις παραπάνω τροποποιήσεις, ο κώδικας μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη σύγκριση των δύο μοντέλων.

### 3.4 Επεξεργασία των δεδομένων input

Όπως προαναφέρθηκε, τα δεδομένα για την καμπύλη SEY δίνονται σε αρχεία txt (Petit V., CERN, TE-VSC) σε δύο στήλες, μία για την ενέργεια και μία για την αντίστοιχη τιμή SEY. Λαμβάνουμε έξι καμπύλες δευτερογενούς εκπομπής που αντιστοιχούν στις μετρήσεις *As\_received* (δείγμα χαλκού χωρίς επεξεργασία) και *Step1* έως *Step5* στις οποίες αντιστοιχεί διαφορετικό στάδιο βομβαρδισμού του υλικού με ηλεκτρόνια. Στο Σχήμα 3.3, παρουσιάζονται οι διαφορετικές καμπύλες δευτερογενούς εκπομπής σε λογαριθμική κλίμακα.



Σχήμα 3.3: Καμπύλες SEY όπως προκύπτουν από μετρήσεις (Petit V., CERN, TE-VSC)

### 3.4.1 Resampling

Είναι απαραίτητο τα δεδομένα αυτά να δοθούν στον κώδικα ως inputs. Ωστόσο, ο κώδικας δέχεται μόνο ομοιόμορφα κατανομημένους πίνακες. Έτσι, απαιτείται resampling των δεδομένων. Για τη διαδικασία αυτή χρησιμοποιούμε το αρχείο `resample_sey.py`:

```

1 from __future__ import division, print_function
2 import numpy as np
3 import scipy.io as sio
4
5
6 def get_linear_extrapolation_parameters(x, y, range_extrapolate_right):
7     # Find fit parameters for energies that extend the measured ranges
8     mask_xx_fit = x > (x.max() - range_extrapolate_right)
9     xx_fit = x[mask_xx_fit]
10    if len(xx_fit) < 2:
11        raise ValueError('Range for SEY fit is too small! You may have
12        to increase the range_extrapolate_right parameter!')
13    yy_fit = y[mask_xx_fit]
14    extrapolate_grad, extrapolate_const = np.polyfit(xx_fit, yy_fit, 1)

```

```

15     return extrapolate_grad, extrapolate_const
16
17
18 def resample_sey_data(energy_eV_samples, sey_true_samples,
19 sey_elast_samples, uniform_dE, range_extrapolate_right):
20
21     energy_eV_0 = np.array(energy_eV_samples, dtype=float)
22     sey_true_0 = np.array(sey_true_samples, dtype=float)
23     sey_elast_0 = np.array(sey_elast_samples, dtype=float)
24
25     # Build equally spaced arrays that are used by the interp function
26     energy_eV = np.arange(energy_eV_0.min(), energy_eV_0.max()+
27 uniform_dE*.5, uniform_dE)
28
29     sey_true = np.interp(energy_eV, energy_eV_0, sey_true_0)
30     extrapolate_grad_true, extrapolate_const_true =
31     get_linear_extrapolation_parameters(energy_eV, sey_true,
32     range_extrapolate_right)
33
34     sey_elast = np.interp(energy_eV, energy_eV_0, sey_elast_0)
35     extrapolate_grad_elast, extrapolate_const_elast =
36     get_linear_extrapolation_parameters(energy_eV, sey_elast,
37     range_extrapolate_right)
38
39     resampled = {
40         'energy_eV': energy_eV,
41         'sey_true': sey_true,
42         'sey_elast': sey_elast,
43         'extrapolate_grad_true': extrapolate_grad_true,
44         'extrapolate_const_true': extrapolate_const_true,
45         'extrapolate_grad_elast': extrapolate_grad_elast,
46         'extrapolate_const_elast': extrapolate_const_elast,
47     }
48
49     return resampled

```

Για να βεβαιωθούμε ότι η διαδικασία του resampling έχει πραγματοποιηθεί σωστά, δημιουργούμε ένα δοκιμαστικό τεστ με προσιπτώσεις ηλεκτρονίων όπως φαίνεται στο script 001\_resampleData.py:

```

1 import numpy as np
2 import matplotlib.pyplot as plt
3
4 import os
5 import sys
6
7 import resample_sey as rss
8
9

```

```

10 fname_txt_file = 'Step6.txt'
11 fname_unif_matfile = 'sey_Step6.mat'
12 delta_E_unif_eV = 2.
13 range_for_extrap_eV = 300.
14
15 #####
16 # Loading table from lab measurements #
17 #####
18 data_table = np.loadtxt(fname_txt_file, skiprows=1)
19 data_energy_eV = data_table[:, 0]
20 data_SEY = data_table[:, 1]
21
22
23 #####
24 # Resample data #
25 #####
26 dict_resampled = rss.resample_sey_data(energy_eV_samples =
    data_energy_eV,
27
28                                     sey_true_samples = data_SEY,
29                                     sey_elast_samples = data_SEY*0.,
30                                     uniform_dE =
    delta_E_unif_eV,
31
32                                     range_extrapolate_right =
    range_for_extrap_eV)
33 #####
34 # Save resampled data #
35 #####
36 import scipy.io as sio
37 sio.savemat(fname_unif_matfile,
38             dict_resampled,
39             oned_as = 'row')
40 os.system('cp {} mat_files/'.format(fname_unif_matfile))
41 os.system('rm {}'.format(fname_unif_matfile))
42 #####
43 # Test extrapolation using run-time SEY routine #
44 #####
45
46 #import PyECLoud code
47 current_working_directory = os.getcwd()
48 folder_PyECLoud = current_working_directory.split('/sim_workspace/
    sey_lab_resample')[0] + '/PyECLoud'
49 sys.path.append(folder_PyECLoud) #PyECLoud folder
50 import sec_emission_model_from_file as semf
51
52 # Create SecEmission object (as used in simulation)
53 se_obj = semf.Sey_model_from_file(sey_file = dict_resampled,
54                                     flag_factor_costheta = True)

```



```

55
56 # Test impacts
57 N_ele_test = 10000
58 ene_eV_max_test = 3000.
59 ene_test_eV = np.linspace(0., ene_eV_max_test, N_ele_test)
60 nel_impact = ene_test_eV*0.+1.
61 costheta_impact = ene_test_eV*0.+1.
62
63 sey_test, refl, notrefl = se_obj.SEY_process(nel_impact      =
        nel_impact,
64                                             E_impact_eV      =
        ene_test_eV,
65                                             costheta_impact =
        costheta_impact,
66                                             i_impact       = None)
67
68 #####
69 # Plotting the curves #
70 #####
71 plt.close('all')
72 fig = plt.figure(1)
73 fname_png = fname_txt_file.split('.')[0]
74
75 ## True
76 sp1 = plt.subplot(2,1,1)
77 plt.title(fname_png)
78 # measurements
79 plt.plot(data_energy_eV, data_SEY, 'o',label='measurements')
80 # resampled
81 plt.plot(dict_resampled['energy_eV'], dict_resampled['sey_true'], 'r.-',
        label='resampled')
82 # impact test
83 plt.plot(ene_test_eV, sey_test, 'g',label='impact test')
84
85 plt.ylabel('$\delta (E)$')
86 plt.legend(loc='best')
87 plt.grid('on')
88
89 ## Elast (it is 0)
90 sp2 = plt.subplot(2,1,2, sharex=sp1)
91 # measurements
92 plt.plot(dict_resampled['energy_eV'], dict_resampled['sey_elast'], 'r.-',
        )
93 # resampled
94 plt.plot(data_energy_eV, data_SEY*0, 'o')
95 # impact test
96 #~ plt.plot(ene_test_eV, sey_test, 'g')
97
98 plt.xlabel('$E_p(eV)$')

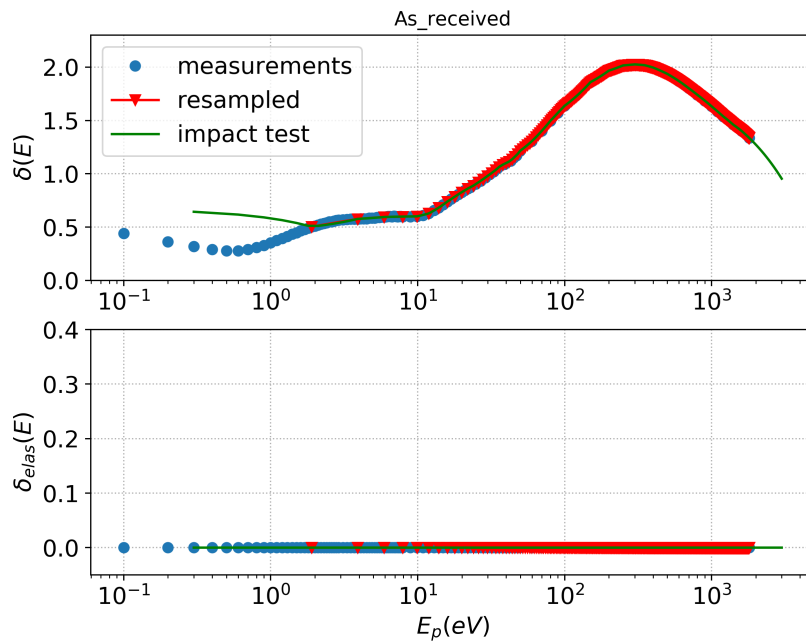
```

```

99 plt.ylabel( '$\delta(E)$' )
100 plt.grid( 'on' )
101
102 # Saving
103 fig.savefig( 'curve_plots / {}.png'.format(fname_png) )
104
105 plt.show()

```

Στο Σχήμα 3.4 φαίνεται το αποτέλεσμα του τεστ με τα προσπίπωνα ηλεκτρόνια. Παρατηρούμε συμφωνία των τριών καμπυλών (μετρήσεις, resampled, τεστ πρόσπτωσης) και συμπεραίνουμε ότι το resampling πραγματοποιήθηκε επιτυχώς. Μπορούμε, επομένως, να χρησιμοποιήσουμε τα resampled δεδομένα αντί των μετρήσεων καθώς αναπαράγουν το ίδιο αποτέλεσμα.



