

Tit:	Ci:	F:
N. 0003934		25/11/2008



IPCF Rapporto Interno

N.

SPEGMag: ALGORITMO DI ANALISI DATI PER SPETTROMETRIA MAGNETICA

Author

Francesco Vittori

Sommario

Un efficiente apparato di misura dell'energia delle particelle cariche è cruciale in ogni esperimento di accelerazione.

In questo rapporto studierò un metodo di ricostruzione dello spettro energetico degli elettroni prodotti al laboratorio **ILIL** tramite interazione laser-plasma ad intensità relativistiche. Dopo una breve descrizione di un apparato sperimentale tipico, consistente in uno spettrometro magnetico semplice, uno schermo di rivelazione ed un sistema di imaging digitale dello schermo, passerò ad illustrare la tecnica di analisi dati con cui effettivamente ricostruirò lo spettro. Questa tecnica ha il vantaggio di poter essere utilizzata in combinazione con uno spettrometro con campo magnetico arbitrario, ovvero non necessariamente uniforme o vicino all'uniformità. Questa sua peculiarità è dovuta al fatto che non utilizza formule analitiche, le quali richiedono assunzioni e approssimazioni non sempre effettuabili, ma è interamente numerica. Il cuore della tecnica è costituito dalla simulazione del magnete e dalla generazione MonteCarlo di un set di particelle le cui traiettorie vengono calcolate e registrate. Tramite questa tracciatura si costruisce la curva di dispersione caratteristica dello strumento, tenendo conto in modo "naturale" dell'errore dovuto alla risoluzione spaziale finita e alla divergenza del fascio di elettroni.

Dalla caratterizzazione si passa quindi al procedimento di analisi delle immagini sperimentali acquisite dal sistema di rivelazione e alla ricostruzione dello spettro energetico, incorporando l'errore sulla dispersione nella forma stessa dello spettro.

ILIL, ISTITUTO PER I PROCESSI CHIMICO-FISICI

Area della Ricerca CNR, Via Moruzzi,1 56124 Pisa, Italy - <http://ilil.ipcf.cnr.it>

e-mail l.a.gizzi@ipcf.cnr.it

Indice

1	Introduzione	3
1.1	Come funziona uno spettrometro.	4
1.2	Perchè un approccio numerico?	5
1.3	Lo spettrometro di ILIL	6
2	L'algorithmo di SPECMag	8
2.1	Caratterizzazione dello spettrometro	8
2.1.1	La simulazione del campo magnetico.	8
2.1.2	La simulazione MonteCarlo delle traiettorie	8
2.1.3	La costruzione della curva di dispersione.	9
2.2	Analisi delle immagini sperimentali	11
2.2.1	Il taglio dinamico delle immagini acquisite ed il calcolo del background	11
2.2.2	Il trattamento delle immagini ritagliate	11
2.2.3	La ricostruzione dello spettro energetico mediante una tecnica MonteCarlo	11
3	Descrizione del codice.	15
3.1	RADIA: la simulazione del magnete.	15
3.2	L'integrazione delle equazioni del moto.	16
3.3	La costruzione della curva di dispersione.	18
3.4	Il taglio dinamico delle immagini ed il calcolo del background.	19
3.5	L'analisi delle strisce e la ricostruzione dello spettro.	21
4	Ottimizzazione e uso dell'algorithmo.	24
4.1	Ottimizzazione di SPECMag.	24
4.2	Uso di SPECMag.	26
5	Conclusioni	29

Capitolo 1

Introduzione

Uno spettrometro magnetico per particelle cariche è uno strumento diagnostico di grande efficacia in ogni esperimento di accelerazione. Nei grandi acceleratori (CERN, FERMI-LAB) esso rappresenta uno stadio molto importante della ricostruzione delle proprietà delle particelle prodotte in una interazione, in quanto consente di determinarne, se accoppiato ad un sistema di tracciatura, l'impulso ed il segno della carica. Questi spettrometri sono generalmente molto complessi, in quanto devono avere risoluzione in impulso molto elevata e grande accettazione angolare. Per soddisfare queste due richieste si usano sequenze di elementi magnetici (dipoli, quadrupoli, sestupoli) per ottenere proprietà dispersive e di focalizzazione il più possibile esenti da aberrazioni.

Nelle ultime decadi l'uso di spettrometri magnetici si è esteso anche al settore delle interazioni laser-plasma in quanto, attraverso queste interazioni, i fisici sono riusciti ad accelerare particelle cariche ad energie relativistiche. Una volta scoperta la natura di queste particelle (elettroni) si è posto il problema di caratterizzarne le proprietà: la spettrometria magnetica si inserisce in questo contesto come uno dei mezzi più utili per misurarne l'energia in quanto garantisce una frequenza di ripetizione molto alta e non richiede l'apertura della camera a vuoto dopo ogni colpo.

Per questo motivo, nell'ambito della realizzazione di un acceleratore al plasma presso il laboratorio **ILIL** (*Istituto per i Processi Chimico Fisici, CNR-Pisa*), si è rivelato necessario costruire una versione piuttosto grezza di spettrometro, in modo da avere un'idea approssimativa, colpo su colpo, dell'energia degli elettroni prodotti. Dato il carattere approssimativo dell'obiettivo non era richiesto un progetto approfondito, per cui si è deciso di realizzare il disegno più semplice possibile (vedi sezione dedicata). D'altra parte alcune misurazioni ed alcune simulazioni preliminari avevano rivelato che il profilo del campo magnetico così generato era decisamente non uniforme. Questo problema, congiunto al fatto che a degradare la risoluzione in energia contribuivano le ristrettezze di spazi all'interno della camera, che non consentivano di posizionare il rivelatore abbastanza lontano dal magnete, ed il fatto che il fascio di elettroni prodotto aveva sia una divergenza molto alta (l'uso di una fenditura come collimatore riduce la divergenza a valori accettabili ma non si può stringere la fenditura a piacere, pena la perdita di segnale sul rivelatore) che uno spread di energia egualmente elevato (intorno al 100%), mi ha portato a cercare di mettere a punto una tecnica di analisi che non facesse uso di formule analitiche ma che fosse adattabile a qualsiasi strumento composto da un magnete deflettore, uno scintillatore ed un sistema digitale di imaging dello scintillatore. Il risultato di questo studio è **SPECMag**.

Le caratteristiche principali di **SPECMag**, ci tengo a sottolinearlo, sono:

- la possibilità di caratterizzare qualsiasi spettrometro, composto da un magnete più o meno complesso, uno scintillatore ed una fotocamera per l'imaging dello scintillatore, mediante algoritmi di simulazione;
- l'incorporazione delle più importanti fonti di errore (risoluzione spaziale del sistema di rivelazione, divergenza del fascio, aberrazioni geometriche e cromatiche dovute a non uniformità del campo) in modo "naturale" nella curva di dispersione;
- ricostruzione dello spettro tramite un procedimento innovativo che tiene conto dell'errore sulla dispersione in maniera statistica.

Ovviamente **SPECMag** può essere di aiuto anche nella fase di progettazione dello spettrometro, ma per fare un buon disegno occorre una conoscenza della teoria dell'ottica magnetica ed un accurato lavoro analitico che esula da questa trattazione.

1.1 Come funziona uno spettrometro

E' ben noto che una particella di carica q che si muove di velocità \mathbf{v} in un campo magnetico \mathbf{B} subisce una forza di Lorentz data da:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{d}{dt}m\gamma\mathbf{v} = q\mathbf{v} \wedge \mathbf{B} \quad (1.1)$$

Poichè la forza di Lorentz non compie lavoro, si ha $\gamma = \text{cost}$, $|v| = \text{cost}$. Ricordando che la derivata temporale di un vettore di modulo costante si può riscrivere $\frac{d}{dt}\mathbf{v} = \boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{v}$, ottengo:

$$m\gamma\boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{v} = q\mathbf{v} \wedge \mathbf{B} \quad \boldsymbol{\omega} = -\frac{q\mathbf{B}}{m\gamma} \quad (1.2)$$

La componente di \mathbf{v} parallela al campo non viene modificata, mentre per la componente ortogonale, nel caso in cui il campo magnetico sia costante nel tempo e uniforme, si può scrivere $\mathbf{v}_\perp = \boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{R} = (\text{moto circolare})$, per cui, utilizzando l'espressione per *omega* precedentemente ricavata, si ha:

$$\mathbf{p}_\perp = m\gamma\boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{R} \quad |p_\perp| = m\gamma|\boldsymbol{\omega}||R| = q|B|R \quad (1.3)$$

da cui infine si trova la relazione tra il raggio di curvatura e l'impulso trasverso della particella:

$$R = \frac{|p_\perp|}{q|B|} \quad (1.4)$$

Questa formula può infine essere riscritta in termini dell'energia utilizzando la relazione $p^2 = E^2/c^2 - m^2c^2$.

Dalle precedenti espressioni si capisce che se inviamo una particella, con una data velocità iniziale in una zona di campo magnetico essa viene deflessa senza che venga compiuto alcun lavoro. L'entità della deflessione, nota la massa e la carica, ci dà quindi l'informazione desiderata sull'energia. Per calcolare la deflessione, nel caso ideale di campo perfettamente uniforme, si usano delle semplici relazioni geometriche e si ottiene infine una relazione tra l'energia e la posizione di arrivo della particella sul piano rivelazione chiamata "curva di dispersione".

Come si può vedere dalle precedenti formule, aumentare l'intensità del campo produce un incremento nella deflessione, quindi nella risoluzione finale, ma produce anche una perdita di informazioni per particelle con energie basse. Questo accade perchè esiste una energia di soglia al di sotto della quale la particella rimane confinata all'interno della zona di campo 0, comunque, (nella nostra configurazione) viene deflessa per un angolo maggiore di 90 gradi e non viene rilevata sullo schermo che generalmente è posto in avanti. Si può parzialmente aggirare questa limitazione ponendo un ulteriore rivelatore lateralmente, ma può essere complicato riuscire a piazzare una fotocamera per l'imaging di questo schermo aggiuntivo all'interno della camera sperimentale. Nel nostro caso gli elettroni con meno di $\sim 1.8MeV$ non riescono ad incidere sul rivelatore.

Se il campo magnetico fosse davvero perfettamente uniforme, le espressioni riportate in questa sezione fornirebbero la base per determinare la curva di dispersione con pochissimo sforzo. Sarebbe inoltre possibile caratterizzare analiticamente l'errore dovuto alla divergenza del fascio di cui si vuole lo spettro. Nelle situazioni reali, però, il campo è ben lungi dall'essere uniforme, per cui la traiettoria di una particella che lo attraversa non è perfettamente circolare e una trattazione analitica può essere difficile, se non impossibile.

1.2 Perché un approccio numerico?

Una tecnica per risolvere questo problema è quella di approssimare il campo con una funzione a gradino la cui altezza deve essere scelta in modo tale che l'integrale sotto il gradino sia uguale all'integrale del campo reale, assicurando così lo stesso angolo di deflessione all'uscita del magnete. In questo modo si definisce un campo magnetico uniforme effettivo e si procede con le formule analitiche di cui sopra. Questo tipo di approccio è chiamato *SCOFF* (Sharp Cut Off Fringing Field) ed è di solito sufficientemente preciso per molte applicazioni.

