

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI CATANIA
FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI
CORSO DI LAUREA IN FISICA

ROSARIA MAURIZIA LA ROSA

STUDIO DEL SISTEMA MAGNETICO PER L'ESTRAZIONE
DEI FASCI DI PARTICELLE DAL CICLOTRONE SCENT300

TESI DI LAUREA

RELATORI:
CHIAR.MO PROF. SALVATORE LO NIGRO
DOTT. LUCIANO CALABRETTA
DOTT. MARIO MAGGIORE

ANNO ACCADEMICO 2007/2008

Ai miei genitori

Introduzione	1
1 L'adroterapia	4
1.1 Le neoplasie tumorali	5
1.2 L'adroterapia	7
1.3 Caratteristiche ed effetti delle radiazioni ionizzanti	10
1.4 Effetti biologici delle radiazioni	14
1.5 L'adroterapia con fasci di ioni leggeri	16
1.6 Acceleratori usati nelle terapie	21
1.6.1 Il ciclotrone	21
1.6.2 Il sincrotrone	22
1.6.3 Ciclotroni e sincrotroni: vantaggi e svantaggi . . .	23
1.7 Centri di adroterapia nel mondo	24
1.7.1 HIMAC facility (Chiba, Giappone)	27
1.7.2 GSI facility (Darmstadt, Germania)	29
1.7.3 CATANA facility (Catania, Italia)	30
1.7.4 CNAO facility (Pavia, Italia)	32
2 Fisica del ciclotrone	35

2.1	Il ciclotrone classico	36
2.2	La focalizzazione debole	39
2.3	Equazioni della dinamica	43
2.3.1	Dinamica assiale	45
2.3.2	Dinamica radiale	46
2.4	Il ciclotrone AVF	48
2.4.1	Isocronismo	49
2.4.2	Focalizzazione di Thomas	50
2.4.3	La focalizzazione a spirale	54
2.4.4	Le frequenze di betatrone	56
2.5	La dinamica longitudinale	56
2.6	Sistemi di iniezione e di estrazione	61
2.6.1	Sistemi di iniezione	61
2.6.2	Sistemi di estrazione	63
2.7	Limiti di operatività dei ciclotroni	65
3	Il progetto SCENT300	68
3.1	Descrizione del progetto SCENT	68
3.2	Caratteristiche della macchina	71
3.2.1	Proprietà magnetiche	72
3.2.2	Descrizione del sistema accelerante	79
3.2.3	Descrizione dei sistemi di iniezione e di estrazione	82
3.3	Cenni di dinamica dei fasci	85
4	Studio del sistema magnetico per l'estrazione dei fasci	91
4.1	Descrizione del sistema di estrazione	93
4.1.1	Estrazione mediante deflessione elettrostatica . .	93
4.1.2	Estrazione per stripping	96
4.1.3	I canali magnetici	97
4.2	Approssimazione current-sheet	99
4.2.1	Ottimizzazione dei canali magnetici	100

4.2.2	Confronto con FEMM (Finite Element Method Ma-	
	gnetics)	109
4.3	Simulazioni in 3D	115
4.3.1	Studio dei canali magnetici per l'estrazione del $^{12}C^{6+}$	116
4.3.2	Canali per l'estrazione del H_2^+	125
Conclusioni		128
Appendice A		132
Appendice A		134
Appendice C		136
Appendice D		138
Ringraziamenti		140
Riferimenti bibliografici		145

Le necessità della fisica sperimentale nucleare e lo sviluppo della tecnologia sono state alla base dello studio dei ciclotroni e hanno portato a progettare macchine sempre più complesse e moderne, cercando di integrare l'alta funzionalità e la versatilità di questo tipo di acceleratore con la compattezza che lo contraddistingue. Queste caratteristiche rendono il ciclotrone la scelta migliore da adottare nell'ambito applicativo, dove è essenziale adattare in maniera ottimale l'acceleratore alle esigenze dell'utente finale.

Negli ultimi anni, l'uso commerciale dei ciclotroni si è incrementato sia nell'ambito industriale sia in quello ospedaliero, dove le ricerche nel campo della medicina e dell'adroterapia necessitano di questo tipo di acceleratori.

Questo lavoro di tesi è stato svolto presso i Laboratori Nazionali del Sud di Catania nell'ambito del progetto SCENT300 (Superconducting Cyclotron for Exotic Nuclei and Therapy), che prevede lo studio di un ciclotrone compatto superconduttivo per applicazioni medicali, in particolare per l'adroterapia.

L'obiettivo principale è l'analisi del sistema magnetico adottato per l'estrazione dei fasci di particelle cariche dal ciclotrone.

SCENT300, infatti, è un acceleratore in grado di produrre sia fasci di protoni sia fasci di ioni di Carbonio.

La scelta di produrre questi due tipi di specie ioniche è motivata dai vantaggi che esse offrono nel trattamento dei tumori rispetto alla radioterapia tradizionale: esse, infatti, provocano danni minimi ai tessuti sani che circondano la massa tumorale, rilasciando la maggior parte della loro energia nella regione circoscritta al tumore. Con fasci di protoni da 260 MeV si potranno trattare tumori profondi, con fasci di ioni di Carbonio da 300 AMeV, invece, una parte consistente di tumori radio-resistenti.

Il fascio di Carbonio, quindi, viene estratto all'energia massima di 300 AMeV per mezzo di due deflettori elettrostatici. Il fascio di protoni, invece, viene prodotto mediante l'accelerazione della molecola ionizzata H_2^+ . L'estrazione di H_2^+ viene realizzata attraverso un processo di stripping, per mezzo del quale la molecola perde l'elettrone di legame e si spezza in due protoni. Questo metodo permette di estrarre il fascio di protoni con un'energia minima di 260 MeV.

In entrambi i casi, il sistema di estrazione è costituito anche da una serie

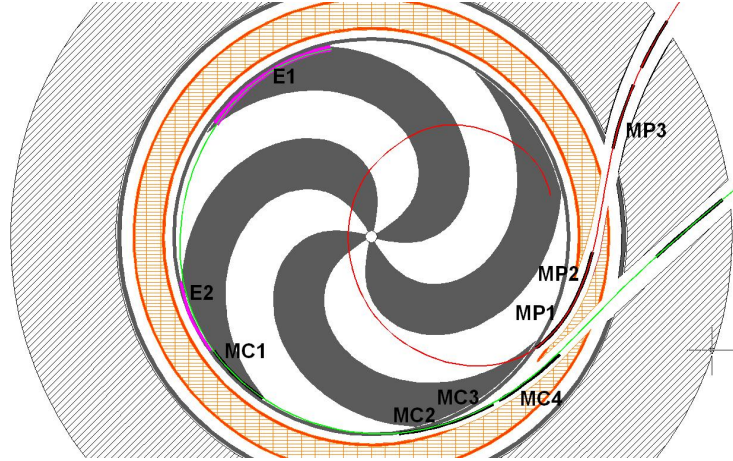


Figura 1: Schema di SCENT300. Sono mostrati le traiettorie per l'estrazione del Carbonio (verde) e dei protoni (rosso), i deflettori elettrostatici (E1 e E2), i canali magnetici per l'estrazione di $^{12}C^{6+}$ (denotati da MC) e quelli per H_2^+ (denotati con MP).

di canali magnetici. Tali sistemi magnetici passivi vengono posizionati in maniera opportuna lungo la traiettoria di estrazione e sono costituiti da una serie di barre di ferro, poste in particolari configurazioni, che vengono magnetizzate dall'intenso campo magnetico del ciclotrone ($3 \div 4$ T). I canali magnetici svolgono la duplice funzione di abbassare localmente il campo magnetico, per agevolare e rendere più veloce la fuoriuscita delle particelle, e di incrementare la focalizzazione radiale nella regione di estrazione dove sono presenti forti gradienti di campo.

Di seguito, viene presentata una breve descrizione dei capitoli che costituiscono questo lavoro di tesi.