Σχήμα 3.4: Τεστ για τα resampled δεδομένα. Στο άνω διάγραμμα απεικονίζεται η πραγματική συνιστώσα ενώ στο κάτω η ελαστική (μηδενική όπως και αναμένεται). Με μπλε οι μετρήσεις, κόκκινο τα resampled και πράσινο το τεστ με προσπίπωνα ηλεκτρόνια. Παρατηρούμε πως οι τρεις καμπύλες συμπίπτουν και άρα το resampling πραγματοποιήθηκε επιτυχώς.

### 3.4.2 Αρχείο input

Στη συνέχεια παρουσιάζεται ένα τυπικό αρχείο input όσον αφορά τη δευτερογενή εκπομπή (`secondary_emission_parameters.input`):

```
1 # secondary emission model
2
3 switch_model = 'from_file'
4 sey_file = '/afs/cern.ch/work/l/lbitsiko/sim_workspace/sey_lab_CosOFF/
5   sey_lab_IntesityScans/LHC_Drift_6500GeV_0.0_to_2.5e11ppb/
6   sey_mat_files/sey_Step1.mat'
7
8
9 # hilleret model for sec. emission
10 E_th=35.;
11 sigmafit = 1.0828;
12 mufit = 1.6636;
13
14 switch_no_increase_energy=0
15 thresh_low_energy=-1
16
17 scrub_en_th=20.#eV
18
19 secondary_angle_distribution = 'cosine_3D'
```

Η μεταβλητή `switch_model` χρησιμοποιείται για να επιλεγθούν τα διαφορετικά μοντέλα δευτερογενούς εκπομπής:

- `switch_model = 0` ή `'ECLLOUD'` για το μοντέλο Cimino et al. που χρησιμοποιείται στον κώδικα PyECLLOUD.
- `switch_model = 'ACC_LOW'` για αντιμετώπιση των χαμηλοενεργειακών κρούσεων με μεγαλύτερη ακρίβεια.
- `switch_model = 'ECLLOUD_nunif'` για το μοντέλο Cimino et al. με πληροφορίες για τη δευτερογενή εκπομπή στο αρχείο με το σχήμα του θαλάμου.
- `switch_model = 'cos_low_ene'` για συνημιτονοειδή εξάρτηση στις χαμηλές ενέργειες.
- `switch_model = 'flat_low_ene'` για σταθερή τιμή στις χαμηλές ενέργειες
- `switch_model = 'from_file'` για interpolation καμπύλης που εισάγεται από το χρήστη.

Στη συνέχεια ακολουθεί η περιγραφή όλων των μεταβλητών που χρησιμοποιούνται σε ένα τυπικό αρχείο `inputsγια τη δευτερογενή εκπομπή (secondary_emission_parameters.input)`:

- `sey_file`: είναι απαραίτητη για το μοντέλο δευτερογενούς εκπομπής. Δέχεται ως τιμή το `path` σε αρχείο που προσδιορίζει τα ανακλώμενα και πραγματικώς δευτερεύοντα ηλεκτρόνια (αρχείο με δεδομένα για καμπύλη SEY).
- `flag_costheta_delta_scale`: εάν ενεργοποιηθεί το μέγιστο της καμπύλης SEY των πραγματικά δευτερεύοντων ηλεκτρονίων,  $\delta_{max}$ , αυξάνεται ως συνάρτηση της γωνίας πρόσπτωσης των ηλεκτρονίων σύμφωνα με τη σχέση (1.10). Η default τιμή είναι `True`.
- `flag_costheta_Emax_shift`: εάν ενεργοποιηθεί η θέση μεγίστου της καμπύλης SEY των πραγματικά δευτερεύοντων ηλεκτρονίων,  $E_{max}$ , αυξάνεται ως συνάρτηση της γωνίας πρόσπτωσης των ηλεκτρονίων σύμφωνα με τη σχέση (1.10). Η default τιμή είναι `True`.
- `E_th`: Η μέγιστη ενέργεια των πραγματικά δευτερεύοντων ηλεκτρονίων.
- `sigmafit`: Η παράμετρος  $\sigma_{true}$  της λογαριθμικής κατανομής του ενεργειακού φάσματος των πραγματικά δευτερεύοντων ηλεκτρονίων. Η τιμή που λαμβάνει στο μοντέλο Cimino et al. του κώδικα PyECLOUD είναι:  $\sigma_{true} = 1.0828$  (σχέση (1.9))
- `mufit`: Η παράμετρος  $\mu_{true}$  της λογαριθμικής κατανομής του ενεργειακού φάσματος με τιμή  $\mu_{true} = 1.6636$  στο μοντέλο Cimino et al. του μοντέλου PyECLOUD (σχέση (1.9))
- `switch_no_increase_energy`: Εάν δοθεί τιμή 1 στη συγκεκριμένη μεταβλητή, πραγματοποιείται έλεγχος ότι τα πραγματικώς δευτερεύοντα ηλεκτρόνια δεν έχουν μεγαλύτερη ενέργεια από τα αντίστοιχα προσπίπτοντα ηλεκτρόνια. Εν γένει, το συγκεκριμένο χαρακτηριστικό δεν ενεργοποιείται.
- `thresh_low_energy`: Μέγιστη ενέργεια για την οποία πραγματοποιείται ο έλεγχος στις ενέργειες.
- `scrub_en_th`: Η ελάχιστη ενέργεια των ηλεκτρονίων `scrubbing` (για υπολογισμούς του ρεύματος `scrubbing`)
- `secondary_angle_distribution`: Μπορεί να λάβει τις τιμές `'cosine_2D'` ή `'cosine_3D'`. Για κάθε νέο ηλεκτρόνιο η γωνία  $\theta$

περιγράφει τη γωνία μεταξύ της κάθετης στην επιφάνεια και του αρχικού διανύσματος της ταχύτητας. Είναι:

$$\frac{dn}{d\theta} = \cos \theta \quad \text{ή} \quad \frac{dn}{d\theta} = \cos \theta \sin \theta, \quad (3.1)$$

για 2D και 3D αντίστοιχα. Η πιο ακριβής είναι η 3D συνημιτονοειδής κατανομή που λαμβάνει υπ' όψιν το στοιχείο της επιφάνειας  $\sin \theta$  σε σφαιρικές συντεταγμένες.

### 3.5 Προσομοιώσεις και σύγκριση των μοντέλων

#### 3.5.1 Παράμετροι προσομοίωσης

Πραγματοποιούμε προσομοιώσεις δημιουργίας EC με χρήση του μοντέλου των μετρήσεων SEY και με χρήση του μοντέλου Cimino et al. για το θάλαμο δέσμης του LHC με σκοπό τη σύγκριση των αποτελεσμάτων τους. Χρησιμοποιούμε τις εξής παραμέτρους:

- $\delta_{max}$ : Οι μέγιστες τιμές του  $\delta(E)$  που χρησιμοποιούνται στις προσομοιώσεις του μοντέλου Cimino et al. υπολογίζονται γραφικά από τις καμπύλες των μετρήσεων.

filename	$\delta_{max}$
As_received	2.02
Step1	1.91
Step2	1.72
Step3	1.50
Step4	1.38
Step5	1.20
Step6	1.14

- Για το μαγνητικό πεδίο επιλέγεται η προσομοίωση διπολικού πεδίου έντασης  $7.73495T$  καθώς και περιοχής κενής μαγνητικού πεδίου
- ένταση της δέσμης: επιλέγονται τιμές από  $(0.0 \sim 2.5) \times 10^{11} ppb$  (πρωτόνια ανα δέσμη,  $ppb$ : ακρωνύμιο του protons per bunch) με βήμα  $0.1 \times 10^{11} ppb$
- η γωνιακή εξάρτηση απενεργοποιείται. Οι λόγοι πίσω από τη συγκεκριμένη προσέγγιση θα επεξηθούν στη συνέχεια.

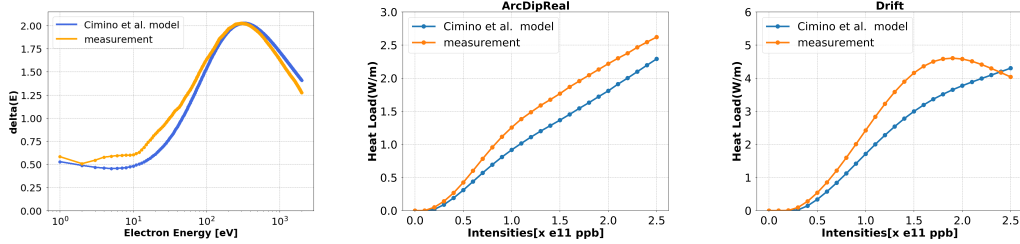
- τα ελαστικώς σκεδαζόμενα ηλεκτρόνια αντιμετωπίζονται ως πραγματικώς δευτερεύοντα τόσο στις προσομοιώσεις με το σύνθητες μοντέλο του κώδικα PyECLOUD όσο και με το μοντέλο των μετρήσεων για την καμπύλη SEY. Η συγκεκριμένη προσέγγιση δικαιολογείται στη συνέχεια.