In generale un campo magnetico qualsiasi può essere sviluppato in multipoli (dipolo, quadrupolo, sestupolo ecc...). Una teoria completa dell'ottica magnetica è stata sviluppata e prende in considerazione l'effetto di ogni singolo termine dello sviluppo, permettendo di progettare magneti che non abbiano solo proprietà dispersive (dipolo), ma che agiscano come vere e proprie lenti per particelle cariche. L'approccio *SCOFF*, in questo contesto, può essere considerato come un'approssimazione al primo ordine. I limiti di questa approssimazione risiedono nel fatto che essa è applicabile solo quando il campo è vicino all'uniformità e che non dà una stima molto accurata dell'errore. Per capire il perchè di questa affermazione immaginiamo di inviare allo spettrometro (il cui campo non è uniforme) due elettroni con la stessa energia ma con angoli diversi rispetto all'asse ottico. Essi entreranno nello strumento in due punti distinti, subendo quindi un campo non uguale, e verranno deviati di conseguenza, giungendo infine al rivelatore. Se ora pensiamo di inviare non due ma molti più elettroni monoenergetici, vedremo sullo schermo la formazione di una macchia dai profili irregolari che sarà in qualche modo l'*immagine* della sorgente di elettroni come viene riprodotta dalla nostra "lente" magnetica. La posizione finale dell'elettrone che percorre la traiettoria centrale prima dell'arrivo al magnete ci darà l'energia del fascio, mentre l'estensione della macchia su entrambi i lati sarà una stima dell'errore. Sebbene con lo *SCOFF* si riesca a riprodurre abbastanza bene la traiettoria centrale, si perde in parte l'informazione sull'errore e ci si gioca la possibilità di trattare campi le cui disuniformità agiscono per focalizzare il fascio elettronico e diminuire quindi la grandezza dello spot sul rivelatore. Ovviamente è possibile andare ad ordini più elevati del primo,

pagando il prezzo di una maggiore complicazione delle formule analitiche necessarie per l'analisi, ma si tratta sempre di una approssimazione la cui bontà è poi da confrontarsi con codici numerici di integrazione delle equazioni del moto e dipende dallo strumento utilizzato. Per questo motivo, avendo in mente l'idea di realizzare un sistema di analisi adattabile a qualsiasi spettrometro magnetico, con qualsiasi grado di uniformità di campo, ho scartato l'approccio SCOFF (ed ordini successivi) per concentrarmi su un algoritmo di simulazione e tracciatura delle traiettorie.

1.3 Lo spettrometro di ILIL

In questa sezione descriverò sommariamente (per approfondimenti si rimanda ad un successivo report) lo spettrometro che è stato utilizzato presso il nostro laboratorio. L'obiettivo di questa descrizione è quello di presentare un esempio di strumento con il quale è possibile utilizzare **SPECMag**, nonché quello di mostrare l'apparato su cui si basano le curve e gli esempi che troveremo più avanti nel testo.

In figura 1.1 è possibile vedere uno schema dello strumento, comprensivo di distanze rilevanti.

La fenditura, che agisce come collimatore, ha una larghezza di $\sim 0.5\text{mm}$ ed è stata praticata in uno schermo di piombo posto davanti al magnete.

Il rivelatore consiste in uno schermo scintillante (LANEX Kodak regular screen) ed una fotocamera digitale commerciale Pentax K100D, posta all'esterno della camera sperimentale. Il sensore della fotocamera deve essere opportunamente calibrato, in quanto la sua risposta dinamica è ben lungi dall'essere lineare. Si trova, per esempio nel nostro caso, che la curva intensità-conteggi per ciascun pixel è logaritmica, quindi è necessario tenere in considerazione questa non linearità della risposta durante l'analisi dati (vedi più avanti). Sensori studiati appositamente per applicazioni di laboratorio hanno di solito una risposta lineare ma hanno anche costi decisamente più alti e sensori più piccoli con molti meno pixels.

La macchina fotografica "vede" in camera con l'ausilio di uno specchio ruotato di 45 gradi posto davanti ad una flangia di uscita dalla camera. Questo sistema serve per evitare che elettroni o fotoni x-gamma colpiscano direttamente il sensore, provocando delle bruciature o addirittura rompendolo. Davanti al Lanex è stato messo uno strato molto sottile di alluminio in modo da evitare che la luce laser diffusa colpisca lo scintillatore.

La sorgente di elettroni consiste in una piccola regione di plasma (delle dimensioni di poche centinaia di μm) prodotta dal nostro laser (2TW, 60fs) in un jet supersonico di gas (He, N).

Lo spettrometro è costituito da 2 magneti (parallelepipedi di NeFeB con magnetizzazione residua di $1.2T$) posti l'uno sopra l'altro e circondati da una struttura in ferro dolce a forma di C, la cui funzione è quella di chiudere le linee di campo ed avere così una maggiore uniformità nella zona centrale. D'altra parte le nostre esigenze in termini di spazio occupato e di intensità luminosa minima rivelabile dall'apparato Lanex-fotocamera limitano molto la massima uniformità di campo ottenibile.

Il tutto è posto all'interno di una camera sperimentale sotto vuoto (10^{-4} , 10^{-5} mbar).

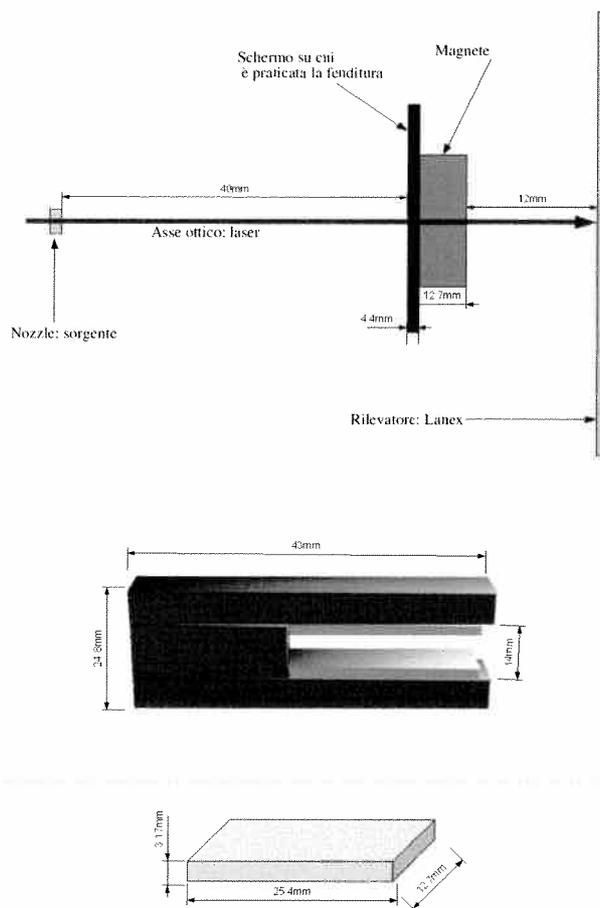


Figura 1.1: Schema grafico dello spettrometro magnetico in funzione presso il laboratorio ILIL.

Capitolo 2

L'algoritmo di SPECMag

SPECMag è un pacchetto che racchiude al suo interno il software necessario per analizzare i dati provenienti da una apparato sperimentale del tipo di quelli descritti nella precedente sezione. In questo capitolo riassumerò il funzionamento generale del programma, rimandando la descrizione più dettagliata dei vari passaggi al capitolo successivo.

La tecnica che ho usato per l'analisi dei dati si può dividere in due parti indipendenti: la caratterizzazione dello spettrometro e l'analisi delle immagini sperimentali, le quali, a loro volta, possono essere considerate come l'unione di vari algoritmi:

2.1 Caratterizzazione dello spettrometro

Questo insieme di algoritmi serve per caratterizzare lo strumento e deve essere utilizzato una sola volta. I dati necessari per la seconda parte sono salvati su disco.

2.1.1 La simulazione del campo magnetico.

Essa viene fatta attraverso un tool di nome **RADIA**, il quale consente di impostare una geometria arbitraria, di scegliere i materiali e di calcolare il campo in ogni punto dello spazio circostante lo spettrometro. Questa simulazione deve essere affiancata da una misura sperimentale di campo per poter aggiustare alcuni parametri sensibili e per avere una riprova dell'esattezza dei calcoli. Idelmente, se si disponesse di un gaussmetro sufficientemente preciso e con risoluzione spaziale molto piccola (dell'ordine dei mm, variabile a seconda della scala delle disuniformità del campo) si potrebbe evitare la simulazione ed utilizzare direttamente la mappatura sperimentale del campo.

2.1.2 La simulazione MonteCarlo delle traiettorie

L'idea è quella di generare un numero grande (dell'ordine delle centinaia di migliaia) di particelle, con energia e angolo (fomato dal vettore velocità iniziale con l'asse ottico del sistema) estratti casualmente (MonteCarlo): la prima da una particolare distribuzione (non uniforme, vedi prossimo paragrafo), il secondo uniformemente in un certo range (modificabile dall'utente)¹. Di ciascuna particella poi si calcola la posizione in cui essa interseca

¹**SPECMag** consente di generare particelle giacenti nel piano ortogonale al campo magnetico, passante per la sorgente. Nella maggior parte dei casi questo è sufficiente poiché in seguito si estraggono le informazioni sperimentali solo dalla zona centrale (che corrisponde al piano suddetto) delle immagini. E' comunque possibile estendere il calcolo a tre dimensioni, pena l'uso più intensivo di memoria ed un maggiore tempo di calcolo. Da qui in avanti supporrò quindi il problema come bidimensionale.

lo schermo di rilevazione attraverso l'integrazione delle equazioni del moto (metodo di Runge-Kutta-Fehlberg con passo adattivo del quarto ordine RK45). Questi dati, insieme alle energie di partenza, vengono registrati in una grande tabella che a sua volta viene salvata sul disco.

In realtà, si effettua la tracciatura due volte: la prima volta non si estrae casualmente l'energia delle particelle, ma si genera in modo uniforme all'interno di un certo range da determinarsi in base all'esperienza (nel nostro caso da un minimo di 1.8 MeV -al di sotto gli elettroni deflettono di più di 90 gradi - ad un massimo di almeno 20 MeV) ed inoltre si pone l'angolo con l'asse ottico uguale a zero. In questo modo si ottiene una tabella in cui ogni elemento è una coppia ordinata posizione-energia. La tabella viene poi interpolata per ottenere una funzione di dispersione. Questo passaggio è cruciale poichè la funzione così costruita ci consente di generare un insieme di particelle, nella seconda tracciatura, le cui posizioni finali saranno egualmente distribuite nello spazio, ovvero di calcolare la distribuzione energetica da utilizzare nel MonteCarlo (vedi figura 2.1).