Nel primo capitolo verranno illustrati i vantaggi offerti dall'adroterapia rispetto alle tecniche convenzionali di trattamento dei tumori. Inoltre, verranno descritti alcuni centri di adroterapia già esistenti nel mondo e un progetto in fase di realizzazione in Italia (CNAO).

Nel secondo capitolo si descriverà la fisica del ciclotrone. In particolare, si studierà la dinamica del fascio in presenza del campo elettromagnetico e si determineranno i parametri che ne assicurano la stabilità, risolvendo le equazioni del moto.

Il terzo capitolo illustrerà il progetto SCENT300 e le sue caratteristiche.

Nel quarto capitolo verranno descritti i sistemi impiegati per l'estrazione delle due specie ioniche. In particolare, si parlerà dei canali magnetici.

Infine, nelle Conclusioni si discuteranno i risultati ottenuti.

CAPITOLO 1

L'ADROTERAPIA

La terapia adronica, detta anche adroterapia, è una forma particolare di radioterapia che utilizza, anzichè i raggi X, fasci di particelle pesanti, dette adroni, tra le quali gli ioni di Carbonio e i protoni, per trattare un'ampia gamma di patologie tumorali.

Grazie alle particolari proprietà fisiche di tali particelle, l'adroterapia è un trattamento più preciso perchè consente di colpire il tumore in modo estremamente selettivo e quindi di risparmiare i tessuti sani che lo circondano. E' una terapia anche più efficace, in quanto consente, in alcuni casi, di uccidere le cellule di quei tumori che mostrano una certa resistenza alle radiazioni convenzionali.

L'adroterapia è un trattamento che per ora viene effettuato solo in poche strutture nel mondo, perchè necessita di macchinari tecnologicamente molto sofisticati e costosi.

Attualmente l'unico centro italiano nel quale è possibile ricevere un trattamento di protonterapia (esclusivamente per patologie oculari) è CATANNA (Centro di AdroTerapia e Applicazioni Nucleari Avanzate) realizzato presso i Laboratori Nazionali del Sud dell'INFN a Catania. Inoltre, a Pavia è attualmente in costruzione il CNAO (Centro Nazionale di Adro-

terapia Oncologica). Il CNAO si prefigge lo scopo di curare i pazienti affetti da tumori solidi mediante l'uso di fasci di protoni e ioni di Carbonio e, nello stesso tempo, di effettuare ricerca scientifica per individuare strumenti sempre più efficaci nella lotta contro il cancro.

1.1 Le neoplasie tumorali

I tumori o, meno comunemente, le neoplasie (dal greco *neo*, nuovo, e *plasia*, formazione) rappresentano una classe di malattie caratterizzate da una incontrollata riproduzione di alcune cellule dell'organismo, che smettono di rispondere ai meccanismi fisiologici di controllo cellulare a seguito di danni al loro patrimonio genetico. Perché una cellula diventi tumorale deve esserci un errore nel sistema che controlla la sua riproduzione. Tutte le cellule cancerose e precancerose presentano, infatti, alterazioni molto estese del loro assetto cromosomico (*cariotipo*): il numero di cromosomi presenti nel loro nucleo è alterato e i cromosomi stessi sono danneggiati, multipli o mancanti (*aneuploidia*).

L'alterazione cromosomica delle cellule tumorali è talmente grave ed estesa da fornire la prova che in ogni caso di tumore tutte le cellule cancerose discendono da un'unica cellula madre mutata: tutte infatti condividono la stessa esatta forma di aneuploidia, tanto complessa da rendere altamente improbabile l'eventualità di due cellule madri diverse che hanno subito per caso la stessa serie di mutazioni.

I tumori sono, solitamente, suddivisi in benigni e maligni. I primi sono costituiti da cellule che mantengono in parte le loro caratteristiche morfologiche e funzionali, pur esibendo autonomia moltiplicativa. Essi sono caratterizzati da un tipo di sviluppo detto *espansivo*, perché comprime i tessuti vicini senza distruggerli. I tumori maligni sono, invece, costituiti da cellule che appaiono morfologicamente e funzionalmente diverse dalle corrispondenti normali. L'atipia morfologica si manifesta con mancanza di uniformità nella forma e nelle dimensioni delle cellule e degli organi

cellulari. I tessuti vicini al tumore maligno vengono invariabilmente infiltrati e distrutti dalle cellule tumorali che si sostituiscono a quelle normali (*invasività neoplastica*).

L'infiltrazione delle cellule neoplastiche non si arresta di fronte alla parete dei vasi linfatici, dei capillari e delle venule che possono essere invasi, con la conseguenza che le cellule tumorali raggiungono i linfonodi o il circolo sanguigno dando inizio a quel processo noto con il termine di metastatizzazione.

A seconda del tessuto in cui si è sviluppata la prima cellula tumorale, si riconoscono tre categorie di cancro:

- sarcomi;
- carcinomi;
- leucemie e linfomi.

I sarcomi si sviluppano nei tessuti adiposi e in quelli connettivi, come ossa, cartilagini, nervi, vasi sanguigni e muscoli; i carcinomi derivano dai tessuti epiteliali che rivestono le cavità interne, come la cute e le mucose, e dai tessuti ghiandolari, come la prostata e la ghiandola mammaria. Le leucemie e i linfomi, invece, si formano negli organi emopoietici e nel sistema linfatico.

Si definiscono quattro stadi della malattia, dipendenti dalle caratteristiche e dall'estensione del tessuto malato: lo stadio primario e quello secondario indicano tumori ancora localizzati, lo stadio terziario si riferisce a tumori estesi anche ai linfonodi della regione corporea, mentre lo stadio quaternario indica un tumore con metastasi lontane dal sito di origine.

E' evidente che per contrastare la malattia sono fondamentali una diagnosi precoce e delle terapie appropriate ed efficaci, in grado di eliminare le masse tumorali senza danneggiare i tessuti sani.

La fisica nucleare offre diversi metodi di diagnosi e terapie più efficienti

dei classici interventi chirurgici, perchè meno invasive e capaci di curare anche tumori non più operabili, permettendo, quindi, di ridurre i tempi di ripresa e la possibile invalidità dei pazienti.

1.2 L'adroterapia

La radioterapia è una delle modalità più importanti nella cura dei tumori.

Idealmente, l'obiettivo di qualsiasi terapia che utilizzi radiazioni è quello di rimuovere o distruggere il tumore preservando allo stesso tempo i tessuti sani che lo circondano. Proprio questa idea, quasi cento anni fa, diede origine all'utilizzo dei raggi X in questo settore, sebbene questi non riuscissero a penetrare molto in profondità nei tessuti e avessero effetti terapeutici discutibili. Nei primi anni '20, cominciarono a essere usati il radio, capace di produrre raggi γ , e gli acceleratori di elettroni, che fornivano raggi X più energetici. Furono utilizzati anche i reattori nucleari per produrre Cobalto radioattivo, il quale è diventato la sorgente di raggi γ più utilizzata in radioterapia fino a oggi. Le macchine più moderne e largamente impiegate per la terapia con i raggi X sono acceleratori lineari compatti. Con gli anni questa tecnica è stata costantemente migliorata: le macchine sono state adattate all'ambiente ospedaliero e i metodi di irraggiamento sono diventati più accurati. Tuttavia, ci sono ancora molti casi in cui non è possibile evitare l'irraggiamento di organi critici nelle vicinanze del tumore; la dose massima accettabile per questi organi potrebbe in alcuni casi limitare la dose rilasciata al tumore, portando a un possibile fallimento della terapia.

Circa cinquanta anni fa, R. Wilson osservò che il picco di Bragg di protoni monoenergetici (e di altri ioni più pesanti) avrebbe permesso di rilasciare la dose di radiazione alla fine del loro percorso, in corrispondenza del tumore stesso, dove deve essere apportato il danno maggiore.