### 3.5.2 Σύγκριση παρατηρήσιμων ποσοτήτων

Σημαντικότερη όλων των παρατηρήσιμων ποσοτήτων είναι το θερμικό φορτίο στα τοιχώματα του θαλάμου από τα προσπίπτοντα ηλεκτρόνια καθώς αποτελεί τη σημαντικότερη επίδραση του EC στην απόδοση του επιταχυντή. Είναι αρκετή, επομένως, η ανάλυση της θερμότητας και των σχετικών παρατηρήσιμων ποσοτήτων. Στη συνέχεια, παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων με τη μορφή διαγραμμμάτων θερμικού φορτίου συναρτήσει της έντασης της δέσμης σε αντιδιαστολή με τις αντίστοιχες καμπύλες δευτερογενούς εκπομπής.

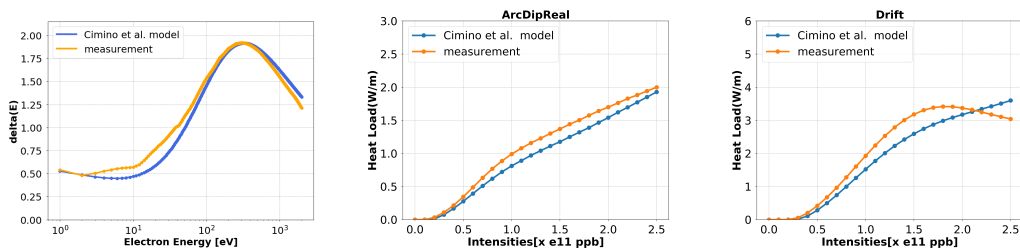
Ακολουθούν ορισμένες παρατηρήσεις για τα Σχήματα 3.5 έως 3.11:

- **Σχήμα 3.5:** Για υψηλό  $\delta_{max}$  παρατηρείται αισθητή διαφορά μεταξύ των καμπύλων δευτερογενούς εκπομπής τόσο στις χαμηλές όσο και στις υψηλές ενέργειες προσπίπτοντων ηλεκτρονίων (Σχήμα 3.5(α) ). Η διαφορά αυτή μεταφράζεται σε ορατή διαφορά μεταξύ των θερμικών φορτίων των δύο μοντέλων τόσο σε περιοχή διπολικού μαγνήτη (Σχήμα 3.5(β) ) όσο και σε περιοχή χωρίς μαγνητικό πεδίο (Σχήμα 3.5(γ) ). Αξίζει να σημειωθεί ότι το θερμικό φορτίο σε περιοχή χωρίς μαγνητικό πεδίο αλλάζει κλίση (άνω των  $1.5 \times 10^{11} ppb$ ) για το μοντέλο των μετρήσεων, κάτι που δεν λαμβάνεται υπ' όψιν στο μοντέλο Cimino et al.
- **Σχήματα 3.6 και 3.7:** Όσο μικρότερο το  $\delta_{max}$  τόσο μικρότερη η διαφορά στα θερμικά φορτία.
- **Σχήμα 3.8:** Για μικρά  $\delta_{max}$  η εξάρτηση του θερμικού φορτίου από την ένταση της δέσμης σταθεροποιείται για εντάσεις άνω των  $0.5 \times 10^{11} ppb$ .
- **Σχήματα 3.9, 3.10 και 3.11:** Σχεδόν μηδενικά θερμικά φορτία για περιοχή  $\delta(E)$  άνω του multipacting threshold . Δεν παρατηρείται διαφορά στις θερμότητες ανεξάρτητα από την ορατή διαφορά στις καμπύλες δευτερογενούς εκπομπής. Συμπεραίνουμε πως στη διαδικασία εναπόθεσης θερμότητας επικρατούν τα φωτοηλεκτρόνια (ηλεκτρόνια από φωτοηλεκτρικό φαινόμενο).



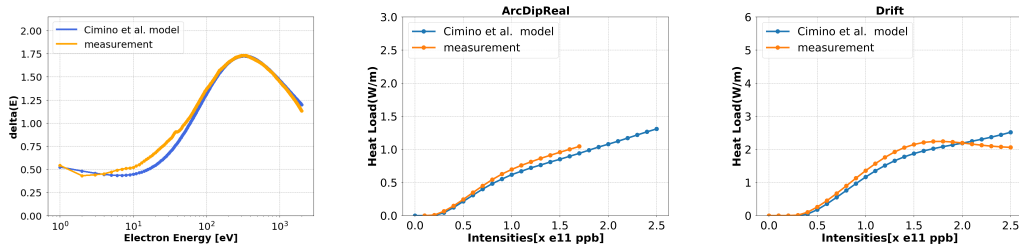
(α) Καμπύλες δευτερογενούς εκπομπής ( $\delta(E)$ ) συναρτήσεως  $E[eV]$  (β) Θερμικό φορτίο [ $W/m$ ] συναρτήσεως έντασης δέσμης [ $ppb$ ], διπολικός μαγνήτης (γ) Θερμικό φορτίο [ $W/m$ ] συναρτήσεως έντασης δέσμης [ $ppb$ ], περιοχή μηδενικού μαγνητικού πεδίου

Σχήμα 3.5: Σύγκριση αποτελεσμάτων για το μοντέλο μετρήσεων  $As\_received$  ( $\delta_{max} = 2.02$ ). Με πορτοκαλί χρώμα απεικονίζεται η προσομοίωση με χρήση του αρχείου  $As\_received$  ενώ με μπλέ η προσομοίωση του μοντέλου Cimino et al.



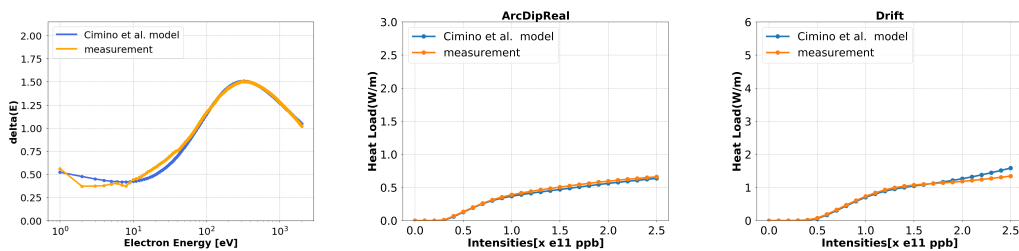
(α) Καμπύλες δευτερογενούς εκπομπής ( $\delta(E)$ ) συναρτήσεως  $E[eV]$  (β) Θερμικό φορτίο [ $W/m$ ] συναρτήσεως έντασης δέσμης [ $ppb$ ], διπολικός μαγνήτης (γ) Θερμικό φορτίο [ $W/m$ ] συναρτήσεως έντασης δέσμης [ $ppb$ ], περιοχή μηδενικού μαγνητικού πεδίου

Σχήμα 3.6: Σύγκριση αποτελεσμάτων για το μοντέλο μετρήσεων  $Step1$  ( $\delta_{max} = 1.91$ ). Με πορτοκαλί χρώμα απεικονίζεται η προσομοίωση με χρήση του αρχείου  $Step1$  ενώ με μπλέ η προσομοίωση του μοντέλου Cimino et al.



(α) Καμπύλες δευτερογενούς εκπομπής ( $\delta(E)$ ) συναρτήσει  $E[eV]$  (β) Θερμικό φορτίο [ $W/m$ ] συναρτήσει έντασης δέσμης [ $ppb$ ], διπολικός μαγνήτης (γ) Θερμικό φορτίο [ $W/m$ ] συναρτήσει έντασης δέσμης [ $ppb$ ], περιοχή μηδενικού μαγνητικού πεδίου

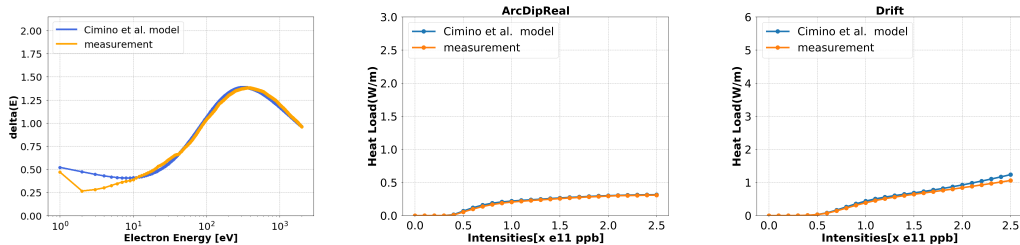
Σχήμα 3.7: Σύγκριση αποτελεσμάτων για το μοντέλο μετρήσεων Step2 ( $\delta_{max} = 1.72$ ). Με πορτοκαλί χρώμα απεικονίζεται η προσομοίωση με χρήση του αρχείου Step2 ενώ με μπλέ η προσομοίωση του μοντέλου Cimino et al.