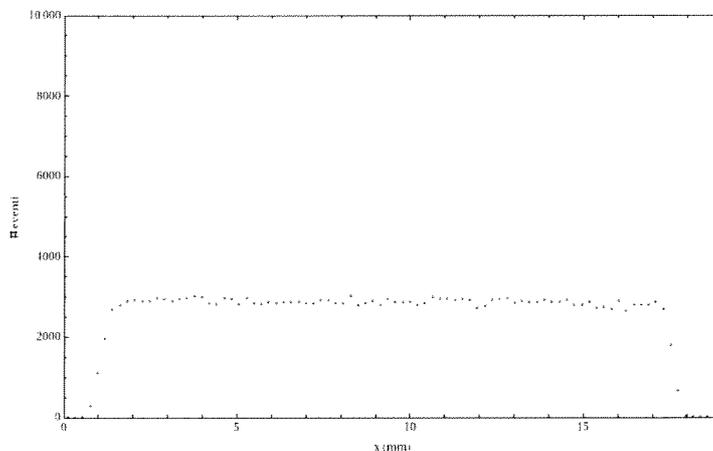


Figura 2.1: Distribuzione spaziale delle posizioni finali delle particelle simulate con l'ausilio della distribuzione energetica determinata con la prima tracciatura.

Senza questo accorgimento avremmo potuto generare casualmente particelle con distribuzione di energia uniforme, con il risultato che le posizioni finali si sarebbero addensate vicino all'asse ottico per poi diradarsi man mano che ci si allontana a causa della non linearità della relazione energia-posizione. In tal caso sarebbero apparsi dei problemi statistici e computazionali nella costruzione della successiva curva di dispersione.

2.1.3 La costruzione della curva di dispersione

Tale costruzione viene fatta a partire dalle traiettorie simulate ed è completa di errori causati sia dalla divergenza (o instabilità di puntamento) del fascio di particelle che dalla risoluzione spaziale finita del sistema di rivelazione. Per fare questo si divide lo schermo rivelatore in bin (o pixel) la cui grandezza corrisponde almeno alla grandezza dei pixel della fotocamera (ma può essere incrementata in funzione di altre possibili fonti di errore che vanno ad incidere sulla risoluzione spaziale, come, ad esempio, l'incertezza sul campo

La sorgente, inoltre, si suppone puntiforme. Questa approssimazione è ben giustificata dal fatto che le sue dimensioni sono all'incirca quelle dello spot del laser, ovvero poche decine di μm , quindi molto più piccole della distanza sorgente-spettrometro.

magnetico, lo scattering coulombiano multiplo all'interno dello scintillatore ecc...). Per ogni bin si valuta l'energia massima e minima delle particelle generate con il MonteCarlo che hanno posizione finale all'interno del range di valori definito dal bin stesso e si calcola la funzione interpolante ottenuta con la prima tracciatura nel suo centro geometrico. Questo restituisce una tabella i cui elementi sono costituiti da quattro numeri: la posizione del centro del bin, l'energia associata a questa posizione e l'energia massima e minima delle particelle che vi finiscono. Il plot di questa tabella definisce la curva di dispersione completa di errori.

Un esempio di tale curva è visibile in figura 2.2.

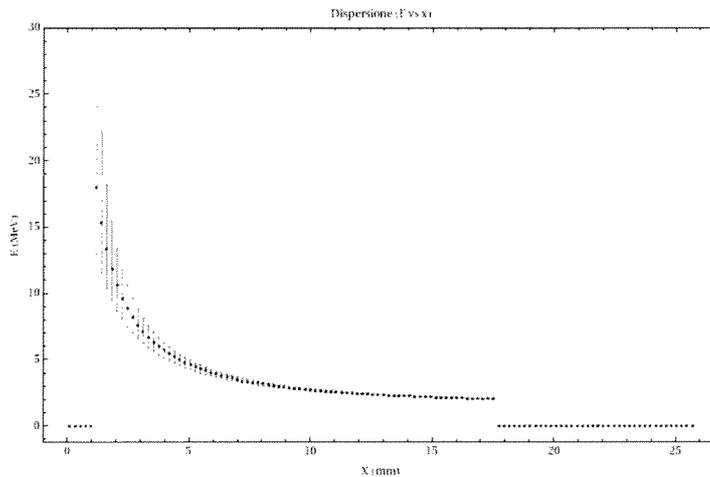


Figura 2.2: Curva di dispersione con risoluzione spaziale di 0.215mm , fenditura di 0.5mm , per energie comprese tra 2 e 20 MeV. I punti posti a zero delimitano gli estremi di applicabilità di questa curva. Ovviamente non si possono generare particelle con energia compresa tra zero ed infinito, ma è sufficiente scegliere il range di energie, basandosi sui dati sperimentali, in modo da coprire la zona di interesse.

La scelta della grandezza del pixel si ripercuote sull'errore nella ricostruzione dello spettro in due modi: prima di tutto, scegliendo bins più grandi, aumenta il range di energie delle particelle che finiscono in ciascun intervallo, ovvero si ingrandiscono le barre di errore nel grafico della curva di dispersione; secondariamente aumenta il numero stesso di particelle per bin e quindi l'errore assoluto di conteggio (\sqrt{N}), mentre ovviamente decresce quello relativo (\sqrt{N}/N). Per questo motivo scegliere la suddivisione opportuna dell'asse delle x è un compito delicato e deve essere fatto con consapevolezza ed in modo personalizzato a seconda dell'apparato sperimentale utilizzato.

Va fatta infine una nota particolare riguardo all'errore introdotto dallo scattering coulombiano: di esso si tiene conto esclusivamente aumentando le dimensioni dei pixel fino a qualche centinaia di μm . Infatti il suo effetto è quello di deviare la traiettoria di un elettrone all'interno dello scintillatore, causando l'emissione di fluorescenza da una superficie finita dello schermo, invece che da un punto ideale. Questa superficie è approssimabile con un pixel di lato maggiore o uguale a $L \tan(\theta_{MS})$, dove θ_{MS} è l'angolo quadratico medio di scattering, calcolabile, per esempio, con la formula di Rossi. L'assunzione che si fa in questo contesto è che l'area di emissione sia uniforme. Come già accennato questa fonte di errore si traduce direttamente e principalmente in un allargamento delle barre di errore nella curva di dispersione, essendo l'errore di conteggio molto più piccolo.

In questa fase si calcola anche la funzione di dispersione inversa: si inverte la tabella risultante dalla prima tracciatura e si interpola, salvando la funzione risultante in un file. Questo ci servirà successivamente quando dovremo ricostruire lo spettro con un altro procedimento di tipo MonteCarlo.

2.2 Analisi delle immagini sperimentali

Questo insieme di algoritmi va applicato ad ogni immagine acquisita e sfrutta le informazioni prodotte dalla precedente fase di caratterizzazione.

2.2.1 Il taglio dinamico delle immagini acquisite ed il calcolo del background

Questa parte presuppone una calibrazione spaziale del sistema. E' necessario conoscere la dimensione dei pixel della fotocamera con cui si registra l'immagine dello scintillatore e la posizione dello spot prodotto dal laser (il quale individua, come già detto, l'asse ottico, quindi la posizione di arrivo delle particelle con energia infinita). L'idea è quella di tagliare l'immagine in modo da lavorare successivamente su file più piccoli, risparmiando tempo di calcolo e memoria. Questo viene fatto in due passaggi: prima si ritaglia staticamente un pezzo di dimensioni fisse, poi si va a cercare la zona più intensa eliminando le righe di troppo. Di queste righe eliminate si calcola la media pixel per pixel ottenendo un vettore di background. Inoltre si calcola il valor medio dei pixel bui e l'errore RMS.

2.2.2 Il trattamento delle immagini ritagliate

Questa parte consiste nell'applicazione di filtri, nella sottrazione del background e nel calcolo del lineout (curva intensità-posizione). Le strisce precedentemente ritagliate sono molto rumorose, per cui si applica un filtro passa-basso (si tagliano le frequenze sopra una certa soglia nello spazio di Fourier), operazione utile anche ad eliminare cluster di pochi pixel illuminati (probabili bruciature o raggi $x-\gamma$). Dopo questo passaggio si sottrae il background e si calcola il lineout integrando l'intensità su 10 linee di pixels (in modo da rendere più liscia la curva). Successivamente si riscalda il lineout mediando sui pixel vicini per riportarsi allo stesso numero di bin della curva di dispersione. Infine si deconvolve il lineout dalla curva di calibrazione del sensore della fotocamera utilizzata per registrare le immagini (solo se la risposta non è lineare). Una curva di risposta logaritmica, come quella misurata nel nostro caso ha l'effetto di schiacciare il lineout verso il basso, allargandone eventuali picchi. Inoltre l'incertezza sulla curva di calibrazione (errore sui parametri di fit) si traduce, tramite la usuale formula di propagazione degli errori, in errore sul numero di conteggi nel lineout deconvoluto.

2.2.3 La ricostruzione dello spettro energetico mediante una tecnica MonteCarlo

Questa è la fase più delicata di tutta la tecnica. Il modo più semplice per ottenere uno spettro sarebbe quello di associare ad ogni bin del lineout la corrispondente energia, facendo uso della curva di dispersione, e plottare la tabella ottenuta ponendo lungo l'asse x la variabile energia. Questo metodo, però, non tiene conto intrinsecamente dell'errore sulla

dispersione. Si potrebbe plottare, oltre allo spettro, anche la risoluzione associata ad ogni bin, ma questo non darebbe un'idea immediata di quanto errore si commette. Infatti la risoluzione dipende dall'energia, fatto che si traduce in una alterazione della forma stessa dello spettro e non solo nella posizione degli eventuali picchi. Per questo motivo dire che una certa distribuzione di energia è piccata, per esempio, su 10 MeV con un errore del 5% è fondamentalmente sbagliato perché si assume che la forma sia giusta ma sia incerta la posizione!

Per ovviare a questo problema si usa la seguente tecnica: per ogni bin si calcola, tramite la funzione inversa precedentemente definita (vedi paragrafo 2.1.3), l'intervallo spaziale corrispondente all'intervallo in energia sulla curva di dispersione. All'interno di questo intervallo si estrae, casualmente con distribuzione di probabilità uniforme (il che significa supporre una distribuzione angolare uniforme per il fascio di elettroni, perlomeno sulla superficie definita dalla fenditura), un numero di punti (posizioni) proporzionale all'intensità associata al bin nel grafico del lineout. Reitero questo processo fino all'ultimo bin ottenendo una grande tabella i cui elementi sono numeri che identificano posizioni spaziali sul rivelatore. Infine riconteggio il numero di punti che cadono in ciascun bin, associo ai bin l'energia che corrisponde al loro punto di mezzo e plotto il risultato. Nelle figure 2.3 e 2.4 si possono vedere due diversi casi in cui, rispettivamente, l'errore è sufficientemente piccolo o troppo grande per risolvere lo spettro.

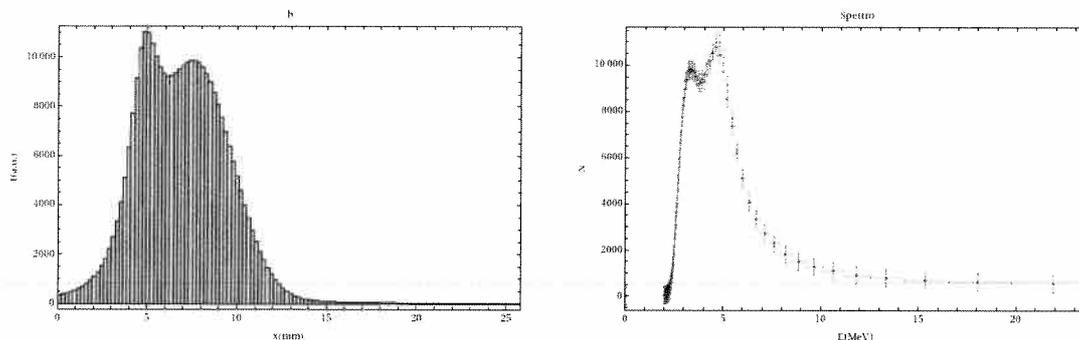


Figura 2.3: A sinistra: lineout creato *ad hoc*. A destra: in rosso lo spettro calcolato senza la tecnica MonteCarlo, in blu con la tecnica MonteCarlo. I due casi coincidono. Si nota il taglio a circa 2 MeV dovuto a quanto discusso nella sezione 1.1

Un modo molto efficace per capire il funzionamento della tecnica è quello di vedere la risposta ad un lineout a delta (vedi figura 2.5).