La curva di Bragg rappresenta l'andamento della perdita di energia di una radiazione ionizzante durante il suo percorso attraverso la materia. Quando una particella carica con velocità v si muove in un materiale, ionizza e deposita una dose lungo il suo cammino. Per i protoni, le particelle α , i neutroni e gli altri ioni, la curva mostra un picco pronunciato (*picco di Bragg*) immediatamente prima che la particella si fermi, come può essere visto in Fig. 1.1; quest'effetto è dovuto al fatto che la sezione d'urto di interazione aumenta al diminuire dell'energia della particella.

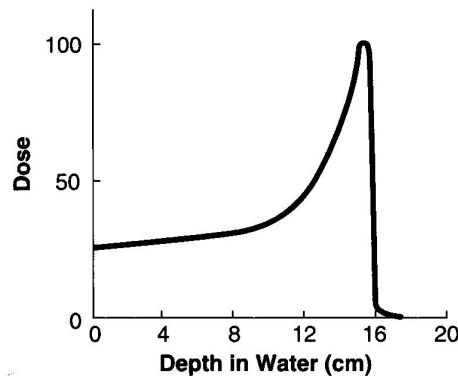


Figura 1.1: Perdita di energia in funzione della profondità di penetrazione in acqua per una particella carica pesante.

Modulando l'energia dei protoni (o degli ioni), in principio, dovrebbe essere possibile irradiare l'intero volume del tumore con una dose uniforme e sufficientemente alta, mantenendo bassa la dose assorbita dagli altri organi circostanti. Questa caratteristica, insieme alla bassa diffusione laterale del fascio, è la base dell'adroterapia [26].

A partire da questa proposta iniziale, sono state costruite o adattate diverse macchine acceleratrici per protoni al fine di curare alcuni tipi di neoplasie.

L'introduzione più recente è quella degli ioni energetici nel range di massa che va dal Carbonio al Neon.

Oltre a mostrare un picco di Bragg molto simile a quello dei protoni e una diffusione laterale minore, come mostrato in Fig. 1.2, questi ioni

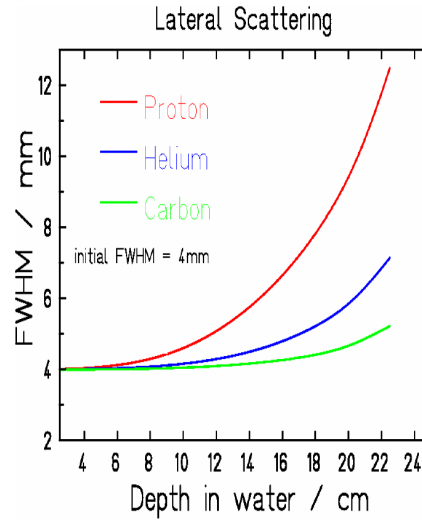


Figura 1.2: Diffusione laterale di alcune specie ioniche (protoni, Elio e Carbonio) in funzione della profondità raggiunta in acqua. Come si può notare, all'aumentare della massa della particella diminuisce lo spread laterale.

hanno altre caratteristiche che potrebbero renderli più adatti per la terapia di alcune tipologie di tumori rispetto ad altri tipi di radiazione. Il trasferimento lineare di energia (LET), o energia depositata per unità di lunghezza, risulta più alto di quello delle radiazioni convenzionali, compresi i protoni; l'efficacia biologica relativa (RBE) tende ad essere più alta se i valori del LET sono maggiori. Inoltre, una radiazione ad alto LET colpisce anche le cellule tumorali ipossiche, meno sensibili alle radiazioni, e presenti soprattutto nei tumori grandi e poco vascolarizzati. Bisogna, comunque, notare che le radiazioni convenzionali a basso LET (raggi γ ed elettroni) sono più semplici da realizzare sia per ciò che concerne la produzione, sia per il trasporto del fascio dalla sorgente al paziente. Inoltre, l'utilizzo di radiazioni ad alto LET, comporta il rilascio di una cospicua quantità di energia in prossimità del picco di Bragg. Diventa, quindi, estremamente importante regolare adeguatamente la forma geometrica del fascio e soprattutto la sua energia e il tempo di esposizione dei tessuti. Per questo motivo sono necessari una serie di accertamenti diagnostici, quali tomografia computerizzata (CT) per tessuti altamente

densi, risonanza magnetica (MRI) per tessuti delicati, ultra suoni (US), scintigrafia o tomografia per emissione di positroni (PET), che, ugualizzando la risoluzione spaziale di un fascio di adroni, consentono di determinare l'esatta forma e posizione delle cellule da colpire. Servono, inoltre, macchine che riescano ad accelerare un fascio regolabile nei suoi parametri fondamentali (intensità, energia, dimensioni).

1.3 Caratteristiche ed effetti delle radiazioni ionizzanti

L'efficacia delle terapie basate sulle radiazioni dipende da fattori legati alle composizioni del tumore e del tessuto sano e alle caratteristiche dei fasci utilizzati, come la dose assorbita (D), la dispersione laterale (*straggling*), il trasferimento lineare di energia (LET) della radiazione, l'ossigeno contenuto nei tessuti irradiati, il danno biologico effettivo (RBE) arrecato dalla radiazione al tessuto, la dose efficace (E).

La dose assorbita esprime la quantità di energia depositata a livello macroscopico, cioè misura l'energia assorbita per unità di massa dal tessuto e si misura in Gray (Gy) o in rad (Radiation Absorbed Dose). Un'esposizione di un Gray corrisponde ad una radiazione che deposita un Joule di energia per chilogrammo di materia ($1Gy = 1J/kg$), mentre il rad è pari a 100 erg per grammo ed equivale a 0.01 Gy . Radiazioni quali i raggi γ , i fotoni di brehmsstrahlung e gli elettroni depositano nel tessuto umano una dose che è massima in superficie e decresce all'aumentare della profondità raggiunta. In particolare, nel caso dei fotoni, la dose depositata ha un andamento esponenziale decrescente e la radiazione danneggia buona parte dei tessuti sani che circondano il tumore (Fig. 1.3). Inoltre, poichè i fotoni interagiscono con il tessuto attraverso fenomeni come l'effetto fotoelettrico e la diffusione inelastica, si osserva un allargamento laterale del fascio (*straggling*). Bisogna, infine, considerare anche gli

effetti dovuti agli elettroni secondari prodotti, che costituiscono una radiazione direttamente ionizzante.

Particelle cariche più pesanti degli elettroni, come protoni e ioni, de-

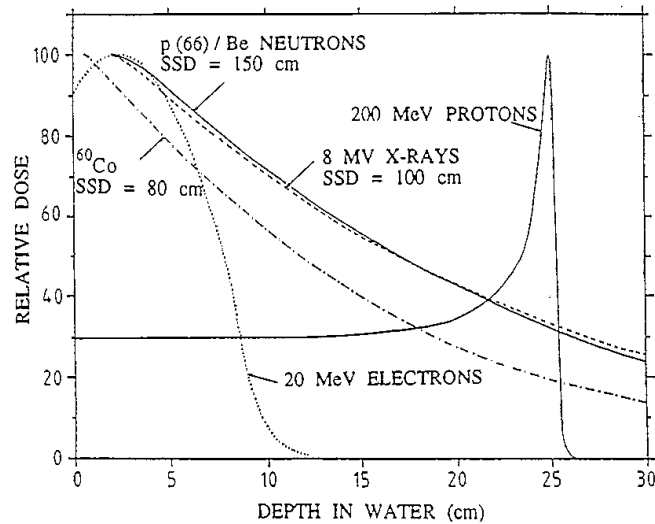


Figura 1.3: Andamento della dose depositata in funzione della profondità per diversi tipi di radiazione.

positano la maggior parte dell'energia nel tratto finale del percorso nel tessuto, danneggiando poco gli strati superficiali. Inoltre, poché la loro massa è molto più grande di quella degli elettroni, sono meno soggetti alla diffusione laterale e all'allargamento del fascio.