(α) Καμπύλες δευτερογενούς εκπομπής ( $\delta(E)$ ) συναρτήσει  $E[eV]$  (β) Θερμικό φορτίο [ $W/m$ ] συναρτήσει έντασης δέσμης [ $ppb$ ], διπολικός μαγνήτης (γ) Θερμικό φορτίο [ $W/m$ ] συναρτήσει έντασης δέσμης [ $ppb$ ], περιοχή μηδενικού μαγνητικού πεδίου

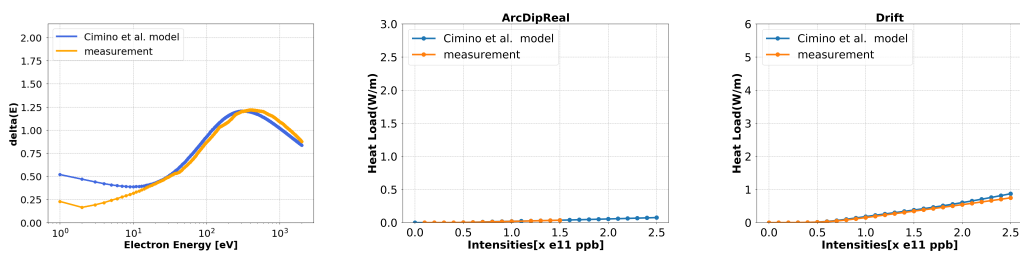
Σχήμα 3.8: Σύγκριση αποτελεσμάτων για το μοντέλο μετρήσεων Step3 ( $\delta_{max} = 1.50$ ). Με πορτοκαλί χρώμα απεικονίζεται η προσομοίωση με χρήση του αρχείου Step3 ενώ με μπλέ η προσομοίωση του μοντέλου Cimino et al.





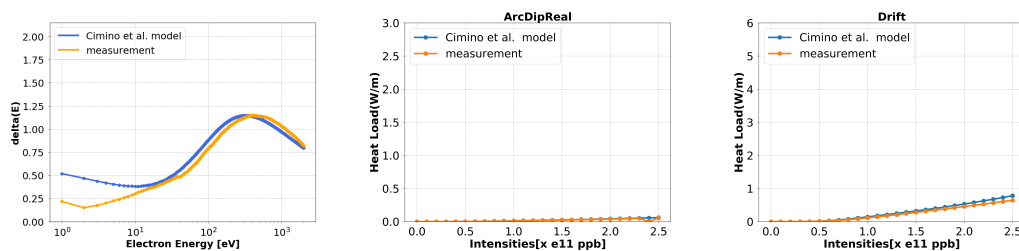
(α) Καμπύλες δευτερογενούς εκπομπής  $\delta(E)$  συναρτήσει  $E[eV]$  (β) Θερμικό φορτίο  $[W/m]$  συναρτήσει έντασης δέσμης  $[ppb]$ , διπολικός μαγνήτης (γ) Θερμικό φορτίο  $[W/m]$  συναρτήσει έντασης δέσμης  $[ppb]$ , περιοχή μηδενικού μαγνητικού πεδίου

Σχήμα 3.9: Σύγκριση αποτελεσμάτων για το μοντέλο μετρήσεων Step4 ( $\delta_{max} = 1.38$ ). Με πορτοκαλί χρώμα απεικονίζεται η προσομοίωση με χρήση του αρχείου Step4 ενώ με μπλέ η προσομοίωση του μοντέλου Cimino et al.



(α) Καμπύλες δευτερογενούς εκπομπής  $\delta(E)$  συναρτήσει  $E[eV]$  (β) Θερμικό φορτίο  $[W/m]$  συναρτήσει έντασης δέσμης  $[ppb]$ , διπολικός μαγνήτης (γ) Θερμικό φορτίο  $[W/m]$  συναρτήσει έντασης δέσμης  $[ppb]$ , περιοχή μηδενικού μαγνητικού πεδίου

Σχήμα 3.10: Σύγκριση αποτελεσμάτων για το μοντέλο μετρήσεων Step5 ( $\delta_{max} = 1.20$ ). Με πορτοκαλί χρώμα απεικονίζεται η προσομοίωση με χρήση του αρχείου Step5 ενώ με μπλέ η προσομοίωση του μοντέλου Cimino et al.



(α) Καμπύλες δευτερογενούς εκπομπής  $\delta(E)$  συναρτήσει  $E[eV]$  (β) Θερμικό φορτίο  $[W/m]$  συναρτήσει έντασης δέσμης  $[ppb]$ , διπολικός μαγνήτης (γ) Θερμικό φορτίο  $[W/m]$  συναρτήσει έντασης δέσμης  $[ppb]$ , περιοχή μηδενικού μαγνητικού πεδίου

Σχήμα 3.11: Σύγκριση αποτελεσμάτων για το μοντέλο μετρήσεων Step6 ( $\delta_{max} = 1.14$ ). Με πορτοκαλί χρώμα απεικονίζεται η προσομοίωση με χρήση του αρχείου Step6 ενώ με μπλέ η προσομοίωση του μοντέλου Cimino et al.

### 3.5.3 Αποτελέσματα προσομοιώσεων

Το μοντέλο Cimino et al. αποτελεί αδιαμφισβήτητα ένα αρκετά καλό αναλυτικό μοντέλο της διαδικασίας δευτερογενούς εκπομπής. Ωστόσο, η υπολογιστική ισχύς των σύγχρονων υπολογιστών επιτρέπει τη χρήση αρχείων μετρήσεων για τις καμπύλες δευτερογενούς εκπομπής. Αναλύοντας τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων από τη σύγκριση των δύο μοντέλων (Cimino et al. και αρχεία μετρήσεων) παρατηρούμε σημαντικές διαφορές τόσο στις καμπύλες δευτερογενούς εκπομπής όσο και στα παραγόμενα θερμικά φορτία. Ιδιαίτερα σημαντική διαφορά, μεταξύ του μοντέλου Cimino et al. και των αρχείων μετρήσεων, αποτελεί η αλλαγή της κλίσης του θερμικού φορτίου για ένταση δέσμης  $\leq 1.5 \times 10^{11} ppb$  σε περιοχή κενή μαγνητικών πεδίων. Οι διαφορές των θερμικών φορτίων μειώνονται για μικρότερα  $\delta_{max}$  και τείνουν σε μηδενικά θερμικά φορτία για  $\delta_{max} \leq 1.2$ . Λαμβάνοντας υπ' όψιν τα διαθέσιμα δεδομένα για τα αρχεία δευτερογενούς εκπομπής, είναι απαραίτητη η απενεργοποίηση της γωνιακής εξάρτησης. Επίσης, τα ελαστικώς σκεδαζόμενα ηλεκτρόνια πρέπει να αντιμετωπιστούν ως πραγματικά δευτερεύοντα. Οι συγκεκριμένες προσεγγίσεις αναλύονται στην επόμενη παράγραφο.

### 3.6 Απαραίτητες προσεγγίσεις

Για τη μελέτη της ισχύος των παραπάνω προσεγγίσεων (γωνιακή εξάρτηση και ελαστικώς σκεδαζόμενα ηλεκτρόνια) πραγματοποιούμε νέες προσομοιώσεις δημιουργίας EC. Οι προσομοιώσεις χρησιμοποιούν το μοντέλο SEY Cimino et al. μετατρέποντας σε αρχεία δεδομένων input τις καμπύλες. Οι παράμετροι που σκανάρουμε είναι οι εξής:

- $\delta_{max} = 1.0 \sim 1.5$
- ένταση δέσμης:  $0.0 - 2.5 \times 10^{11} ppb$
- ελαστική συνιστώσα ως έχει και ελαστική συνιστώσα ως πραγματικώς δευτερεύουσα (μηδενική ελαστική συνιστώσα και χρήση του συνολικού  $\delta(E)$ )
- περιοχές διπολικού μαγνήτη ( $7.73495T$ ) και κενές πεδίων
- γωνιακή εξάρτηση ενεργοποιημένη και απενεργοποιημένη (για Emax shift και dmax scale)

Όπως και προηγουμένως, μελετάμε τα θερμικά φορτία απο το βομβαρδισμό των ηλεκτρονίων στα τοιχώματα του θαλάμου.

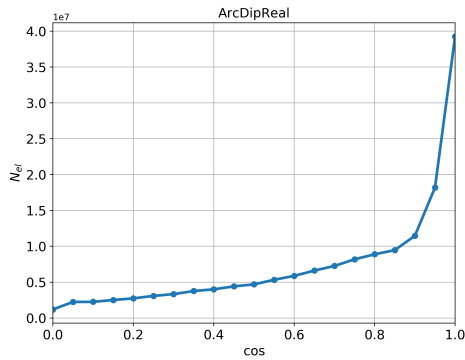
#### 3.6.1 Γωνιακή εξάρτηση

Στις προσομοιώσεις που πραγματοποιήθηκαν στην προηγούμενη παράγραφο αγνοείται η γωνιακή εξάρτηση της καμπύλης δευτερογενούς εκπομπής. Η προσέγγιση αυτή δεν είναι ωστόσο διόλου τυχαία.

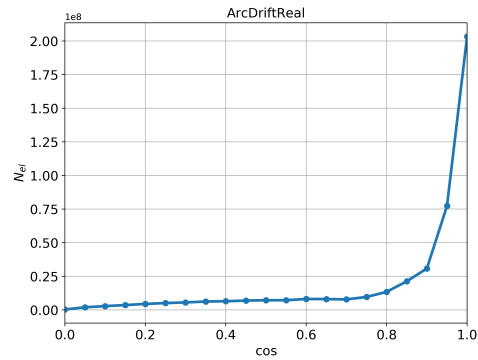
Στα Σχήματα 3.12 (α) και (β) δίνεται η κατανομή των ηλεκτρονίων ως προς τη γωνία πρόσπτωσης για περιοχή διπόλου και περιοχή χωρίς μαγνητικό πεδίο αντίστοιχα. Παρατηρούμε ότι ο μεγαλύτερος αριθμός ηλεκτρονίων συγκεντρώνεται γύρω από την περιοχή  $\cos\theta = 1.0$ . Τα περισσότερα ηλεκτρόνια προσπίπτουν με διεύθυνση κάθετη στην επιφάνεια και επομένως η γωνιακή εξάρτηση μπορεί να αγνοηθεί. Το γεγονός αυτό αντικατοπτρίζεται σε εξαιρετική συμφωνία μεταξύ των παραχθέντων θερμικών φορτίων όπως παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.13.