In questo caso si nota che lo spettro subisce una radicale modifica: esso è infatti molto più largo della delta che ci saremmo aspettati. Il senso di questo risultato è che l'errore nella curva di dispersione si traduce in incertezza sulla posizione della delta, la quale incertezza appare come un allargamento probabilistico. Supponiamo, per ipotesi, di riuscire a produrre un fascio perfettamente monocromatico e collimato e di inviarlo sul rivelatore

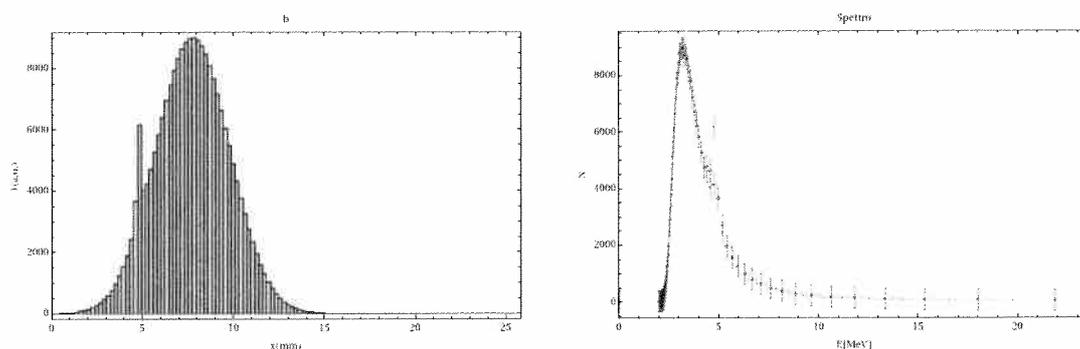


Figura 2.4: A sinistra: lineout creato *ad hoc*. A destra: in rosso lo spettro calcolato senza la tecnica MonteCarlo, in blu con la tecnica MonteCarlo. I due casi coincidono tranne che in corrispondenza del picco molto stretto del lineout, dove nel caso MonteCarlo si vede soltanto una piccolissima gobba dovuta all'allargamento indotto dall'errore.

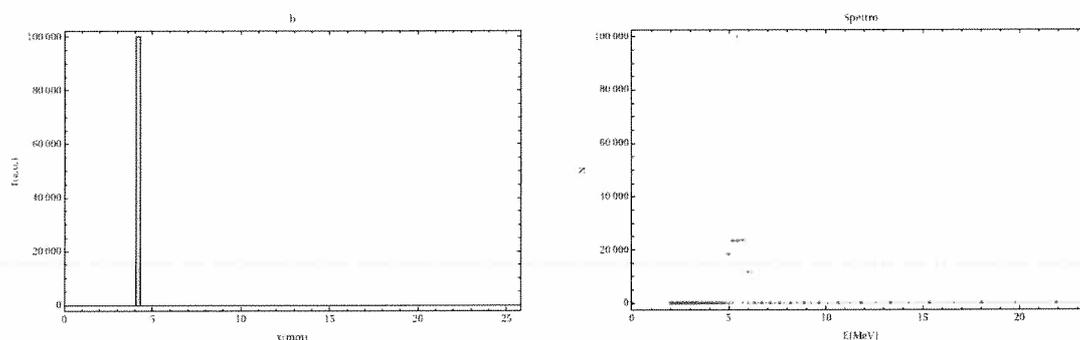


Figura 2.5: A sinistra: lineout a delta. A destra: in rosso lo spettro calcolato senza la tecnica MonteCarlo, in blu con la tecnica MonteCarlo. Non è perfettamente un gradino a causa dell'asimmetria dell'errore, come risulta dalla figura 2.2

molte volte consecutivamente: il fatto di non avere il controllo sul puntamento di questo fascio ma di sapere solamente che esso attraversa la fenditura fa sì che lo spettro medio sia più vicino ad un gradino (supposta uniforme la distribuzione angolare di puntamento) che ad una delta. Su singolo shot, quindi, l'allargamento è una misura della mia ignoranza sul puntamento del fascio. Se il fascio fosse sempre perfettamente collimato ma *non* monocromatico, ogni singola componente monocromatica subirebbe una deformazione proprio, causando una distorsione complessiva dello spettro: tipicamente si ottiene un al-

largamento globale ed uno spostamento verso basse energie.

E' molto importante notare che questa tecnica presuppone che la distribuzione angolare degli elettroni incidenti sullo spettrometro sia tale da illuminare mediamente tutta la fenditura in modo uniforme. Questa richiesta è rilassabile con alcune modifiche che ancora non sono state apportate. Queste modifiche renderanno possibile l'eliminazione della fenditura ed il calcolo della risoluzione (dipendente dalla divergenza *naturale* del fascio) colpo su colpo.

Capitolo 3

Descrizione del codice

I dettagli sul codice effettivamente scritto ed utilizzato in questo lavoro sono da ricercarsi nei file sorgenti, i quali sono ampiamente commentati ed illustrati. In questo capitolo approfondirò la descrizione dell'algoritmo, sottolineandone le peculiarità e il funzionamento globale. I numerosi parametri dai quali dipende tutta l'analisi sono stati ottimizzati a mano. Per avere un'idea di come si procede per effettuare tale ottimizzazione si rimanda alla sezione dedicata.

I grafici e gli esempi sono riferiti all'apparato sperimentale descritto in un capitolo precedente.

3.1 RADIA: la simulazione del magnete.

Esistono molti applicativi, la maggior parte distribuiti dietro pagamento da aziende specializzate in software per l'industria o per la ricerca, in grado di simulare i campi magnetici creati da strutture complesse. Dopo numerose ricerche ho deciso di utilizzare un pacchetto chiamato RADIA. Esso è un software multiplatforma dedicato a calcoli magnetostatici tridimensionali ed è integrabile in tutte le versioni di **Mathematica**¹ dalla 4.0 in poi. E' stato sviluppato dal gruppo dell'*ESRF Insertion Devices Laboratory* ed è liberamente scaricabile all'indirizzo:

<http://www.esrf.eu/Accelerators/Groups/InsertionDevices/Software/Radia>

dove è anche possibile consultare guide, esempi di utilizzo ed altro materiale dedicato.

L'utilizzo dettagliato di questo pacchetto, per cui si rimanda all'indirizzo sopra citato, è fuori dagli scopi di questo rapporto, quindi mi limiterò ad elencare i passi essenziali della mia implementazione:

- la creazione della geometria e la definizione dei materiali usati, le cui proprietà magnetiche possono essere modificate a piacimento. Nel caso in esame si imposta una magnetizzazione residua per i due magneti permanenti e si definiscono le proprietà della struttura in ferro (susceptività magnetica in campo nullo e magnetizzazione di saturazione, la curva di isteresi è calcolata automaticamente da RADIA);
- la segmentazione della struttura. Questo passaggio è essenziale ai fini del calcolo successivo. Infatti **RADIA** associa un solo vettore di magnetizzazione per ogni blocco in cui si decide di dividere il modello, poi costruisce una grande matrice che

¹Wolfram Research

rappresenta le mutue interazioni fra i vari blocchi ed infine attua una procedura di rilassamento moltiplicando iterativamente la matrice per i vettori di magnetizzazione fino a che non è raggiunta la stabilità entro la precisione voluta. Appare quindi chiaro che maggiore è il numero di divisioni utilizzate e maggiore sarà l'accuratezza della simulazione. D'altra parte esiste anche l'esigenza di contenere il tempo richiesto al calcolo entro certi limiti, per cui è necessario un accurato lavoro di ottimizzazione dei parametri di segmentazione;

- la risoluzione della geometria precedentemente definita, con un numero massimo di iterazioni ed una precisione definibili dall'utente (tipicamente per campi dell'ordine del Tesla basta una precisione di $0.001T$).

In figura 3.1 è riportato il disegno del magnete con la segmentazione ottimale utilizzata insieme ad un plot dei vettori di magnetizzazione calcolati per ciascun blocco.

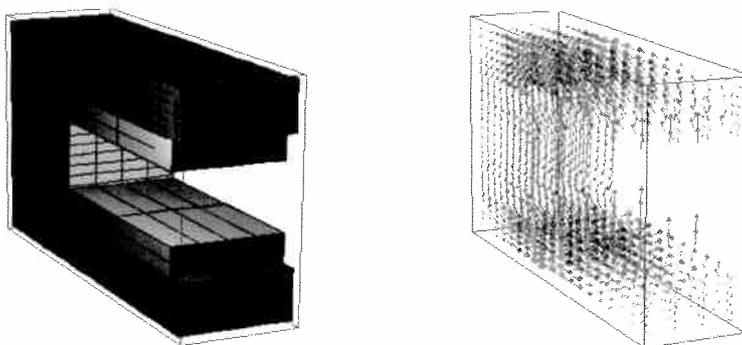


Figura 3.1: Geometria del magnete simulato e plot dei vettori di magnetizzazione dopo la procedura di rilassamento.

La simulazione restituisce infine una funzione vettoriale delle coordinate. Questa funzione può essere invocata con qualsiasi terna di numeri e si occupa di calcolare il vettore campo magnetico nel punto scelto. Essa può essere utilizzata direttamente nell'algoritmo di risoluzione delle equazioni del moto ma ha lo svantaggio che il suo calcolo richiede molte risorse. Una soluzione che consente di risparmiare molto tempo macchina è quella di calcolare ognuna delle tre componenti di detta funzione in una rete tridimensionale di punti, le cui dimensioni e spaziature devono essere scelte molto attentamente, e di effettuare una interpolazione per avere una mappa del campo. Sarà quindi questa mappa ad essere utilizzata nel proseguo del programma². Il risultato della simulazione, nel caso dello spettrometro da noi utilizzato, è visualizzabile in figura 3.2 a titolo di esempio.

3.2 L'integrazione delle equazioni del moto.

Una volta ottenuta una mappa di campo l'obiettivo è calcolare la traiettoria che una particella di carica e massa arbitrarie segue attraversando lo spettrometro. Per fare questo

²Nel caso generale si ottengono tre mappe: una per ogni componente del campo. Nel caso del nostro spettrometro assumo che l'allineamento e la sua realizzazione tecnica siano stati effettuati in maniera accurata, così da poter considerare solo la componente z del campo magnetico. Infatti in questo caso si può verificare direttamente che le altre due componenti sono svariati ordini di grandezza inferiori su tutto lo spazio di interesse e possono quindi essere tranquillamente trascurate.