La profondità alla quale si osserva il picco di Bragg dipende dall'energia iniziale del fascio, mentre la larghezza viene determinata dallo spread energetico del fascio. La forma del picco si può modellare accuratamente variando l'energia del fascio in uscita dall'acceleratore, o inserendo lungo il percorso degli spessori variabili di materiale assorbente, detti tessuto equivalente o modulatori: in tal modo è possibile far sovrapporre più picchi di Bragg, come mostrato in Fig. 1.4, in modo da ottenere uno *Spread-Out Bragg Peak* (SOBP), ovvero un picco più largo capace di irradiare uniformemente l'intero tumore [2].

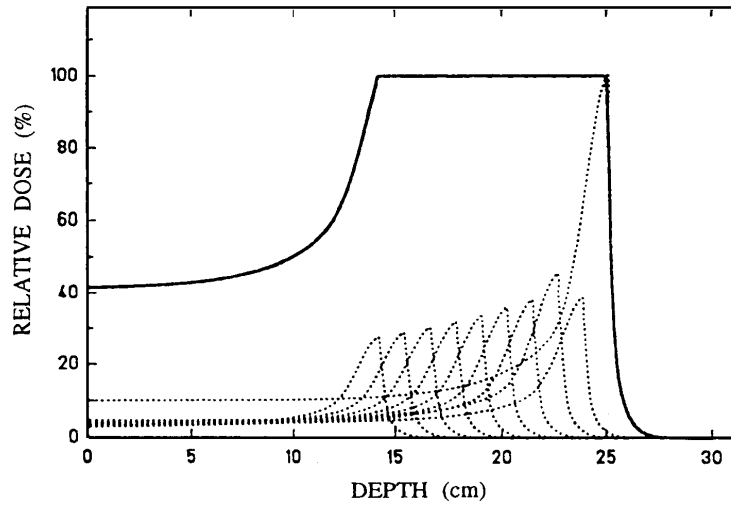


Figura 1.4: Spread-out del picco di Bragg (SOBP) ottenuto mediante la modulazione del fascio.

Il LET è definito come l'energia depositata da una particella carica nell'unità di percorso e si misura in $\text{keV}/\mu\text{m}$. Esso dipende dalla carica e dall'energia della particella [26].

Mentre i fotoni hanno un LET basso lungo tutto il percorso all'interno del tessuto, quello dei protoni e degli ioni più pesanti è basso per buona parte del percorso e nella parte finale acquista un valore alto.

Le radiazioni a basso LET sono più semplici da produrre e trasportare, ma quelle ad alto LET producono degli effetti terapeutici migliori.

L'effetto biologico della radiazione dipende dalla quantità di ossigeno presente nelle cellule: le neoplasie ipossiche sono più resistenti di quelle ben ossigenate ed è necessario irradiarle con una dose più intensa. L'*Oxygen Enhancement Ratio* (OER) è definito come il rapporto tra le dosi richieste per produrre un certo effetto in assenza e in presenza di ossigeno, e rappresenta la difficoltà di irradiare le cellule ipossiche del tumore senza danneggiare irreparabilmente i tessuti sani vicini a esso. L'OER decresce all'aumentare del LET (Fig. 1.5): vale circa tre per le radiazioni convenzionali, che sono a basso LET, mentre è pari a uno per particelle che hanno un LET maggiore di $100 \text{ keV}/\mu\text{m}$. Quindi, le radia-

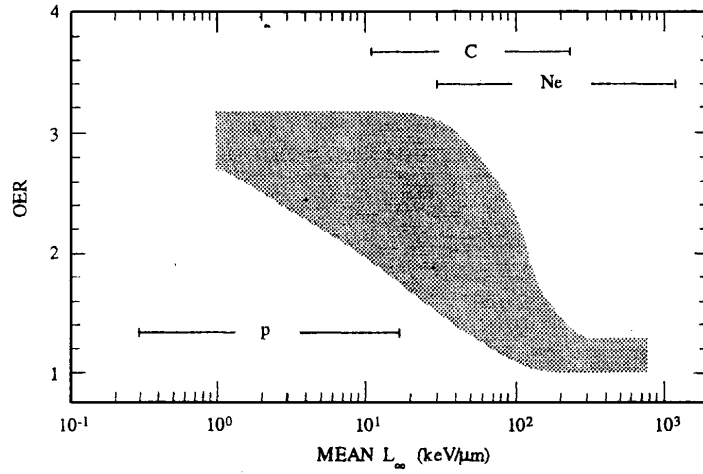


Figura 1.5: Range dei valori misurati dell'Oxygen Enhancement Ratio per diversi tipi di radiazione.

zioni ad alto LET sono più efficaci sulle cellule ipossiche.

Per la valutazione degli effetti biologici, si usa il *Relative Biological Effectiveness* (RBE), detto anche dose equivalente (De) (Fig. 1.6). Questo

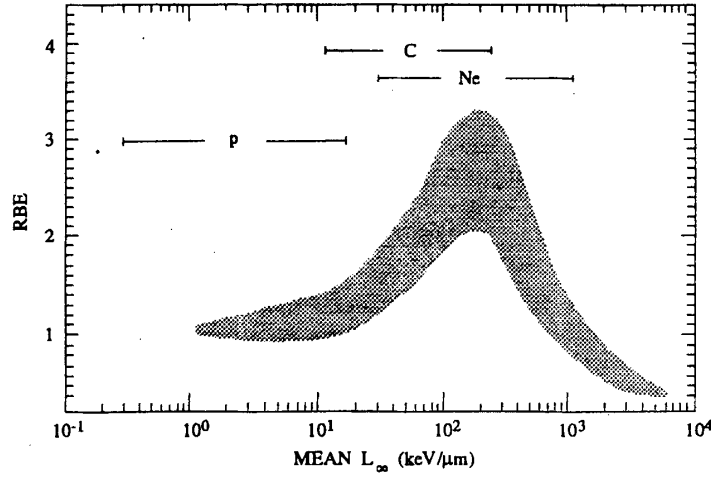


Figura 1.6: Range dei dati sperimentali per il Relative Biological Effectiveness in funzione dei valori del trasferimento lineare di energia (LET).

parametro misura l'incremento degli effetti prodotti da radiazioni più o meno ionizzanti [26]. Più esattamente, l'RBE è il rapporto tra le dosi assorbite di una radiazione di riferimento e una di test, necessarie per

produrre lo stesso effetto su un certo sistema biologico; come dose di riferimento si utilizza quella prodotta dai raggi X da 250 keV. L'RBE dipende dalla dose attraverso il fattore di qualità Q e il fattore D_F :

$$RBE = D \cdot D_F \cdot Q \quad (1.1)$$

Il fattore di qualità Q dipende dal tipo di radiazione e dalla sua energia; il fattore D_F , invece, è un fattore correttivo che considera l'intensità e il frazionamento della dose e la distribuzione dei radionuclidi nel tessuto. Un ulteriore parametro per valutare l'azione delle radiazioni è la dose efficace (E). Essa si misura in Sievert ($1Sv = 1J/Kg$) ed è la somma delle dosi equivalenti negli organi o tessuti umani pesate mediante i danni relativi causati agli organi interessati:

$$E = \sum_i F_{pi} \cdot D_{e_i} \quad (1.2)$$

dove F_p è la sensibilità dei tessuti e degli organi alla radiazione.

Per valutare l'efficacia di un trattamento e le modalità più adatte per applicarlo è necessario considerare tutti i fattori e i parametri descritti. Inoltre è bene stimare la durata del trattamento, il tempo necessario per colpire le cellule malate senza danneggiare i tessuti sani.

1.4 Effetti biologici delle radiazioni

Le radiazioni ionizzanti di origine naturale o artificiale, trasferendo energia alle molecole sono in grado di rompere o modificare i legami biochimici di importanza fondamentale per le funzioni vitali delle cellule. Il danno biologico inizia sempre con fenomeni di ionizzazione e/o eccitazione; le coppie di ioni formate danno origine a ionizzazioni secondarie, terziarie e così via.