#### 3.6.2 Ελαστική συνιστώσα

Οι πίνακες δεδομένων μετρήσεων για την καμπύλη SEY δε διακρίνουν τα πραγματικά δευτερεύοντα από τα ελαστικά σκεδαζόμενα ηλεκτρόνια. Στις προσομοιώσεις που προηγήθηκαν επιλέχθηκε η αντιμετώπιση όλων των σκεδαζόμενων ηλεκτρονίων ως πραγματικά δευτερεύοντων. Ο λόγος είναι ότι τόσο

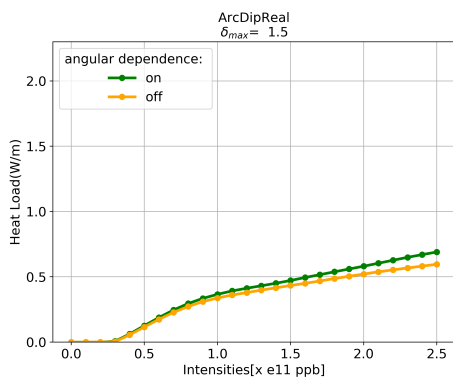


(α) Περιοχή διπολικού μαγνήτη.

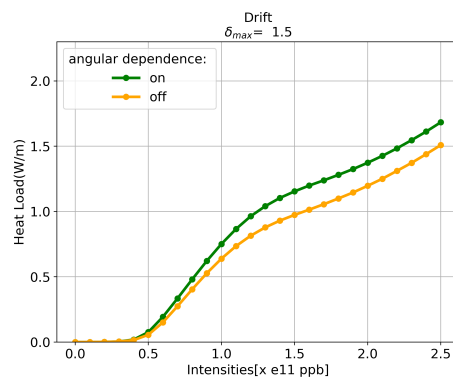


(β) Περιοχή κενή μαγνητικών πεδίων.

Σχήμα 3.12: Γωνιακή κατανομή για προσπίπτοντα ηλεκτρόνια. Το μεγαλύτερο μέρος των ηλεκτρονίων προσπίπτει κάθετα στην επιφάνεια.



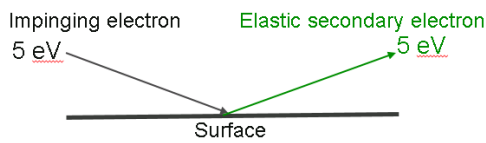
(α) Περιοχή διπολικού μαγνήτη.



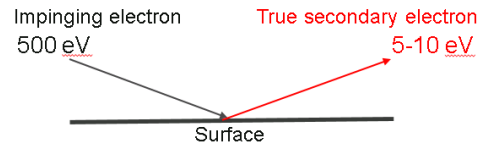
(β) Περιοχή κενή μαγνητικών πεδίων.

Σχήμα 3.13: Θερμικό φορτίο ως προς την ένταση της δέσμης για προσομοιώσεις με χρήση του μοντέλου Cimino et al. . Με πράσινο απεικονίζονται προσομοιώσεις με γωνιακή εξάρτηση ενώ με πορτοκαλί η γωνιακή εξάρτηση είναι απενεργοποιημένη. Και στις δύο περιπτώσεις τα ελαστικά σκεδαζόμενα ηλεκτρόνια αντιμετωπίζονται από τον κώδικα κανονικά.

τα ελαστικώς σκεδαζόμενα όσο και τα πραγματικά δευτερεύοντα ηλεκτρόνια είναι κυρίως χαμηλοενεργειακά (δες Σχήμα 3.14). Πράγματι, η ανάλυση των αποτελεσμάτων των προσομοιώσεων επαληθεύει την υπόθεση αυτή όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.15.

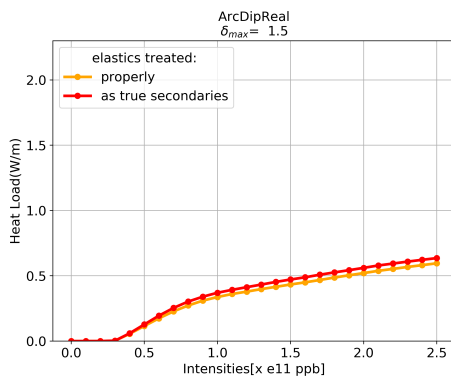


(α) Ελαστική σκέδαση.

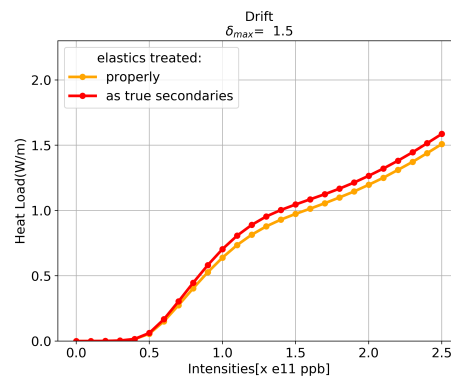


(β) Μη ελαστική σκέδαση.

Σχήμα 3.14: Σχηματική αναπαράσταση ελαστικής (α) και μη ελαστικής (β) σκέδασης ηλεκτρονίων. Τα παραγόμενα ηλεκτρόνια είναι εξίσου χαμηλο-ενεργειακά. Η ενέργεια των παραγόμενων ηλεκτρονίων στην περίπτωση (β) προκύπτει από την λογαριθμική κατανομή. Στην περίπτωση (β), η περίσσεια της ενέργειας του προσπίπτοντος ηλεκτρονίου εναποτίθεται στα τοιχώματα με τη μορφή θερμότητας ενώ ένα μικρό μέρος εκπέμπεται με μορφή ακτινοβολίας.



(α) Περιοχή διπολικού μαγνήτη



(β) Περιοχή κενή μαγνητικού πεδίου.

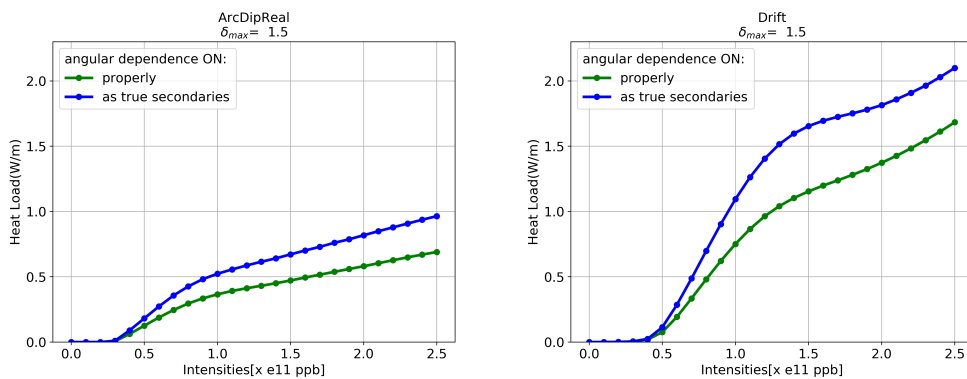
Σχήμα 3.15: Θερμικό φορτίο ως προς την ένταση της δέσμης για προσομοιώσεις με χρήση του μοντέλου Cimino et al. . Με πορτοκαλί απεικονίζονται οι προσομοιώσεις με ελαστικώς σκεδαζόμενα ηλεκτρόνια ενώ με κόκκινο τα ελαστικώς σκεδαζόμενα ηλεκτρόνια αντιμετωπίζονται ως πραγματικώς δευτερεύοντα. Και στις δύο περιπτώσεις η γωνιακή εξάρτηση είναι απενεργοποιημένη. Αξίζει να σημειωθεί ότι η πορτοκαλί καμπύλη (ελαστικώς σκεδαζόμενα ηλεκτρόνια και γωνιακή εξάρτηση απενεργοποιημένη) είναι η ίδια με του Σχήματος 3.13 και επομένως υπάρχει συμφωνία μεταξύ των τριών μοντέλων (πορτοκαλί, κόκκινη και πράσινη καμπύλη).

### 3.6.3 Ελαστικώς σκεδαζόμενα ηλεκτρόνια και γωνιακή εξάρτηση

Τίθεται ωστόσο το ερώτημα για ποιο λόγο δεν ενεργοποιούμε τη γωνιακή εξάρτηση και ταυτόχρονα να αντιμετωπίσουμε τα ελαστικώς σκεδαζόμενα η-

λεκτρόνια ως πραγματικά δευτερεύοντα. Δηλαδή να χρησιμοποιήσουμε τους πίνακες δεδομένων για τις καμπύλες SEY με γωνιακή εξάρτηση. Κάτι τέτοιο θα ήταν ωστόσο πραγματικά καταστροφικό. Προσομοιώνοντας το μοντέλο Cimino et al. με πίνακες δεδομένων για τη συγκεκριμένη περίπτωση ανακαλύπτουμε ότι το θερμικό φορτίο αυξάνεται σημαντικά. Επομένως, η (εσφαλμένη) αντιμετώπιση των ελαστικών ηλεκτρονίων ως πραγματικών δευτερευόντων δίδοντας τους, επιπλέον, γωνιακή εξάρτηση δίνει ένα εσφαλμένα υψηλό θερμικό φορτίο και γι αυτό το λόγο αποφεύγεται (Σχήμα 3.16).