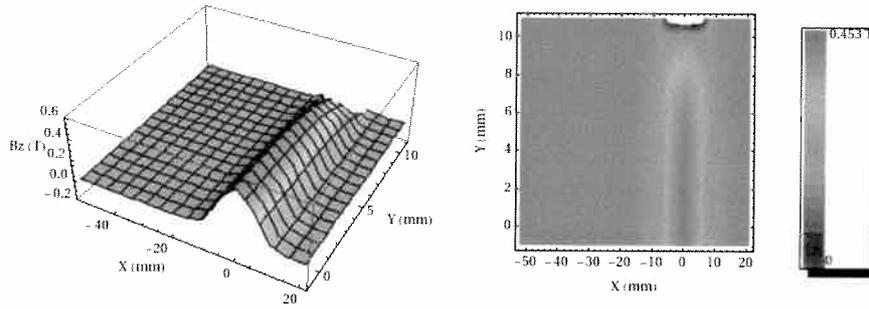


Figura 3.2: Mappa della componente z del campo magnetico tra le espansioni del dipolo. Il laser definisce l'asse ottico del sistema, il quale passa per il punto (0,0) ed è parallelo all'asse x. Particelle di carica negativa sono deflesse verso le y positive.

si devono risolvere numericamente le equazioni del moto, compito affidato ad un algoritmo del tipo di Runge-Kutta-Fehlberg (RK45). Come ogni altro algoritmo di questo genere esso richiede che le equazioni da risolvere siano riscritte sotto forma di un sistema del primo ordine:

$$\begin{cases} \dot{x}_1(t, x_2) = x_2 \\ \dot{y}_1(t, y_2) = y_2 \\ \dot{z}_1(t, z_2) = z_2 \\ \dot{x}_2(t, y_2, z_2) = \frac{e}{m\gamma}(y_2 B_z - z_2 B_y) \\ \dot{y}_2(t, x_2, z_2) = \frac{e}{m\gamma}(z_2 B_x - x_2 B_z) \\ \dot{z}_2(t, x_2, y_2) = \frac{e}{m\gamma}(x_2 B_y - y_2 B_x) \end{cases}$$

Ad ogni step dell'integrazione l'algoritmo ricalcola il campo magnetico e lo usa per proseguire allo step successivo, adattando il passo di integrazione in rapporto alla precisione scelta. Un problema sorge sulla rampa di salita del campo, ovvero quando la particella giunge in prossimità dello spettrometro. Qui comincia a ruotare il suo vettore di velocità, ma il passo con cui si avvicina è troppo grande e la procedura di adattamento è troppo lenta, per cui si commette un errore non trascurabile nella ricostruzione della traiettoria. Questo problema è risolto forzando il passo ad un valore piccolo quando il campo magnetico sentito dalla particella supera una certa soglia e rilasciando, allo step successivo, questa costrizione in modo che l'algoritmo ricominci l'adattamento.

I parametri geometrici richiesti dall'integratore possono essere modificati a piacere (per esempio la distanza della sorgente, la distanza dello schermo di rivelazione, il punto di ingresso della traiettoria di riferimento nello spettrometro ecc.), ma è anche possibile modificare la carica e la massa, cioè cambiare il tipo di particelle. I parametri essenziali sono invece il numero di eventi da simulare, il range di energia e l'angolo iniziale. Questi ultimi due devono essere scelti accuratamente in maniera da coprire un intervallo leggermente più grande di quello realmente necessario. Il motivo di questo accorgimento è che, durante la tracciatura di molte particelle, avrò poca statistica vicino ai bordi di detto intervallo a causa della asimmetria della dispersione (il magnete disperde solo in una direzione). Un esempio di integrazione di un certo numero di traiettorie è riportato in figura 3.3.

Il codice descritto fin qui (magnete ed integratore) fa parte dello stesso file e deve essere utilizzato solo per la prima tracciatura. Per la seconda tracciatura si usa un altro sottoprogramma in cui le particelle da generare hanno energie ed angoli estratti casualmente (vedi sezione 2.2.3), il quale si occupa di reperire le informazioni generate precedentemente e di

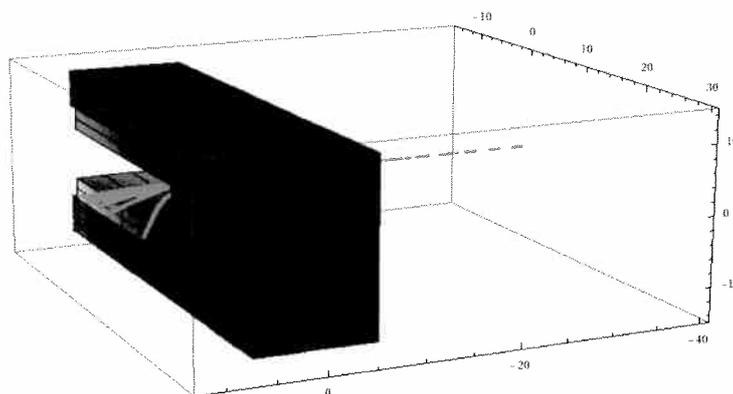


Figura 3.3: Deflessione di 100 particelle con energia compresa tra 2 e 10 MeV ed angolo totale di 11 mrad.

calcolare altre 100000 (almeno) traiettorie, nonchè di salvare i risultati per la costruzione della curva di dispersione. Dato che la simulazione del magnete è già stata fatta, questo codice effettua solamente la simulazione delle traiettorie, importando tutte le informazioni necessarie dai file salvati durante la prima tracciatura.

3.3 La costruzione della curva di dispersione.

Il codice si occupa di importare i dati della prima e della seconda tracciatura e di generare la curva di dispersione. Da qui in avanti appare un parametro, denominato *scale*, che serve per riscalare la risoluzione spaziale (cioè la dimensione dei bin in cui dividere l'asse delle x). Le dimensioni dei pixel sul piano focale della fotocamera devono essere preliminarmente misurate e rappresentano la risoluzione spaziale minima consentita ($scale = 1$). Discuterò di come aggiustare la scala in una sezione successiva, qui basti sapere che in genere essa è maggiore di 1 a causa di alcuni fattori limitanti come lo scattering multiplo nello scintillatore.

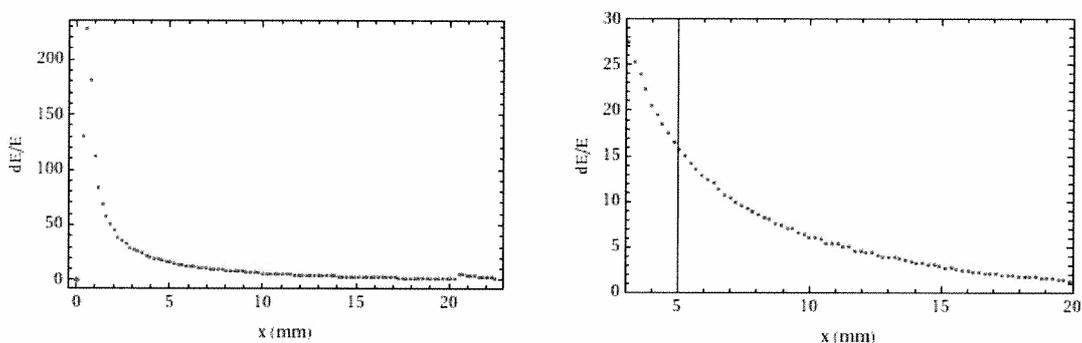


Figura 3.4: Risoluzione percentuale in energia. Si nota come questa quantità dipenda dalla posizione, quindi dall'energia stessa.

Il meccanismo di costruzione della curva di dispersione è stato già esaurientemente spiegato nella sezione 2.1.3, qui riporterò solamente alcune figure interessanti (3.5 e 3.4).

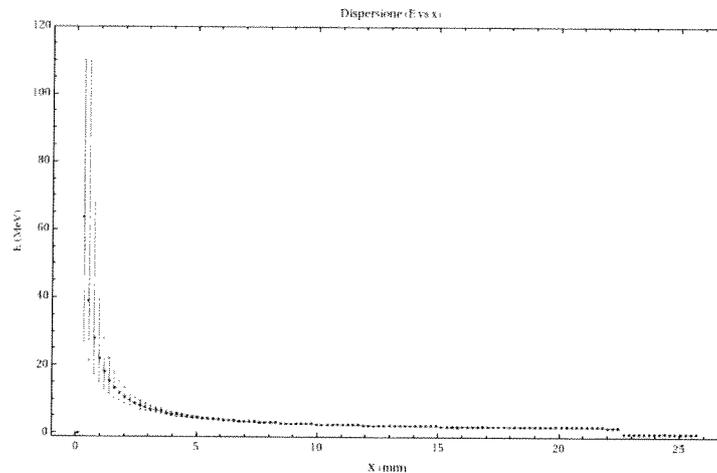


Figura 3.5: Curva di dispersione con energia fino a 110 MeV e $scale = 5$. In rosso la curva con cui è stato possibile ottenere una distribuzione spaziale uniforme degli elettroni simulati con il MonteCarlo. E', cioè, il risultato della prima tracciatura.

3.4 Il taglio dinamico delle immagini ed il calcolo del background.

Per prima cosa si deve convertire l'immagine, la quale solitamente viene prodotta in un formato proprietario dalla fotocamera, nel formato RAW. Di questo si occupa un programma molto semplice chiamato **UFRaw**. Dopo aver salvato il risultato della conversione si seleziona il canale verde dell'immagine, cancellando gli altri due (rosso e blu, RGB). Così facendo si elimina una parte di rumore poichè lo scintillatore utilizzato emette nel verde e quindi la presenza degli altri colori è imputabile solamente a rumore della CCD. Successivamente si taglia una striscia piuttosto grossa dell'immagine, a partire dalla posizione dello spot del laser. Questa posizione corrisponde al punto in cui arrivano gli elettroni di energia infinita (che non sentono il campo magnetico) e deve essere fornita dall'utente. Le dimensioni del primo ritaglio sono scelte in modo da selezionare solo la zona utile alla ricostruzione dello spettro (la zona di rivelatore in cui può apparire una strisciata). La restante parte dell'immagine (buia) è utilizzata per calcolare il valor medio di intensità sui pixel e lo scarto quadratico medio (il quale apparirà in veste di errore nei lineout). Quindi si procede all'individuazione della zona in cui l'intensità è massima e al ritaglio in verticale di una striscia più sottile (per un esempio vedi figura 3.6).