Il DNA è costituito da due catene molecolari di forma elicoidale: quando l'energia ceduta dalla radiazione provoca la rottura di una delle

due eliche, la cellula può morire o può essere riparata dai sistemi enzimatici che rimuovono il tratto danneggiato e lo sostituiscono con un pezzo creato per sintesi e copiato dall'elica intatta. Quando, però, vengono rotte entrambe le eliche non è semplice ricostruire il DNA [25].

Il danno arrecato al DNA si osserva nella fase di riproduzione della cellula: può trasmettersi alle cellule figlie o può essere così profondo da impedire la scissione della cellula.

Quando la radiazione attraversa le cellule si possono verificare due casi:

- la radiazione ionizza ed eccita atomi e molecole del DNA, creando dei frammenti carichi chimicamente instabili;
- l'interazione tra la radiazione e una molecola di H_2O produce i radicali liberi, molecole di $\text{OH}^\cdot$ dannose per il DNA.

Nel primo caso si parla di danno diretto, nel secondo di danno indiretto. A causa dell'alta presenza di acqua nei tessuti, il danno indiretto è molto più frequente.

L'organismo umano è, infatti, costituito per circa il 70-80% da acqua.

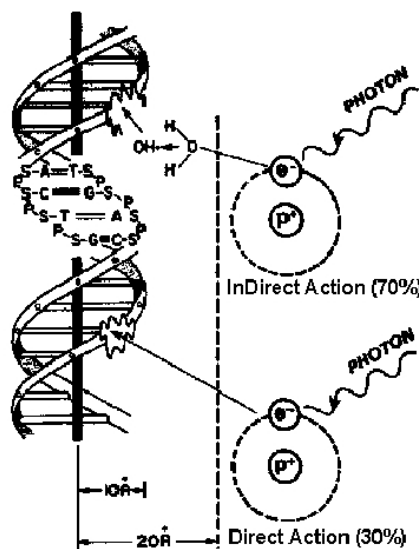


Figura 1.7: Azione diretta e indiretta delle radiazioni

La ionizzazione di una molecola di H_2O produce uno ione H_2O^+ e un e^- ; lo ione H_2O^+ si separa successivamente in H^+ e OH^- , mentre l'elettrone interagisce con altre molecole di acqua formando nuovamente H^+ e OH^- . Ciò giustifica la necessità di valutare il fattore OER.

All'aumentare del LET la radiazione provoca al DNA delle lesioni sempre più gravi e più difficili da riparare. Le particelle pesanti, che hanno un RBE alto, sono più dannose: ad esempio, a parità di energia iniziale, il Carbonio rilascia una maggiore energia per unità di lunghezza rispetto ai protoni e alle particelle α , quindi ha una maggiore probabilità di danneggiare il tumore; particelle lente e pesanti causano fenomeni di ionizzazione concentrati, che hanno un'alta probabilità di spezzare entrambe le eliche del DNA.

I tessuti sottoposti all'irraggiamento hanno tempi di risposta più o meno lunghi: pelle, intestino e testicoli reagiscono velocemente, mentre midollo spinale, reni, polmoni e vescica richiedono tempi più lunghi.

1.5 L'adroterapia con fasci di ioni leggeri

Le ricerche effettuate negli ultimi anni hanno rilevato che gli ioni con numero di carica con valore di Z compreso tra 2 e 6, cioè tra le particelle α e gli ioni di Carbonio, sono i più adatti a essere utilizzati per trattamenti medicali [3]. Infatti, possono essere confinati nel volume del tumore valori del LET maggiori di $20 \text{ keV}/\mu\text{m}$. La frammentazione degli ioni incidenti in ioni più leggeri con una carica più piccola (e quindi con un picco di Bragg situato più in profondità) causa la formazione di una coda nella distribuzione dell'energia e ciò dà un piccolo effetto sulla distribuzione della dose.

La scelta del tipo di radiazione da utilizzare dipende, innanzi tutto, dalla profondità di penetrazione da raggiungere e dalla posizione in cui si vuole ottenere il picco di Bragg. L'energia necessaria allo ione, invece, determina il tipo di acceleratore da utilizzare, perchè maggiore è la mas-

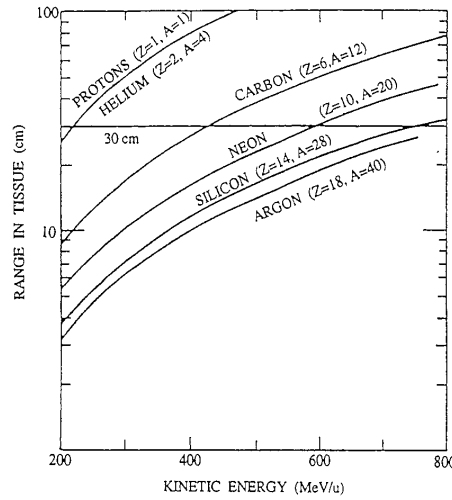


Figura 1.8: Diagramma del range in funzione dell'energia per diverse specie ioniche di interesse nel trattamento dei tumori.

sa dello ione maggiore deve essere l'energia di incidenza per raggiungere la profondità di penetrazione richiesta (Fig. 1.8). Infatti, mentre per i protoni un'energia di 250 AMeV è sufficiente per irradiare tumori posti a una profondità di 30 cm, gli ioni leggeri richiedono un'energia più alta per per lo stesso valore di penetrazione. Ioni di Carbonio con un'energia di 290 AMev penetrano solo fino a 15 cm di profondità; per arrivare a 30 cm è necessaria un'energia superiore a 400 AMeV. Ioni più pesanti richiedono energie ancora più alte e sono caratterizzati da un *plateau* alto (dose ceduta prima di raggiungere il bersaglio), quindi sono più adatti alla cura delle neoplasie superficiali (Fig. 1.9).

Un importante parametro da considerare è l'intensità del fascio. Essa viene determinata da diversi fattori, tra i quali la forma e la posizione del tumore, la dose necessaria per danneggiarlo, la durata del trattamento e il metodo utilizzato per la modulazione dell'energia del fascio. Per minimizzare gli effetti dovuti al movimento del paziente durante l'irradiazione è auspicabile che la durata del trattamento non sia più lunga di qualche minuto (in alcuni casi può essere necessario sincronizzare gli impulsi della radiazione al respiro o ai battiti cardiaci).

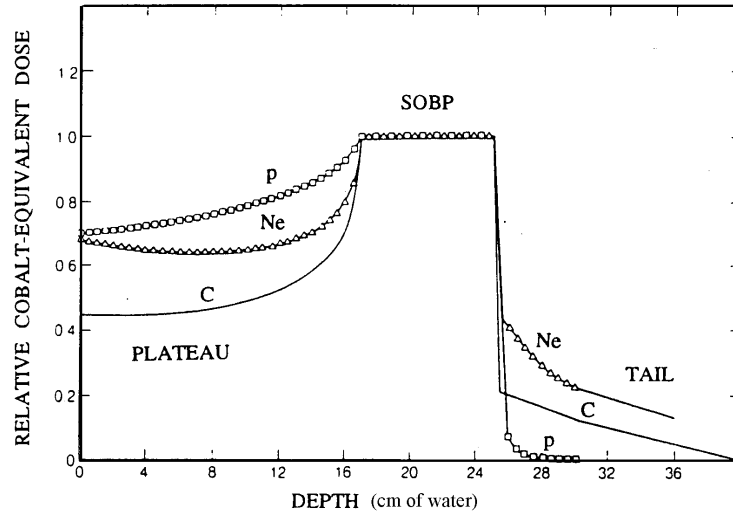


Figura 1.9: Spread-out del picco di Bragg per diverse specie ioniche; è possibile notare le altezze relative del plateau e le regioni di coda.

L'intensità del fascio all'uscita dell'acceleratore dev'essere maggiore di quella richiesta dal trattamento, perchè bisogna tenere conto delle possibili perdite durante il trasporto del fascio dalla macchina al paziente. Le intensità alla posizione del paziente riportate nella Tab. 1.1 si possono considerare come dei limiti superiori [26].