Συμπεραίνουμε ότι η απόκλιση οφείλεται σε λάθος χειρισμό της διαδικασίας δευτερογενούς εκπομπής. Με βάση τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων για το μοντέλο Cimino et al. με τη μορφή αρχείων δεδομένων (μη χρησιμοποιώντας την αναλυτική έκφραση) μπορούμε να εφαρμόσουμε τις απαραίτητες προσεγγίσεις στις προσομοιώσεις που προηγήθηκαν.



(α) Περιοχή διπολικού μαγνήτη

(β) Περιοχή κενή μαγνητικού πεδίου.

Σχήμα 3.16: Θερμικό φορτίο για προσομοιώσεις με χρήση του μοντέλου Cimino et al. ως προς την ένταση της δέσμης. Με πράσινο απεικονίζονται οι προσομοιώσεις με ελαστικώς σκεδαζόμενα ηλεκτρόνια ενώ με μπλε τα ελαστικώς σκεδαζόμενα ηλεκτρόνια αντιμετωπίζονται ως πραγματικώς δευτερεύοντα. Και στις δύο περιπτώσεις η γωνιακή εξάρτηση είναι ενεργοποιημένη. Αξίζει να σημειωθεί ότι η πράσινη καμπύλη (ελαστικώς σκεδαζόμενα ηλεκτρόνια και γωνιακή εξάρτηση ενεργοποιημένη) είναι η ίδια με του Σχήματος 3.13 και επομένως υπάρχει σημαντική διαφορά μεταξύ των μοντέλων.

### 3.7 Επιφανειακές ιδιότητες

Παραπάνω είδαμε πως τα διαφορετικά μοντέλα για την καμπύλη δευτερογενούς εκπομπής παράγουν αποτελέσματα με σημαντική απόκλιση. Η καμπύλη δευτερογενούς εκπομπής είναι, ωστόσο, μόνο ένα μέρος της συνολικής

εικόνας. Για παράδειγμα, η ενέργεια των δευτερευόντων ηλεκτρονίων καθορίζει, επίσης, την πιθανότητα να απορροφηθούν στο επόμενο πέρασμα της σωματιδιακής δέσμης του επιταχυντή. Το μοντέλο του ενεργειακού φάσματος που χρησιμοποιείται στον κώδικα PyECLOUD είναι το εξής (σχέση (1.9)):

$$\frac{dn_{true}}{dE} = \frac{1}{E\sigma_{true}\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\ln E - \mu_{true})^2}{2\sigma_{true}^2}\right) \quad (3.2)$$

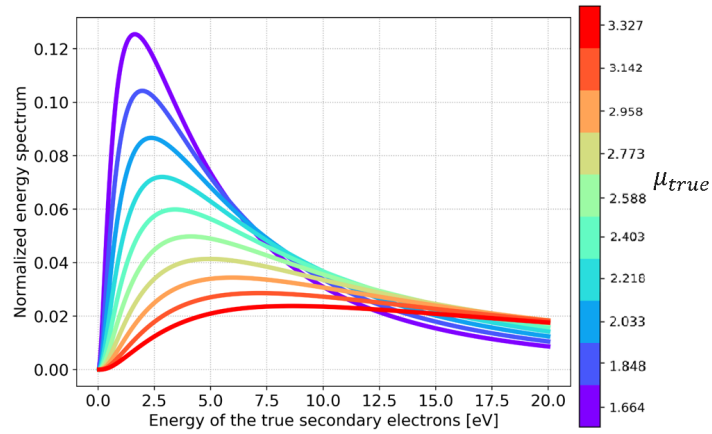
Για τους θαλάμους του LHC χρησιμοποιούνται οι παράμετροι:

- $\sigma_{true} = 1.0828$
- $\mu_{true} = 1.6636$

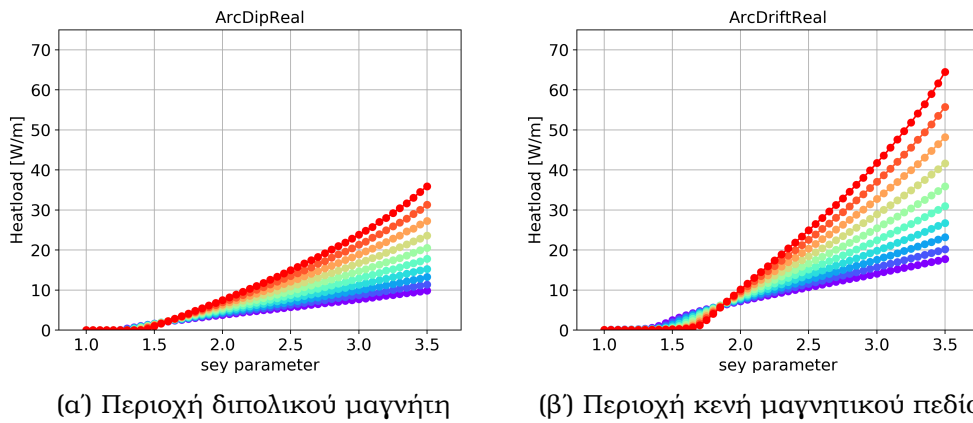
Για τη μελέτη την επίδρασης του ενεργειακού φάσματος στα θερμικά φορτία προσομοιώνουμε δημιουργία EC χρησιμοποιώντας τις εξής παραμέτρους:

- $\delta_{max} = 1.0 \sim 3.5$
- περιοχή διπολικού μαγνήτη ( $7.73495T$ ) και κενή πεδίων
- $\mu_{true}$  με τιμές από 1.6636 (πρότυπη τιμή του μοντέλου) έως 3.3274 (διπλάσιο της πρότυπης τιμής) όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.17.

Στα Σχήματα 3.18 και 3.17 βλέπουμε τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων για το θερμικό φορτίο. Παρατηρούμε σημαντική απόκλιση για διαφορετικές τιμές της παραμέτρου  $\mu_{true}$ . Η σημαντική αυτή αλλαγή αναδεικνύει ένα σημαντικό περιορισμό στις προσομοιώσεις με πειραματικά δεδομένα. Ιδανικά, χρειαζόμαστε μία βάση δεδομένων για μοντέλα δευτερογενούς εκπομπής. Η βάση αυτή είναι απαραίτητο να περιλαμβάνει τόσο τις καμπύλες SEY όσο και το ενεργειακό φάσμα δευτερευόντων ηλεκτρονίων. Χρήσιμο θα ήταν, επίσης, να περιλαμβάνει στοιχεία για διαφορετικά υλικά, διαδικασίες βομβαρδισμού με ηλεκτρόνια (scrubbing) καθώς και άλλες σχετικές παραμέτρους (π.χ. θερμοκρασία, αέρια υπό πίεση). Έτσι, αναλόγως της περίπτωσης προς προσομοίωση, θα μπορούσε να επιλεγεί το κατάλληλο μοντέλο με ισχυρότερες δυνατότητες πρόβλεψης και καλύτερα αποτελέσματα.



Σχήμα 3.17: Κατανομή για τις ενέργειες προσπίπτωντων ηλεκτρονίων για διάφορες τιμές της παραμέτρου  $\mu_{true}$ .



(α) Περιοχή διπολικού μαγνήτη

(β) Περιοχή κενή μαγνητικού πεδίου.

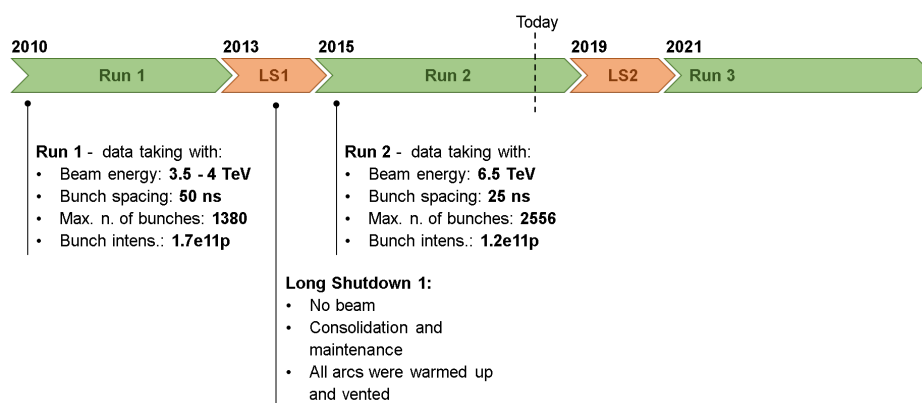
Σχήμα 3.18: Αποτελέσματα προσομοιώσεων για θερμικά φορτία συναρτήσει  $\delta_{max}$  για περιοχή διπολικού μαγνήτη (α) και περιοχή κενή πεδίων (β) για διάφορες τιμές της παραμέτρου  $\mu_{true}$ . Παρατηρούμε σημαντική απόκλιση με την τιμή του  $\mu_{true}$ .