Un problema che si è manifestato durante l'implementazione di questo algoritmo è dovuto alla presenza, nel caso del nostro esperimento, di un alone verde intorno alla zona dello spot del laser. Questo alone disturba la misura ed è probabilmente imputabile a raggi x (che non vengono deflessi dal magnete) o ad elettroni che riescono a superare lo schermo di piombo su cui è praticata la fenditura e non passano quindi dalla zona di campo. Per cercare di ovviare a questo inconveniente ho deciso di calcolare il background integrando solo in verticale, in modo da ottenere un vettore e tenere conto della variazione spaziale,

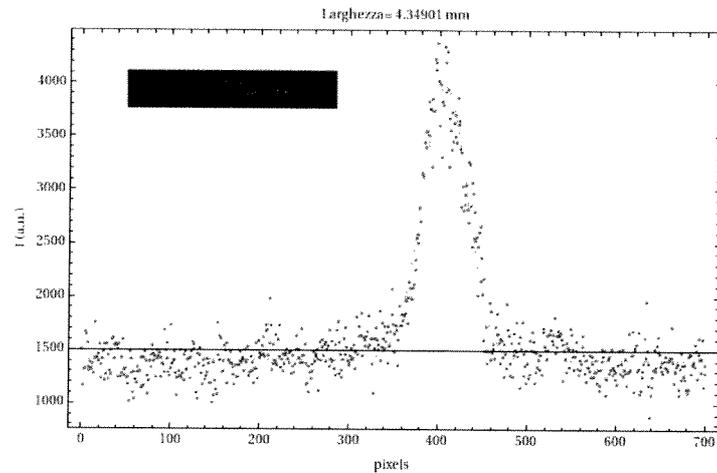


Figura 3.6: Lineout verticale di una immagine sperimentale dopo il primo ritaglio e immagine della striscia dopo il secondo ritaglio (in alto a sinistra). L'estremo sinistro della striscia corrisponde alla posizione del laser. La curva in blue è una gaussiana che ben fitta il profilo di intensità proiettato dalla fenditura. E' anche riportata una stima dell'altezza della fenditura ottenuta prendendo la larghezza a 4σ della gaussiana.

lungo l'asse dispersivo, del rumore. Come mi aspettavo il background dipende, in alcuni casi, dalla coordinata x (vedi figura 3.7).

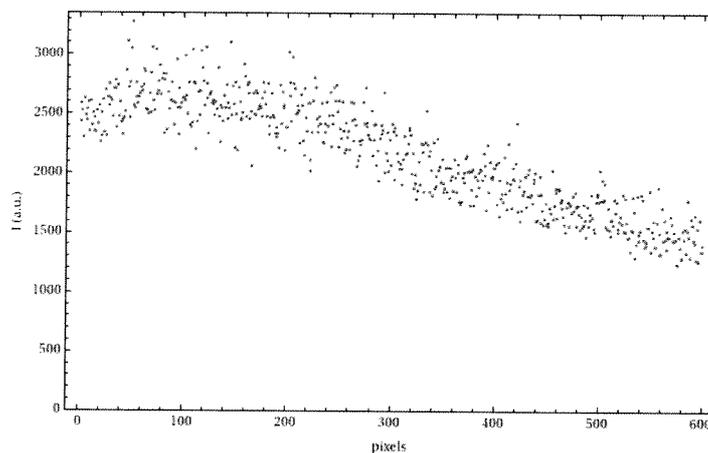


Figura 3.7: Dipendenza spaziale del rumore di fondo per una immagine sperimentale. A causa dell'alone si ha un andamento decrescente man mano che ci si allontana dalla posizione del laser.

Questo vettore andrà poi sottratto dal lineout della striscia. Come vedremo più avanti ciò

garantirà una certa simmetria tra le zone buie a destra e a sinistra della striscia stessa.

Per evitare di processare automaticamente immagini in cui non vi è segnale ho utilizzato una variabile di controllo. Nelle fasi successive questa variabile viene valutata: se è 1 si procede all'analisi del segnale, altrimenti non si fa nulla.

3.5 L'analisi delle strisce e la ricostruzione dello spettro

Dopo aver importato l'immagine sperimentale ritagliata ed i dati sul background si applica un filtro passa-basso. Infatti l'immagine grezza è in generale molto rumorosa e potrebbe presentare dei pixel, o piccoli gruppi di pixel, saturati. La natura di questa saturazione locale è da ricercarsi nella possibile rilevazione di raggi x-gamma, prodotti nel plasma, che colpiscono lo scintillatore o nella presenza di pixel bruciati nella CCD. A prescindere dalla loro natura questi picchi devono essere eliminati per evitare di falsare la misura elettronica. Di questo si occupa un filtro di Fourier che, in sostanza, calcola lo spettro dell'immagine e taglia questo spettro al di sotto di una certa soglia di intensità (la grandezza della soglia è da determinarsi in base all'esperienza). Solo dopo la filtratura si procede alla sottrazione del background precedentemente calcolato.

In figura 3.8 si può notare la differenza tra l'immagine filtrata e quella non filtrata.

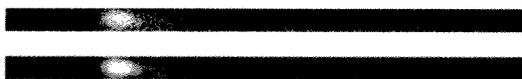


Figura 3.8: In alto la striscia non filtrata.

Una volta ottenute delle immagini più pulite si calcola il lineout integrando verticalmente su un numero di linee modificabile a piacere intorno al centro della striscia. Questo procedimento garantisce un'ulteriore eliminazione di rumore ma il numero di righe deve essere limitato (< 20), causa la bidimensionalità della simulazione delle traiettorie.

Come già accennato nella sezione 3.3, è possibile, anche in questa fase, modificare la grandezza dei bin per un fattore di riscalamento, sempre in modo da far coincidere il loro numero con quello della curva di dispersione. Per passare da un lineout i cui bin coincidono con i pixel dell'immagine originale ad un lineout riscalato si media sui bin vicini (in numero uguale al fattore di scala).

La figura 3.10 presenta il plot del lineout con filtro di Fourier e senza. Inoltre, a fianco, si può vedere l'effetto del riscalamento.

Il successivo passaggio, come già accennato, è quello di deconvolvere dal lineout la curva di calibrazione del sensore della fotocamera. Nel caso che sto citando come esempio la risposta della fotocamera è risultata essere logaritmica, come si può vedere dalla figura ???. La misura è stata effettuata usando un wedge costruito tramite la parziale sovrapposizione di filtri neutri ed illuminandolo con un fascio laser di luce verde (alla stessa lunghezza d'onda della luce di fluorescenza del Lanex) opportunamente espanso e disperso per ottenere un'illuminazione approssimativamente uniforme. Questo wedge è stato quindi fotografato con

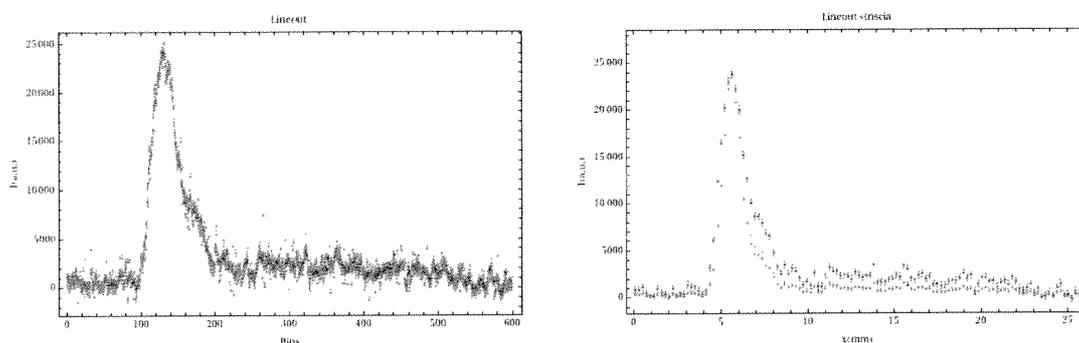


Figura 3.9: A sinistra: Lineout, di una immagine sperimentale, con filtro di Fourier in blu e senza in rosso. A destra: lineout riscaldato, in rosso con la deconvoluzione della curva di calibrazione. Fattore di scala $scale = 5$, integrazione su 10 linee.

la Pentax, regolando il tempo di esposizione al valore che usiamo abitualmente per le foto in camera. In un report successivo descriverò dettagliatamente la procedura, assieme ai risultati della misura.

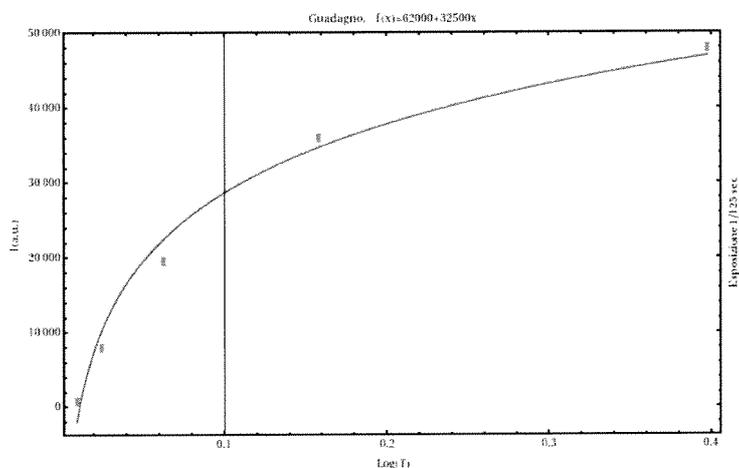


Figura 3.10: Curva di risposta dell Pentax K100D con tempo di esposizione di $1/125$ sec. Fit logaritmico.

Il risultato della deconvoluzione della curva di calibrazione, nel caso della fotocamera Pentax K100D da noi utilizzata, è riportato in figura 3.10, a destra. In questa figura si vede chiaramente che la risposta logaritmica della fotocamera ha l'effetto di allargare il picco reale e che la deconvoluzione introduce degli errori sul numero di conteggi dovuti alle incertezze sui parametri di fit della curva di calibrazione.

In nessuna figura di questo report sono stato in grado di mettere sull'asse dell ordinate un numero assoluto in una unità di misura fisica. Questo perchè non dispongo, per adesso, di una calibrazione assoluta del sistema ottico (efficienza dello scintillatore, efficienza di

trasporto della luce di fluorescenza, risposta assoluta della fotocamera). Ovviamente questa misura non altera la forma degli spettri ma può essere utile per determinare la quantità di carica presente nel bunch.

La rimanente parte di codice serve per ricostruire lo spettro con il metodo discusso esaurientemente nella sezione 2.2.3. Tale metodo può essere invocato con un numero di punti totale da estrarre modificabile dall'utente. Aumentare questa quantità produce un aumento della statistica, lasciando invariata l'area sotto la curva (ovvero conservando il numero di particelle.).

Esiste inoltre la possibilità di fare un plot dello spettro in scala logaritmica e di fittare con una retta. Questo perchè in molti esperimenti di accelerazione sono stati misurati spettri maxwelliani. In tal caso la pendenza della retta di fit rappresenta l'energia di scala tipica della distribuzione (vedi figura 3.11).

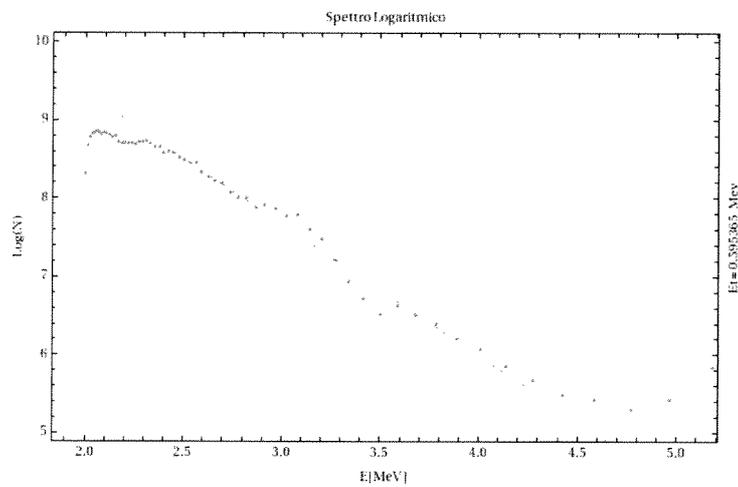


Figura 3.11: Spettro maxwelliano con energia di scala tipica di circa 0.6 MeV. Plot in scala Log-normale.