Ion	C	N	O	Ne
Beam intensity on target (particle/second)	1×10^9	9×10^8	7×10^8	5×10^8
Current (nA)	0.96	1	0.9	0.8

Tabella 1.1: Valori delle intensità del fascio e delle relative correnti richieste per il trattamento dei pazienti.

Il trattamento dei tumori più voluminosi con protoni o ioni leggeri richiede una scansione del volume con ioni di energia variabile, per produrre uno spread-out del picco di Bragg [1].

Per ottenere un irraggiamento conforme al volume del bersaglio, il fascio deve essere allargato sia longitudinalmente (cioè in profondità), sia tra-

sversalmente.

Per un acceleratore con energia fissa la modulazione dell'energia si ottiene mediante l'interposizione di assorbitori di spessore variabile fra l'acceleratore ed il paziente (*range modulator*) o attraverso un cosiddetto *range shifter*. In un sincrotrone, invece, la variazione di energia può essere realizzata dall'acceleratore stesso. In entrambi i casi, mediante la sovrapposizione di svariati picchi di Bragg aventi energie diverse ed intensità successivamente decrescenti, è possibile costruire una regione di dose elevata e relativamente uniforme che ricopra l'intera estensione longitudinale del tumore (Fig. 1.10).

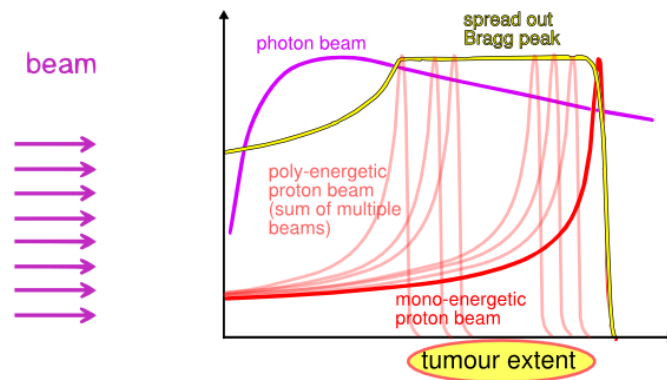


Figura 1.10: I protoni, come tutte le particelle cariche, depositano la loro energia in maniera proporzionale all'inverso del quadrato della loro velocità. Il fascio può essere modulato per uso clinico in modo da produrre un *plateau* della dose per ottenere un'irraggiamento uniforme conforme al volume del tumore.

La modifica delle dimensioni trasverse del campo di radiazione, sul piano perpendicolare all'asse di propagazione, è attuabile con tecniche diverse che vengono abitualmente suddivise in: passive e dinamiche. Nel primo caso il fascio viene allargato e definito trasversalmente per mezzo di diverse combinazioni di diffusori e collimatori di differente forma e materiale; un primo sottile strato di materiale diffusore consente di ottenere una distribuzione di dose approssimativamente gaussiana bidimensionale con un'alta intensità nel centro del campo, mentre un secondo diffusore,

a geometria variabile con anelli concentrici occlusori, consente la selezione e il ridimensionamento di una particolare porzione del fascio, in modo da ottenere un campo di irraggiamento largo e uniforme [5]. La dose così prodotta ha, però, una dimensione superiore a quella del bersaglio tumorale da trattare e, quindi, diventa necessario l'uso di un collimatore, posto in prossimità della parte da irradiare, per l'adattamento laterale del profilo del fascio.

La proprietà dei protoni e degli ioni di essere positivamente carichi è il fondamento alla base delle più recenti tecniche di distribuzione dinamica del fascio, che permettono di realizzare la conformazione trasversa della dose attraverso la deflessione magnetica del fascio [24]. L'uso di due magneti ortogonali permette, infatti, di effettuare una scansione nelle direzioni (orizzontale e verticale) perpendicolari all'asse del fascio, secondo due modalità:

- continua - *raster scanning*;
- discreta - *spot scanning*.

Entrambe le tecniche sono basate sulla suddivisione virtuale del tumore in *slice*.

Nel primo caso la deviazione del fascio viene effettuata secondo un percorso lineare, controllato e predefinito, con spostamenti orizzontali più veloci rispetto a quelli verticali.

Nel secondo caso, invece, la configurazione di dose desiderata viene realizzata suddividendo l'intera area da scansionare in una serie di punti distinti che vengono irradiati separatamente da un fascio focalizzato (*pencil beam*). Quando viene completato l'irraggiamento del punto, la traiettoria del fascio viene immediatamente spostata variando il campo magnetico.

1.6 Acceleratori usati nelle terapie

Esistono diversi centri in tutto il mondo dove si utilizzano fasci di particelle cariche per curare vari tipi di neoplasie. Ciascuno di questi laboratori dispone di un sistema di accelerazione di particelle, scelto in funzione del tipo di trattamento da effettuare. A seconda del tipo di macchina, il fascio avrà un'intensità intrinseca correlata al sistema RF accelerante. Gli acceleratori più utilizzati sono: ciclotroni e sincrotroni.

1.6.1 Il ciclotrone

I ciclotroni sono macchine con un campo magnetico costante e una frequenza del potenziale accelerante fissa. L'iniezione del fascio prodotto da una sorgente di ioni, la sua accelerazione nella macchina e la sua estrazione costituiscono un processo continuo. Il fascio estratto ha un'energia fissata e la sua intensità può anch'essa essere continua: questo può costituire un vantaggio nella fase di scansione del tumore.

Mentre sono stati già sviluppati ciclotroni che producono fasci di protoni con energie fino a 250 AMeV per operare in una struttura ospedaliera (costruiti dalla tedesca ACCEL Instrument GmbH e dalla belga IBA), l'applicazione di queste macchine come acceleratori di ioni leggeri per l'adroterapia è ancora in fase di studio [12, 23]. Infatti, nella maggior parte dei ciclotroni, il campo magnetico viene prodotto da magneti e bobine a temperatura ambiente e può raggiungere un'intensità massima di poco superiore ai 2 T. Di conseguenza, è necessario disporre di una macchina con raggio tanto più grande quanto più alta è l'energia del fascio da produrre.

L'energia per nucleone necessaria a uno ione leggero per raggiungere la stessa profondità di penetrazione di un protone è più alta e, quindi, il ciclotrone dovrebbe avere un magnete di dimensioni troppo grandi per poter essere applicato nelle terapie tumorali.

Quest'ostacolo si può superare utilizzando i ciclotroni superconduttori. Il campo magnetico di una tale macchina è alimentato da bobine superconduttive e quindi si possono produrre campi con un'intensità di $4 \div 5$ T riducendo le dimensioni del magnete di un fattore $2 \div 2.5$.

1.6.2 Il sincrotrone

Per la produzione di fasci di alta energia si utilizzano i sincrotroni. In queste macchine le particelle si muovono su orbite di raggio costante in presenza di un campo magnetico variabile, che aumenta nel tempo con la loro velocità.

Un sincrotrone, come quello schematizzato in Fig. 1.11, è costituito da

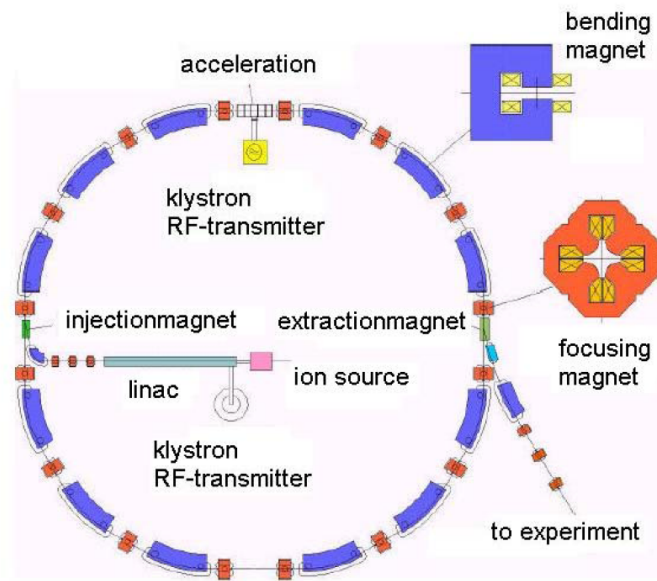


Figura 1.11: Schema di un sincrotrone.

una serie di elementi, disposti su una circonferenza di raggio opportuno, che agiscono sul fascio in maniera differente: i dipoli, che hanno il compito di guidare il fascio lungo la traiettoria circolare, e i sistemi focalizzanti (quadrupoli, etc.), con il compito di focalizzare il fascio; tra un elemento e l'altro il fascio viaggia, infine, in modo rettilineo.