## 4 Εισαγωγή εξαπολικών σφαλμάτων σε περιοχή διπολικού μαγνήτη

### 4.1 Εισαγωγή και κίνητρο προς μελέτη

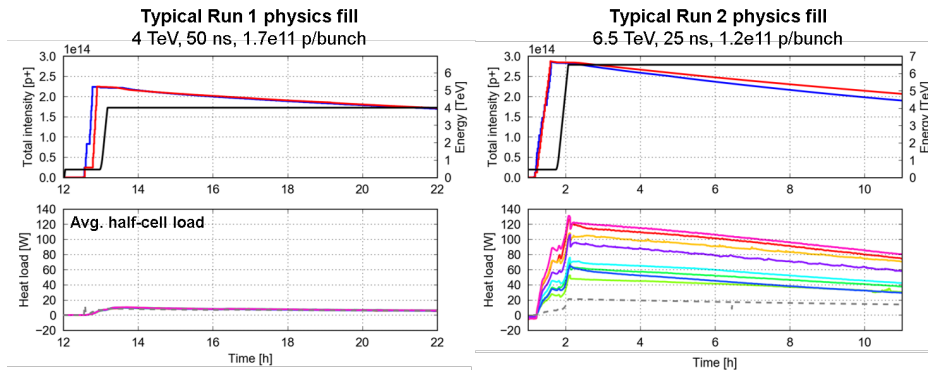
Ένας υπεραγώγιμος διπολικός μαγνήτης αποτελεί σημαντική σχεδιαστική πρόκληση. Είναι γεγονός ότι οι διπολικοί μαγνήτες στρέψης του LHC δεν παράγουν τέλειο διπολικό πεδίο, αλλά περιέχουν σφάλματα και παραμορφώσεις. Οι ατέλειες του παραγόμενου πεδίου είναι το τμήμα που έχει κανείς να πληρώσει για τα μεγάλα ηλεκτρικά ρεύματα ενός υπεραγώγιμου μαγνήτη.



Σχήμα 4.1: Χρονοδιάγραμμα λειτουργίας του LHC. Οι διαφορές στο θερμικό φορτίο σε όμοια στοιχεία του LHC αφορούν τις περιόδους Run 1 και Run 2 . Πιθανότερη εξήγηση αποτελεί ο σχηματισμός ισχυρού EC εξ αιτίας κάποιου αγνώστου παράγοντα κατά το LS1 . Πηγή: Iadarola, G. Electron cloud and heat load in the LHC arcs, Presentation at ABP forum, CERN, Geneva, Switzerland.

Είναι, επίσης, γεγονός ότι κατά το Run 2 του LHC, την δεύτερη περίοδο λειτουργίας του για παραγωγή πολύτιμων δεδομένων (Σχήμα 4.1), παρατηρήθηκε σημαντική διαφορά ως προς το παραχθέν θερμικό φορτίο μεταξύ διαφορετικών μαγνητικών στοιχείων του επιταχυντή (Σχήμα 4.2). Η διαφορά αφορά ακόμα και ταυτόσημα (κατασκευαστικά πανομοιότυπα) στοιχεία σε διαφορετικά μέρη του επιταχυντή και δεν παρουσιάζονταν πριν το Run 2.

Μια σημαντική πρόταση για το αίτιο αυτών των διαφορών είναι ο σχηματισμός EC στα συγκεκριμένα τμήματα. Στα πλαίσια αυτής της υπόθεσης, παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον η προσομοίωση σχηματισμού EC για διπολική περιοχή με εισαγωγή εξαπολικών παραμορφώσεων ώστε να διερευνηθεί η επίπτωση στα παραχθέντα θερμικά φορτία και να εξεταστεί η πιθανότητα



Σχήμα 4.2: Μετρήσεις θερμικών φορτίων στο θάλαμο της δέσμης για το Run1 (αριστερά) και το Run2 (δεξιά). Για το Run1 παρατηρούμε χαμηλά θερμικά φορτία ( $\sim 10W/hcell$ ), συμβατά με την εκτίμηση για εμπέδηση (impedance) και ακτινοβολία σύγχροτρον αλλά και σε συμφωνία για το σύνολο των οκτώ arcs. Αντίθετα, για το Run 2 τα θερμικά φορτία είναι σημαντικά υψηλότερα ( $> 100W/hcell$ ), αρκετά μεγαλύτερα της εκτίμησης για θερμικά φορτία από εμπέδηση και ακτινοβολία σύγχροτρον και παρουσιάζουν σημαντικές διαφορές ανάμεσα στα οκτώ arcs . Πηγή: Iadarola, G.(2018) Electron cloud and heat load in the LHC arcs, Presentation at ABP forum, CERN, Geneva, Switzerland.

το επιπλέον θερμικό φορτίο να οφείλεται σε κατασκευαστικές ατέλειες των διπόλων.

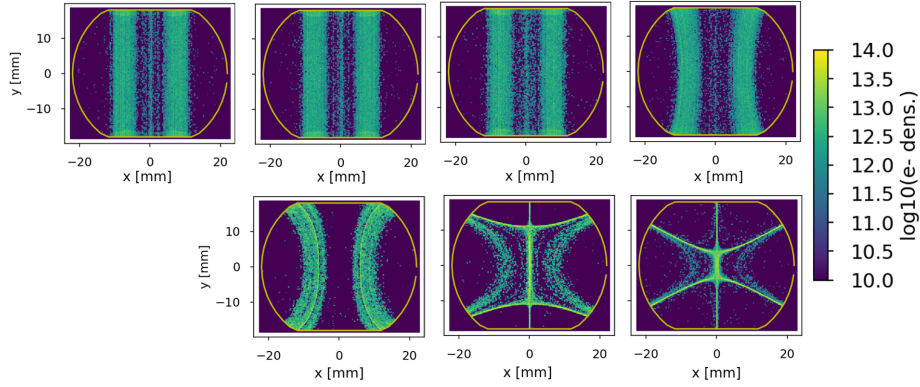
## 4.2 Προσομοιώσεις σχηματισμού EC με εξαπολικά σφάλματα

Προσομοιώνουμε σχηματισμό EC χρησιμοποιώντας τις εξής παραμέτρους:

- Ενέργεια  $6500GeV$
- Διπολικό πεδίο  $7.74T$
- Εξαπολική συνιστώσα  $1.0 \sim 10^6 T/m^2$
- $\delta_{max} = 0.0 \sim 2.0$
- ένταση δέσμης  $1.1 \times 10^{11} ppb$

Μια πρώτη εικόνα της επίδρασης στο μαγνητικό πεδίο των διαφορετικών τιμών της εξαπολικής συνιστώσας φαίνεται στο Σχήμα 4.3. Από  $1.0T/m^2$  έως

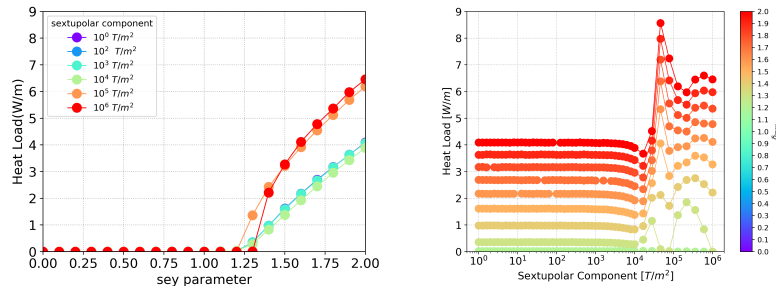
$10^4 T/m^2$  η επίδραση της εξαπολικής συνιστώσας είναι μικρή παραμορφώνοντας ελάχιστα το διπολικό μαγνητικό πεδίο, ενώ κυριαρχεί επί της διπολικής συνιστώσας για  $> 10^6 T/m^2$



Σχήμα 4.3: Στιγμιότυπα σχηματισμού EC στο θάλαμο του LHC για διαφορετικές τιμές της εξαπολικής συνιστώσας. Από αριστερά προς τα δεξιά, οι τιμές της εξαπολικής συνιστώσας είναι:  $10^0 T/m^2$ ,  $10^2 T/m^2$ ,  $10^3 T/m^2$ ,  $10^4 T/m^2$ ,  $2.78 \times 10^4 T/m^2$ ,  $1.29 \times 10^5 T/m^2$ ,  $10^6 T/m^2$ .

Εξετάζουμε ορισμένες χαρακτηριστικές περιπτώσεις εξαπολικών συνιστωσών για να αξιολογήσουμε την επίδραση στα παραχθέντα θερμικά φορτία (Σχήμα 4.4α). Παρατηρούμε ότι για εξαπολικές συνιστώσες έως  $\sim 10^4 T/m^2$  τα παραχθέντα θερμικά φορτία είναι σε συμφωνία (με ελάχιστες αποκλίσεις), ενώ για μεγαλύτερες εξαπολικές συνιστώσες επικρατεί το εξαπολικό πεδίο. Η συγκεκριμένη παρατήρηση γίνεται πιο σαφής εάν δούμε την εξάρτηση του θερμικού φορτίου από την τιμή της εξαπολικής συνιστώσας για διαφορετικές τιμές του  $\delta_{max}$  (Σχήμα 4.4β). Για εξαπολικές συνιστώσες της τάξης μεγέθους των  $10^0 - 10^4 T/m^2$  τα θερμικά φορτία παραμένουν σταθερά. Για εξαπολικές συνιστώσες στην περιοχή των  $10^4 - 10^5 T/m^2$  παρατηρούμε περίεργη συμπεριφορά με απότομη αύξηση στα θερμικά φορτία που ακολουθείται από απότομη μείωση. Η περιοχή αυτή αντιστοιχεί στα παραμορφωμένα διπολικά πεδία του Σχήματος 4.3. Για εξαπολικές συνιστώσες άνω των  $10^6 T/m^2$  τα θερμικά φορτία συγκλίνουν σε τιμές για περιοχή εξαπόλου.