Capitolo 4

Ottimizzazione e uso dell'algoritmo.

4.1 Ottimizzazione di SPECMag.

In questa sezione presenterò dei grafici per dimostrare che i valori dei parametri da me scelti sono il miglior compromesso tra precisione di calcolo e computabilità.

I calcoli relativi alla simulazione del campo magnetico e alla tracciatura delle traiettorie devono essere svolti con sufficiente accuratezza da non costituire un ulteriore fonte di incertezza (non fisica) nella ricostruzione dello spettro. Per garantire ciò si devono scegliere con cura alcuni parametri come la segmentazione della struttura e le precisioni di integrazione. D'altra parte la necessità di contenere i tempi di calcolo e l'uso della memoria entro dei limiti ragionevoli induce a cercare un compromesso tra precisione e velocità. Per trovare questo compromesso si procede variando il valore di un parametro e studiando l'effetto di tale variazione sulla curva di dispersione ottenuta simulando le traiettorie di un certo numero di particelle. Se la variazione è piccola rispetto agli errori sull'energia dovuti a fattori fisici (divergenza del fascio, risoluzione spaziale, ecc.) si può considerare il parametro ottimizzato.

Nei grafici che seguiranno ho scelto, a titolo di esempio, di calcolare 40 traiettorie con energie tra 2 e 10 MeV. I confronti vanno fatti con il corrispondente intervallo di energia nella curva di dispersione di figura 2.2.

Nella figura 4.1 sono riportate le differenze tra due diverse scelte dei parametri di segmentazione. Ogni spettrometro ha una sua suddivisione in blocchi, necessaria per riprodurre la geometria con **RADIA**, ed ognuno deve essere segmentato indipendentemente. In genere si procede cercando la migliore suddivisione di ciascun blocco con suddivisione minimale degli altri. Nel nostro caso i parametri corrispondenti alla *scelta 1* sono¹:

$$\begin{aligned}n1 &= (4, 2, 2) \\n2 &= (4, 9, 6) \\n3 &= (4, 2, 6) \\n4 &= (4, 9, 6) \\n5 &= (4, 9, 6)\end{aligned}\tag{4.1}$$

Questa scelta è quella che garantisce il miglior rapporto precisione-prestazioni, mentre la *scelta 2* (che non riporto per brevità) garantisce una maggiore accuratezza. Si vede come l'errore sull'energia sia decisamente trascurabile rispetto a quello della curva 2.2, fatto che giustifica l'uso della *scelta 1*. Si nota, però, che tra le due alternative c'è una differenza di

¹per capire a cosa corrispondono si rimanda alla visione del codice sorgente.

campo minima ($< 1\%$). Questo significa che bisogna stare attenti ad ottenere il miglior accordo possibile tra la simulazione del campo e la misura sperimentale e che la stessa misura deve essere molto precisa. Infatti in figura 4.2 si nota come una incertezza del campo di circa il 15% causa una variazione sostanziale nella curva di dispersione².

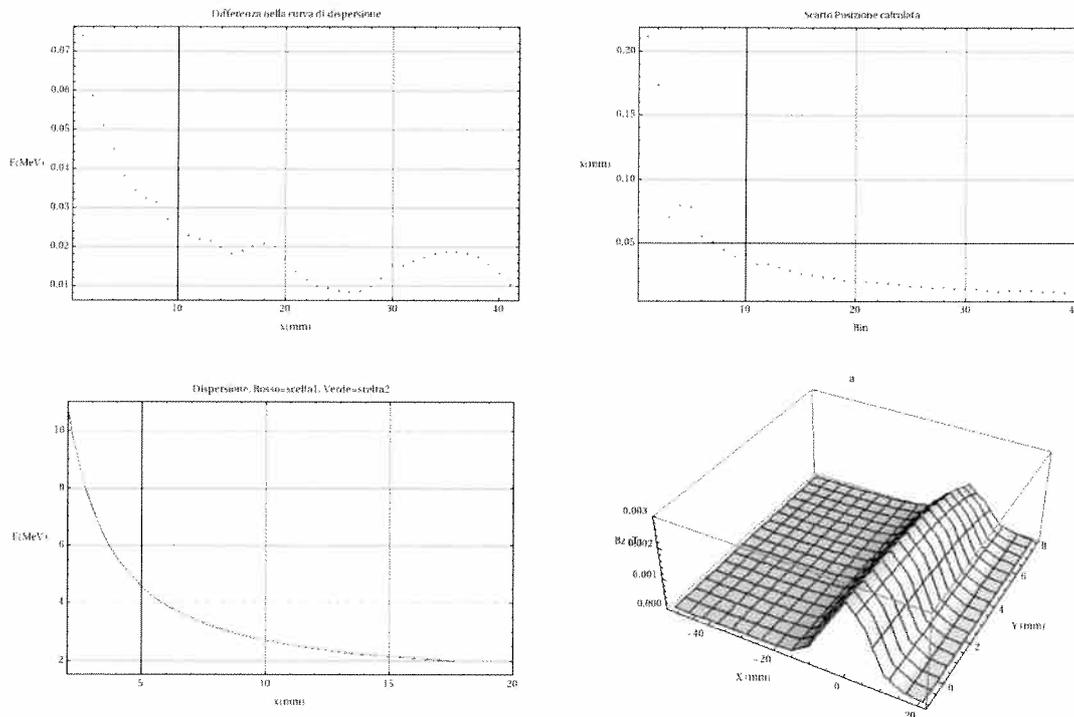


Figura 4.1: Differenze tra due diverse scelte dei parametri di segmentazione. In alto a sinistra differenza nella curva di dispersione, accanto differenza di posizione finale, in basso a destra le curve di dispersione, a sinistra differenza di campo.

Il parametro più delicato è, però, la precisione dell'integratore delle equazioni del moto. Aumentare la precisione risulta in una tracciatura più accurata a scapito di un tempo di calcolo molto più lungo quando si tratta di simulare decine di migliaia di traiettorie. In figura 4.3 si può vedere la differenza nella simulazione delle traiettorie con due precisioni diverse: la prima scelta è quella ottimizzata mentre la seconda garantisce una maggiore accuratezza. Andando a precisioni ancora maggiori non si guadagna più nulla.

Una nota importante la merita la definizione del range di energia da assegnare alle particelle durante la prima tracciatura³: questo intervallo dovrebbe essere scelto in modo da coprire tutti i bin (già riscaldati) da zero fino al bordo dello schermo, ma, in pratica, ci si può limitare ad un range più piccolo, purchè l'energia associata al bin più vicino all'asse sia sufficientemente elevata da coprire tutta la zona in cui ci si aspetta che possano venir rilevati elettroni.

Per quanto riguarda tutte le altre costanti e parametri che appaiono occasionalmente nel

²Un criterio per capire se l'incertezza è troppo grande potrebbe essere quello di guardare se la differenza di posizione finale è più piccola o più grande della risoluzione spaziale scelta. Questo criterio, però, non è giusto, poichè una differenza anche sostanziale di posizione per energie basse causa una variazione minima in energia ricostruita, quindi è più giustificato confrontare l'errore sull'energia.

³durante la seconda tracciatura il suddetto range è rilevato automaticamente.

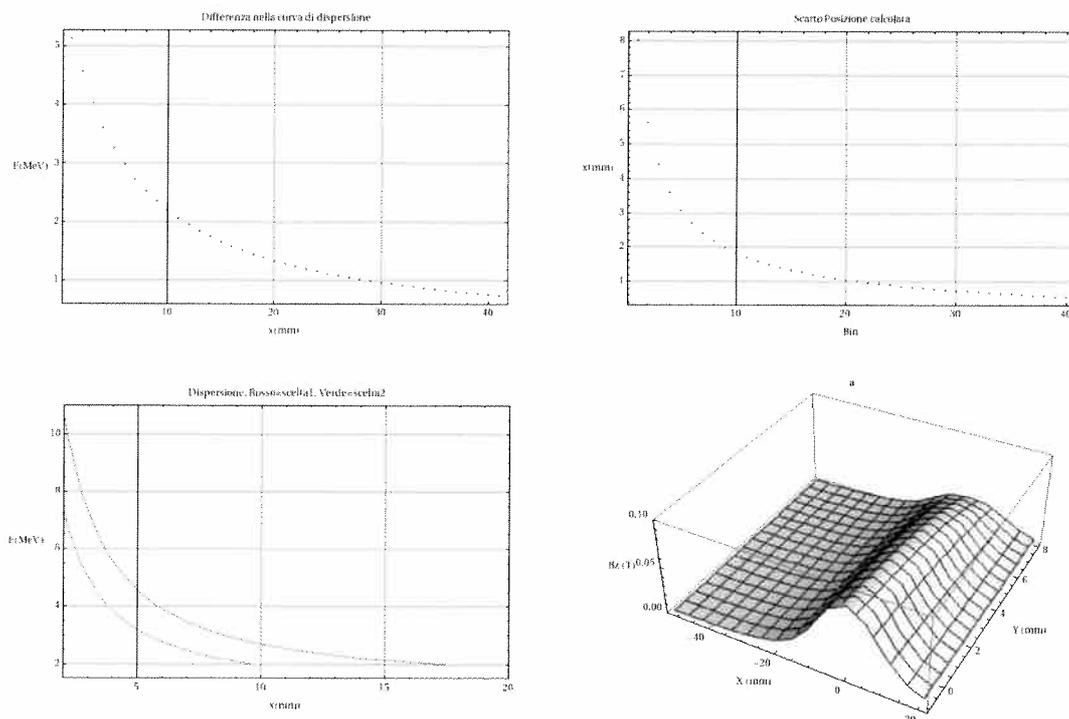


Figura 4.2: Differenze tra due diverse scelte dei parametri che definiscono le proprietà magnetiche della struttura in ferro. In alto a sinistra differenza nella curva di dispersione, accanto differenza di posizione finale, in basso a destra le curve di dispersione, a sinistra differenza di campo.

codice c'è poco da dire: si stabilisce il loro valore andando a senso (per esempio ci si deve assicurare che il numero di eventi generato nei MonteCarlo sia sufficientemente elevato per avere statistica, che il taglio nello spazio di Fourier durante la filtratura sia abbastanza alto da essere efficace ma non troppo alto da elidere possibili picchi, ecc...)