La frequenza del sistema accelerante aumenta in sincronia con la variazione della velocità degli ioni. In particolare, si accelerano pacchetti di particelle; dopo l'accelerazione di un pacchetto, è necessario riportare il campo magnetico e la frequenza ai loro valori iniziali prima di poter accelerare un nuovo pacchetto.

Queste operazioni richiedono tempi relativamente lunghi (dell'ordine del secondo), che incidono sull'intensità dei fasci prodotti e che richiedono dei complessi sistemi di controllo.

Inoltre, in un sincrotrone il fascio prima di entrare nell'acceleratore deve passare per un sistema di preaccelerazione, in genere costituito da un acceleratore lineare.

1.6.3 Ciclotroni e sincrotroni: vantaggi e svantaggi

Dall'inizio della loro storia a Berkeley, i ciclotroni sono stati impiegati per le applicazioni in campo medico. L'energia del fascio accelerato è, generalmente, fissa, quindi, questo tipo di macchina viene apprezzato per via della sua compattezza e del suo facile impiego. Inoltre, la possibilità di utilizzare la tecnologia della superconduttività, rende possibile la riduzione delle dimensioni e dei costi di operazione.

Il ciclotrone produce fasci continui dal punto di vista sia della struttura temporale sia dell'alta intensità e stabilità. Queste caratteristiche rendono i ciclotroni delle macchine progettate per realizzare un'efficiente sistema di scansione attiva. Inoltre, poichè il processo di estrazione è estremamente veloce ($< 20\mu s$) è possibile realizzare circuiti elettronici che controllino la stabilizzazione dell'intensità del fascio con tempi caratteristici di $100\mu s$. L'alta stabilità e la costanza del fascio estratto da un ciclotrone superconduttore, permettono, inoltre, una migliore gestione in termini di elettronica e l'impiego di uno staff tecnico minore.

Il principale svantaggio di un ciclotrone è rappresentato dalla sua incapacità di variare continuamente l'energia del fascio estratto. Infatti, esso

necessita di sistemi esterni costituiti da assorbitori passivi, generalmente in grafite, per realizzare la modulazione dell'energia.

La produzione di neutroni è grande, ma facile da schermare, e l'attivazione è limitata a causa delle correnti basse usate per l'adroterapia. Questi modulatori sono abbastanza veloci da permettere di variare il range con steps di 5 mm in 100 ms. Questo tempo è più basso di quello di un tipico ciclo respiratorio ($2 \div 4$ s). Quindi, è possibile impiegare le tecniche di trattamento controllate dal ciclo respiratorio del paziente (*breathing active treatment*).

I sincrotroni, invece, sono macchine che producono un fascio pulsato con energia variabile.

Controllando il numero di cicli di accelerazione è possibile, infatti, variare l'energia di diversi MeV.

Il peso totale della macchina è limitato, ma le sue dimensioni sono sempre più grandi di $10 \div 30$ m in diametro nel caso di sincrotroni per protoni e ioni.

Il fascio ha quindi una struttura temporale pulsata e la sua intensità è limitata e variabile. I sincrotroni sono macchine complesse e richiedono molta attenzione e grande esperienza per assicurare un funzionamento efficiente e riproducibile. Tuttavia, la possibilità di variare l'energia del fascio estratto elimina la necessità di impiegare sistemi di modulazione esterni. Il fascio prodotto da un sincrotrone viene estratto in pacchetti discreti (*bunches*) e, solitamente, è presente solo per circa metà del tempo totale di esposizione del paziente. Per questa ragione, il sistema di scansione deve operare con velocità doppia se confrontata a quella di un ciclotrone [8].

1.7 Centri di adroterapia nel mondo

Le energie necessarie per raggiungere tumori situati in profondità sono dell'ordine di 250 MeV per i protoni e di 4800 MeV per gli ioni di

1.7 Centri di adroterapia nel mondo

First year of operation	Type of beam	Centre	Number of treated patients
1961	p	Harvard, Boston, USA	9116
1969	p	ITEP, Moscow, Russia	3927
1975	p	St.Petersburg, Russia	1320
1979	p	Chiba, Japan	145
1983	p	PMRC1, Tsukuba, Japan	700
1984	p	PSI-1, Villigen, Switzeland	4646
1989	p	Dubna, Russia	318
1989	p	Uppsala, Sweden	738
1989	p	Clatterbridge, England	1584
1990	p	Loma Linda, CA, USA	11414
1991	p	Nice, France	3129
1991	p	CPO, Orsay, France	3766
1993	p	iThemba, South Africa	486
1993	p	MPRI, IN, USA	220
1994	p	UCSF, CA, USA	920
1994	i	HIMAC, Chiba, Japan	2867
1995	P	TRIUMF, Canada	111
1996	p	PSI-2, Villigen, Switzeland	262
1997	i	GSI, Germany	316
1998	p	HMI, Berlin, Germany	829
1998	p	NCC, Kashiwa, Japan	462
2001	p+i	HIBMC,Hyogo, Japan	1099 +131
2001	p	PMRC2, Tsukuba, Japan	930
2001	p	NPTC, Boston, USA	2080
2002	p	INFN-LNS, Catania, Italy	114
2002	p	Wakasa, Japan	33
2003	p	Shizuoka, Japan	410
2004	p	WPTC, Zibo, China	270
2006	p	MD And., Houston, USA	114
2006	p	FPTI, Jacksonville, USA	15

Tabella 1.2

Carbonio (cioè circa 400 AMeV), cosicchè in media uno ione di Carbonio rilascia in ogni cellula un'energia 24 volte più grande di un protone che abbia lo stesso range.

L'energia necessaria per i protoni può essere ottenuta o con un ciclotrone (resistivo o superconduttore) o con un sincrotrone che abbia un diametro di circa 7 m. Per produrre ioni di Carbonio di circa 400 AMeV sono stati finora utilizzati solo sincrotroni; infatti, la loro rigidità magnetica di circa 6 Tm fa sì che siano necessari sincrotroni con un diametro di $20 \div 25$ m [4].

La Tab. 1.2 elenca i centri di adroterapia in funzione nel mondo, il tipo di fascio impiegato (p = protoni, i = ioni) e il numero di pazienti trattati [21]. Come si può notare, i centri di protonterapia sono i più diffusi.

First year of operation	Type of beam	Centre
2007	p	RPTC, Munich, Germany
2007/08	p	PSI, Villigen, Switzerland
2007	p	NCC, Seoul, Korea
2007	p+i	HIT, Heidelberg, Germany
2010	p+i	CNAO, Pavia, Italy
2009	p	UPenn, USA
2009	p	WPE, Essen, Germany
2009 ?	p	iThemba Labs, South Africa
2009 ?	p	RPTC, Koeln, Germany
2010 ?	p	ICPO, Orsay, France
2010 ?	p	Trento, Italy
2011 ?	i	Gunma Univ, Japan
2011 ?	p	Chicago, USA
2011 ?	p+i	PTC, Marburg, Germany
2011 ?	p+i	ETOILE, Lyon, France
2011 ?	p+i	Med-AUSTRON, Austria

Tabella 1.3

Nella Tab. 1.3, invece, sono elencati i centri di adroterapia che dovrebbero entrare in funzione nei prossimi anni. La proporzione di centri che impiegano fasci di ioni è in netta crescita.