Αξίζει να σημειωθεί ότι η τιμή για το εξαπολικό σφάλμα των διπόλων του LHC είναι της τάξης μεγέθους των  $10^1 - 10^2 T/m^2$ . Μπορούμε με ασφάλεια να συμπεράνουμε ότι οι περιοχές διπολικών μαγνητών του επιταχυντή βρίσκονται στη σταθερή περιοχή του Σχήματος 4.4β. Δεδομένου της διαφοράς δύο τάξεων μεγέθους μεταξύ του threshold των  $10^4 T/m^2$  όπου και παρατηρούνται αλλαγές και της τιμής για τα δίπολα του επιταχυντή ( $10^1 - 10^2 T/m^2$ ), μπορούμε να συμπεράνουμε ότι σφάλματα ανώτερης τάξης σε διπολικούς μαγνήτες



(α) Παραχθέντα θερμικά φορτία (β') Παραχθέντα θερμικά φορτία συναρτήσει  $\delta_{max}$  για χαρακτη- συναρτήσει της τιμής της εξαπο- ριστικές περιπτώσεις εξαπολικής λικής συνιστώσας για διαφορετι- συνιστώσας. κά  $\delta_{max}$ .

Σχήμα 4.4: Διαγράμματα παραχθέντων θερμικών φορτίων για προσομοιώσεις σχηματισμού EC με εισαγωγή εξαπολικών σφαλμάτων σε περιοχή διπολικού μαγνήτη. Παρατηρούμε ότι τα θερμικά φορτία παραμένουν σταθερά για τιμές  $< 10^4 T/m^2$ , με την εξαπολική συνιστώσα να κυριαρχεί για  $> 10^5 T/m^2$

του επιταχυντή δε μπορούν να είναι υπεύθυνα για παρατηρήσιμη διαφορά στα παραχθέντα θερμικά φορτία.

## 5 Συμπεράσματα

Η προσομοίωση είναι ένα ιδιαίτερα δυνατό εργαλείο για τη γρήγορη μελέτη περίπλοκων φαινομένων. Το EC αποτελεί ένα πολύπλοκο φαινόμενο με άμεσες συνέπειες στη λειτουργία των αδρονικών επιταχυντών. Η πληθώρα και ο συνδυασμός των παραμέτρων καθιστά τη μελέτη του μοναδική υπολογιστική πρόκληση.

Στον κώδικα PyECLOUD γίνεται εκτεταμένη χρήση του αναλυτικού μοντέλου Cimino et al.. Όμως, η υπολογιστική δύναμη των σύγχρονων υπολογιστών επιτρέπει τη χρήση πινάκων μετρήσεων έναντι αναλυτικών μοντέλων για τις καμπύλες δευτερογενούς εκπομπής.

Προσομοιώνοντας τη δημιουργία EC είδαμε σημαντικές διαφορές μεταξύ των αποτελεσμάτων προσομοιώσεων με χρήση αρχείων πειραματικών μετρήσεων για τις καμπύλες δευτερογενούς εκπομπής και με χρήση του αναλυτικού μοντέλου. Η παρατηρούμενη απόκλιση αντικατοπτρίζεται τόσο στις ίδιες τις καμπύλες δευτερογενούς εκπομπής όσο και στα διαγράμματα θερμικού φορτίου συναρτήσει της έντασης δέσμης και είναι ιδιαίτερα αισθητή για υψηλά  $\delta_{max}$ .

Τα διαθέσιμα δεδομένα από τις μετρήσεις επιβάλλουν την απενεργοποίηση της γωνιακής εξάρτησης και τα ελαστικώς σκεδαζόμενα ηλεκτρόνια αντιμετωπίζονται ως πραγματικά δευτερεύοντα. Οι προσεγγίσεις αυτές είναι αρκετά καλές για διπολικούς μαγνήτες και περιοχές κενές μαγνητικών πεδίων και δύναται να παραλειφθούν εάν υπάρξουν πιο ολοκληρωμένα δεδομένα. Θα ήταν ιδιαίτερα χρήσιμο, για μελλοντικές μελέτες, να υπάρξουν δεδομένα για το ενεργειακό φάσμα των δευτερεύοντων ηλεκτρονίων για διαφορετικά υλικά και διαδικασίες επεξεργασίας τους, με απώτερο σκοπό τη δημιουργία μίας βάσης δεδομένων αρχείων δευτερογενούς εκπομπής.

Τέλος, η μελέτη προσομοιώσεων σχηματισμού EC για περιοχές διπολικών μαγνητών με εισαγωγή εξαπολικών σφαλμάτων υποδεικνύει ότι οι διαφορές σε μετρήσεις θερμικών φορτίων για διαφορετικά μαγνητικά στοιχεία δε μπορεί να οφείλονται σε ατέλειες των μαγνητών. Ωστόσο, ως πιθανότερη αιτία, που χρήζει περαιτέρω διερεύνηση, παραμένει ο επηρεασμός του σχηματισμού EC από τις επιφανειακές ιδιότητες του υλικού του θαλάμου, όπως τονίζεται, άλλωστε και στην παρούσα εργασία.

## 6 Αναφορές

- [1] Anagnostopoulos, K. N. (2016). Computational Physics, a practical introduction to Computational Physics and Scientific Computing, National Technical University of Athens, Athens, Greece.
- [2] Bitsikokos, L. (2018). First results from PyECLOUD simulations with measured SEY curves, Presentation at Electron Cloud meeting No54, CERN, Geneva, Switzerland. <https://indico.cern.ch/event/714948/>
- [3] Bitsikokos, L., Iadarola, G. (2018). Impact of surface modelling on the e-cloud buildup: simulation studies, Presentation at HSC section meeting No153, CERN, Geneva, Switzerland. <https://indico.cern.ch/event/754244/>
- [4] Bitsikokos, L., Iadarola, G., Sabato, L. (2018). Secondary Emission Models in e-cloud buildup simulations: from lab to the code, proceedings of ECLOUD18 workshop to be published, Isola d' Elba, Italy.
- [5] Bryant, P. J. (2018). Introduction to Accelerator Design, JUAS lecture notes, ESI Archamps, France. <https://indico.cern.ch/event/683638/timetable/>
- [6] Cimino, R. et al. (2004). "Can low energy electrons affect high energy physics accelerators?", *Phys. Rev. Lett.* **93**(1): 014801. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.014801>
- [7] Cimino, R. et al. (2012). " Nature of the Secondary-Electron Yield by Electron Bombardment and its Energy Dependence", *Phys. Rev. Lett.* **109**(6): 064801.
- [8] De conto, J. (2018). Corposcular Optics, JUAS lecture notes, ESI, Archamps, France. <https://indico.cern.ch/event/683638/timetable/>
- [9] Dijkstal, Ph. (2017). *Electron Cloud Buildup Simulations for the LHC*, Technische Universitat Darmstadt, Darmstadt, Germany.
- [10] Dijkstal, Ph., Iadarola, G., Mether, L., Rumolo, G. (2017). Simulation studies on the electron cloud build-up in the elements of the LHC Arcs at 6.5 TeV, CERN-ACC-NOTE-2017-0057, Geneva, Switzerland. <https://cds.cern.ch/record/2289940?ln=en>

- [11] Greenwood, J. (2002). "The correct and incorrect generation of a cosine distribution of scattered particles for Monte-Carlo modelling of vacuum systems", *Vacuum* **67**(2): 217-222. [https://doi.org/10.1016/S0042-207X\(02\)00173-2](https://doi.org/10.1016/S0042-207X(02)00173-2)
- [12] Henrist, B. et al. (2002). Secondary electron emission data for the simulation of electron cloud. <https://cds.cern.ch/record/585565/files/p75.pdf>
- [13] Iadarola, G. Electron cloud and heat load in the LHC arcs, Presentation at ABP forum, CERN, Geneva, Switzerland. <https://indico.cern.ch/event/743859/>
- [14] Iadarola, G. (2014). *Electron cloud studies for CERN particle accelerators and simulation code development*. CERN, Geneva, Switzerland.
- [15] Iadarola G., Bitsikokos L., Dijkstal Ph., Romano An.. (2018). E-cloud studies for the 16L2 region, HSC sections meeting No128, CERN, Geneva, Switzerland. <https://indico.cern.ch/event/680365/>
- [16] Iadarola, G., Rumolo, G., Dijkstal Ph., Mether L. (2018). Analysis of the beam induced heat loads on the LHC arc beam screens during Run 2, CERN-ACC-NOTE-2017-0066, Geneva, Switzerland. <https://cds.cern.ch/record/2298915>
- [17] Latina, A. (2018). Introduction to Transverse Beam Dynamics, JUAS lecture notes, ESI, Archamps, France. <https://indico.cern.ch/event/683638/timetable/>
- [18] Lebrun, Ph. (2018). Particle accelerators, instruments of discovery in physics, JUAS lecture notes, ESI, Archamps, France. <https://indico.cern.ch/event/683638/timetable/>
- [19] Petite, V. (2017). Conditioning and low energy SEY, Presentation at SWT1 meeting No4, CERN, Geneva, Switzerland. <https://indico.cern.ch/event/685341/>
- [20] Proceedings of E-CLOUD '12: Joint INFN-CERN-EuCARD-AccNet Workshop on Electron-Cloud Effects, edited by R. Cimino, G. Rumolo and F. Zimmerman, CERN-2013-002 (CERN, Geneva, 2013), DOI: 10.5170/CERN-2013-002

- [21] Reyes, Al. F. (2018). CERN accelerator Network, JUAS lecture notes ESI, Archamps, France. <https://indico.cern.ch/event/683638/timetable/>
- [22] Sabato L., Iadarola G., Romano An. (2018). Buildup simulations with 25ns and 50ns beams for large SEY, Presentation at Electron Cloud Meeting No54, CERN, Geneva, Switzerland. <https://indico.cern.ch/event/714948/>
- [23] Wille, K. (2000). *The Physics of Particle Accelerators, An Introduction*. Oxford University Press, New York.