4.2 Uso di SPECMag.

Per usare SPECMag è necessario:

- un sistema operativo Linux con shell bash;
- una versione di Mathematica 4.0 o successiva;
- il tool RADIA;
- il programma UFRaw;

La prima cosa da fare quando si è finito di progettare uno spettrometro magnetico è far correre i sottoprogrammi di caratterizzazione. Per fare questo si deve aprire il file chiamato `ParticleTracer.v1.6.nb`, aggiustare tutti i parametri ed i range di generazione secondo quanto discusso precedentemente e far partire la prima tracciatura con non più di 10000 eventi (le parti di essenziali sono su sfondo giallo). Tutti i risultati vengono salvati automaticamente. Dopodiché ci si posiziona, tramite shell, nella cartella `./SpecMag/ParticleTracer` e si digita:

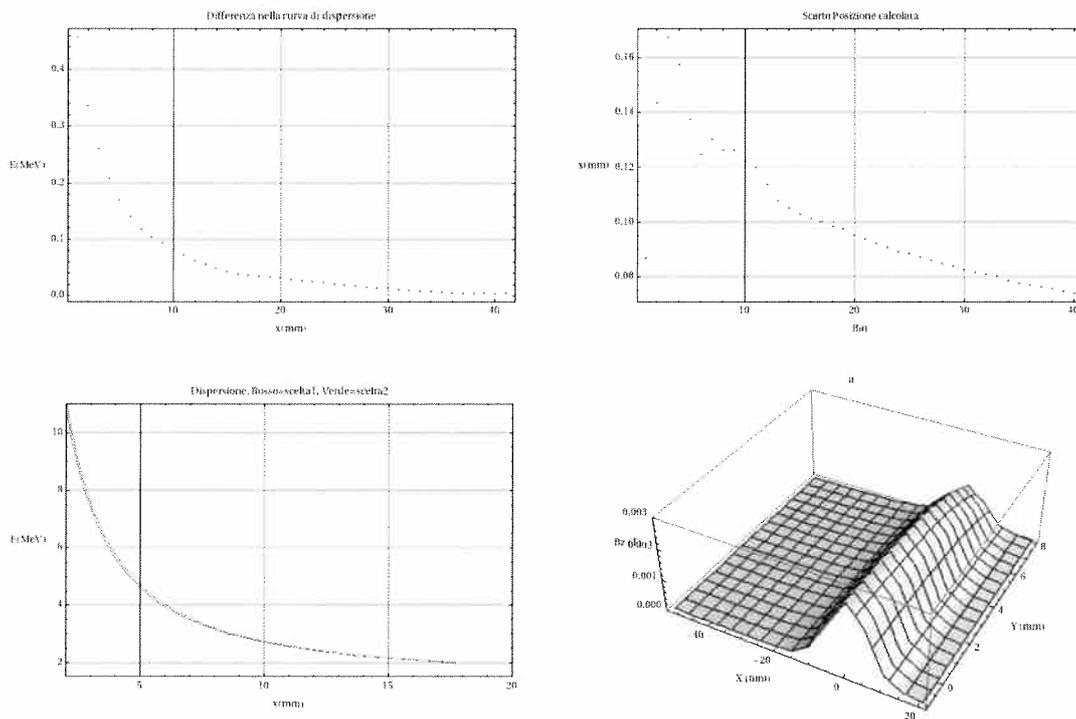


Figura 4.3: Differenze tra due diverse scelte della precisione di integrazione (scelta 1: $\epsilon = 10^{-5}$, $h_{max0} = 10^{-11}$, $hB = 10^{-12}$; scelta 2: $\epsilon = 10^{-6}$, $h_{max0} = 10^{-12}$, $hB = 10^{-13}$). In alto a sinistra differenza nella curva di dispersione, accanto differenza di posizione finale, in basso a destra le curve di dispersione, a sinistra differenza di campo.

```
nohup math<ParticleTracerv4.1.m>log &
```

Questo comando chiama l'algoritmo per la seconda tracciatura⁴, il quale reperisce i dati salvati precedentemente e simula le traiettorie di molte più particelle. Tale operazione può durare da poche ore a pochi giorni, a seconda della velocità del processore e del numero di eventi che si è scelto di generare. Al termine della tracciatura si dovrebbero avere nella cartella del programma i seguenti file:

- **Store2.** File dove sono salvati i risultati della prima tracciatura.
- **Store.** File dove sono salvati i risultati della seconda tracciatura.
- **grafici.** File contenente le informazioni per plottare le traiettorie.
- **object.** File contenente le informazioni per disegnare la geometria dello spettrometro.

⁴il comando "nohup" serve per impedire che il programma venga interrotto quando si esce dalla shell, mentre la "&" serve per mandare l'esecuzione in background. L'output è redirezionato in un file chiamato "log".

- **campostandard** File contenente la mappa simulata del campo.

L'ultimo passaggio della caratterizzazione consiste nella creazione della curva di dispersione. Per fare questo si deve utilizzare il file chiamato **PostProcessingv11.1**, facendo correre le parti su sfondo giallo. Alla fine i seguenti file vanno ad aggiungersi a quelli precedentemente elencati:

- **diretta**. File dove è salvata la funzione che interpola i dati della prima tracciatura.
- **inversa**. File dove è salvata la funzione inversa.
- **MCdati**. File contenente le informazioni sulla curva di dispersione.

Con questo termina la caratterizzazione: i tre file sopra sono i risultati del procedimento. Per proseguire si deve disporre di immagini sperimentali. I codici utilizzati per la loro analisi sono chiamati **tagliov3.0.m** e **Imageprocessingautov2.0.m**. Essi sono invocati automaticamente da uno script denominato **SPECMag**, il quale si occupa di:

- reperire le immagini sperimentali, le quali devono essere collocate nella sottocartella `./originali/lanex`;
- chiamare i codici per il ritaglio e l'analisi delle immagini;
- salvare i grafici ottenuti nella cartella `./Immagini Lanex/Analyzed`.

Gli altri codici presenti nella cartella del programma servono per capire come funziona l'algoritmo e per metterlo a punto. Molte righe commentate aggiungono funzionalità o permettono di plottare ulteriori grafici.

Capitolo 5

Conclusioni

In conclusione il programma **SPECMag** consente di analizzare le immagini sperimentali, in modo automatico, provenienti da spettrometri più o meno complessi. Prima dell'utilizzo vero e proprio del codice è però necessario fare alcune calibrazioni ed ottimizzazioni per ben adattarlo al particolare sistema diagnostico. Un metodo per ottimizzare alcuni parametri è presentato nella precedente sezione.

Alcune migliorie apportabili al programma sono:

- l'estensione a tre dimensioni spaziali per quanto riguarda la tracciatura delle particelle e la conseguente estensione a due dimensioni del resto dell'algoritmo (curva di dispersione \rightarrow superficie di dispersione). Ciò permetterebbe di integrare verticalmente su tutta la strisciata (e non solo su poche linee) quando si va a costruire il lineout, ottenendo un segnale più intenso e meno rumoroso;
- la registrazione dell'angolo iniziale, assieme alla posizione e all'energia, al termine dell'integrazione delle equazioni del moto. Supponendo una distribuzione angolare con simmetria assiale (non più uniforme...) si potrebbe in questo modo utilizzare SPECMag anche negli esperimenti in cui non si utilizzano fenditure o collimatori prima del magnete. L'idea per raggiungere questo obiettivo è di conservare la parte di simulazione delle traiettorie con angoli distribuiti uniformemente all'interno dell'accettanza angolare dello strumento, per poi convolvere, in fase di realizzazione della curva di dispersione, la distribuzione angolare nel piano non-dispersivo con la simulazione.

Come ultima cosa faccio notare come sia necessario prestare molta attenzione all'allineamento dello spettrometro rispetto allo schermo di rivelazione e all'asse del laser. Infatti durante l'analisi si presuppone che lo schermo sia esattamente perpendicolare al laser e parallelo (nel caso nostro) al lato lungo dei magneti. Gli errori introdotti dalla misura delle distanze in gioco (dimensioni spettrometro, distanza sorgente, distanza schermo ecc.), nonché sulla misura del campo magnetico e quelli dovuti allo scattering coulombiano multiplo dentro lo scintillatore, sono incorporati nella scelta della risoluzione spaziale (nella variabile *scale*). Questo parametro, quindi, deve essere deciso con cura e, se necessario, sovrastimato per evitare di avere degli spettri non affidabili. Generalmente l'effetto dello scattering coulombiano è quello di degradare la risoluzione spaziale a circa $100\mu m$, mentre l'effetto dell'incertezza sulla misura del campo può essere riassorbito usando una risoluzione di $200 - 300\mu m$. Ovviamente non serve a nulla usare fenditure più strette o migliorare l'ottica dei magneti se la risoluzione in energia è limitata dalla risoluzione spaziale.

Nel nostro caso, un valore di *scale* di circa 5 (che corrisponde ad una risoluzione spaziale minore di $200\mu m$) è appropriato. Discuterò in un prossimo report, in modo dettagliato, dell'uso di SPECMag nel caso dello spettrometro in funzione al laboratorio **ILIL**. Per adesso riporto in figura 5.1 un esempio di spettro ricavato da dati reali (nello specifico dai lineout di figura 3.10). In questo spettro è ben visibile un picco intorno ai $4MeV$.

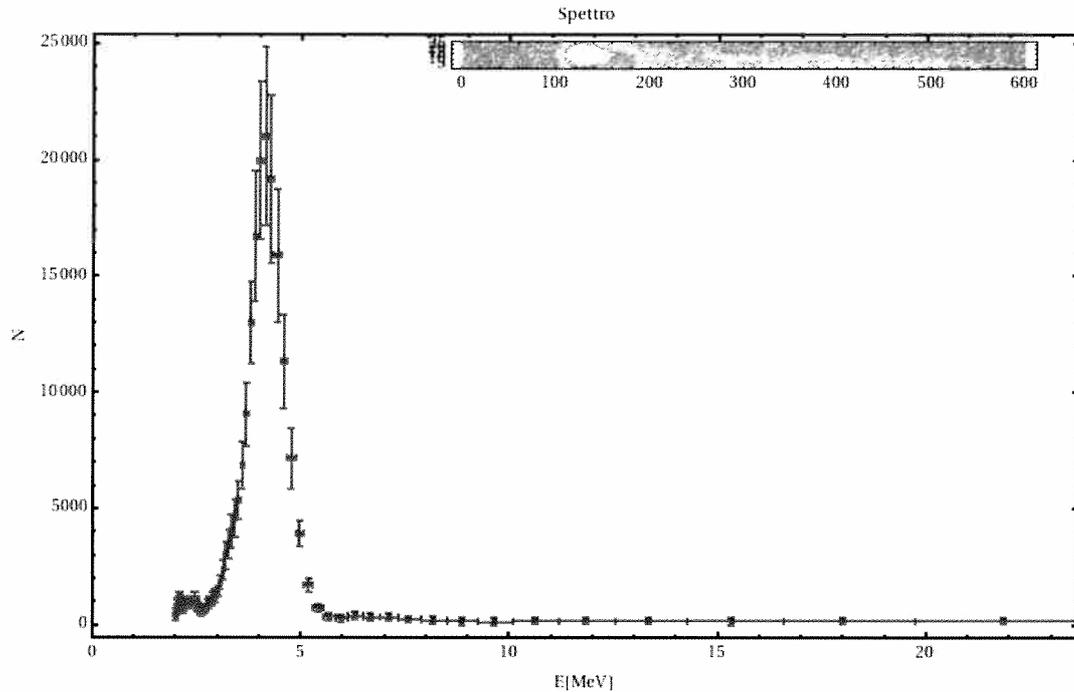


Figura 5.1: Esempio di spettro ricavato dai dati reali. Il nostro spettrometro, in questo caso, ha la risoluzione necessaria per risolvere il picco intorno ai $4MeV$.