Passeremo adesso in rassegna alcune delle facilities esistenti nel mondo, che trattano neoplasie più o meno profonde con particelle cariche.

1.7.1 HIMAC facility (Chiba, Giappone)

Nel 1994 nel laboratorio HIMAC (Heavy Ion Medical Accelerator) in Giappone è stato trattato il primo paziente con ioni di Carbonio. Da allora sono stati trattati più di 3000 pazienti solo con ioni di Carbonio [4].

Questo centro dispone di un sincrotrone progettato appositamente per applicazioni mediche, che consente di accelerare fasci di ioni con numero atomico compreso tra 2 e 18 (dall'Elio all'Argon). In particolare, è stato possibile accelerare ioni di Silicio a un'energia di 800 AMeV, cioè tale da raggiungere una profondità di 30 cm nel tessuto umano. Poichè per

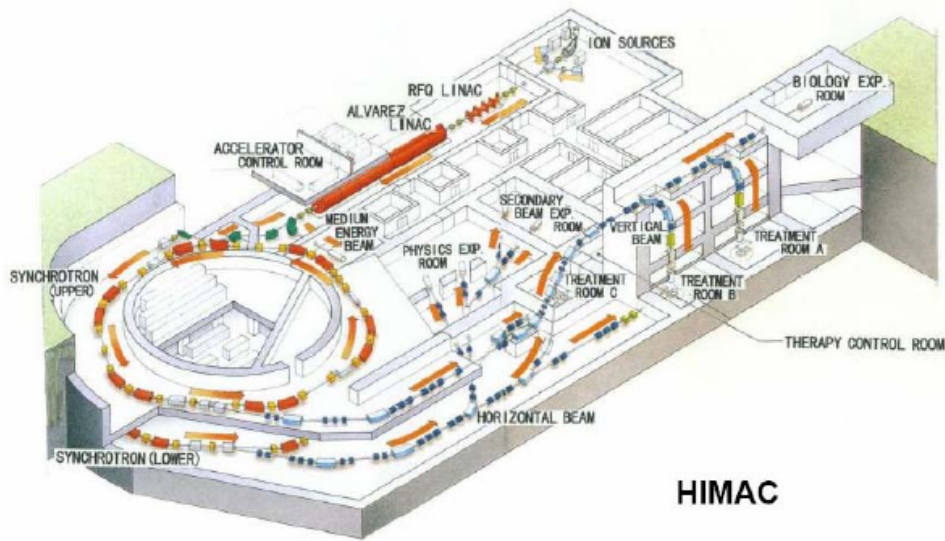


Figura 1.12: Schema generale della facility HIMAC.

gli ioni più pesanti gli effetti di coda sono consistenti e portano al danneggiamento dei tessuti sani oltre il tumore, è opportuno utilizzare solo ioni con numero atomico compreso tra 2 e 6. In particolare, gli ioni di Carbonio sembrano essere quelli che meglio rispondono alle esigenze per

le loro terapie; infatti, attualmente è l'unica specie ionica utilizzata.

Il sincrotrone del centro HIMAC è costituito da due anelli sovrapposti. I fasci accelerati dall'anello inferiore raggiungono un'energia di 800 AMeV e vengono trasportati orizzontalmente in due sale usate sia per i trattamenti sia per studi di altro genere. L'anello superiore, invece, accelera le particelle fino a 600 AMeV; queste vengono poi inviate in tre linee di trasporto: due verticali per i trattamenti medicali, una orizzontale per i test radiobiologici.

Attualmente gli ioni usati per i trattamenti sono prodotti da tre sorgenti, due ECR e una PIG; ciascuna fornisce ioni da 8 keV/u, che non possono essere iniettati direttamente nel sincrotrone, perchè non ancora completamente ionizzati.

Il sistema di preaccelerazione consiste di un acceleratore RFQ (radio-frequency quadrupole) e di un Linac (linear accelerator). L'acceleratore RFQ è lungo 7.3 m e accelera ioni con stato di carica basso e con un rapporto carica - massa pari a 1/7 fino a 800 AkeV. Quest'energia, però, non è ancora sufficiente per avere uno stripping totale. Gli ioni vengono, quindi, iniettati in un Linac lungo 24 m, che, mediante una tensione alternata, accelera gli ioni ad un'energia di 6 AMeV, energia abbastanza alta da permettere che lo stripping su un foglio di Carbonio renda le particelle iniettabili nel sincrotrone.

La scansione del fascio è effettuata con un sistema costituito da dipoli magnetici, bersagli intermedi, filtri e collimatori. I dipoli magnetici, detti *wobbling*, sono ortogonali tra loro e consentono di muovere il fascio facendogli tracciare figure geometriche concentriche, che assicurano che l'energia rilasciata nel tessuto sia uniforme. La modulazione in profondità si ottiene utilizzando dei filtri di spessore variabile, che permettono di cambiare l'energia del fascio e, con essa, la profondità raggiunta e la dose rilasciata nel tessuto. Un'ulteriore modifica della forma del fascio si realizza con dei collimatori, soprattutto per limitare la dispersione late-

rale del fascio.

Il trattamento nel centro HIMAC viene effettuato mediante il sistema di *beam gating* che regola l'erogazione della dose. Con questa tecnica, si riesce a colpire il tumore sempre nello stesso momento del ciclo respiratorio del paziente.

1.7.2 GSI facility (Darmstadt, Germania)

L'impiego del sincrotrone SIS18, operativo presso i laboratori del GSI, per scopi terapeutici era già stato previsto al momento della sua costruzione intorno alla metà degli anni ottanta.

La macchina è stata costruita per effettuare ricerche nell'ambito della fisica nucleare, per questo è in grado di accelerare ioni pesanti, come l'Uranio, che non vengono utilizzati per scopi clinici.

Il centro di adroterapia presso il GSI è entrato in funzione nel 1997 e si occupa prevalentemente del trattamento dei tumori nella regione della testa, non trattabili con i metodi convenzionali. Si utilizzano fasci di Carbonio, che si possono inviare con una grande precisione sul tumore e che hanno un'alta efficienza biologica [16, 20].

Il sincrotrone SIS18 ha una circonferenza di 216 m ed è costituito da 48 magneti (24 dipoli, 12 triplette e 12 sestupoli); il campo magnetico massimo è di 1.8 T e si raggiunge con un tempo di salita di 10 T/s.

Come nel centro HIMAC, è necessario che prima di essere iniettate nel sincrotrone le particelle vengano completamente ionizzate. All'uscita della sorgente, il fascio viene prima iniettato in un RFQ e successivamente in un Linac; infine, viene fatto incidere su uno stripper per ottenere la completa ionizzazione e viene iniettato nel sincrotrone.

L'energia massima raggiungibile con questo sistema è di 2 AGeV per particelle che hanno un rapporto carica massa pari a 0.5; è possibile accelerare anche Uranio fino a 1 GeV, ma non ai fini terapeutici.

Il sistema di scansione utilizzato è il *pencil beam*, metodo di tipo 3D o

attivo che permette di limitare lo spread energetico e di aumentare il rapporto tra la dose assorbita dal tumore e quella assorbita dai tessuti sani circostanti. Il fascio prodotto ha una sezione di circa 3 mm^2 , la dose massima viene rilasciata in un volume di 3 mm^3 , che corrisponde al picco di Bragg. Gli elementi di volume (detti *voxel*) vengono trattati in sequenza. Grazie all'azione dei magneti, infatti, il fascio passa da un *voxel* all'altro dopo aver depositato la dose richiesta, che viene rilasciata in circa 1 ms.

Nella fase di irraggiamento, il paziente è immobilizzato da una maschera e non è collegato nè a sensori nè a elettrodi; inoltre, non sono necessari collimatori e assorbitori per modellare il fascio e ciò consente di ridurre i tempi necessari per passare da un trattamento all'altro.

1.7.3 CATANA facility (Catania, Italia)

Il progetto CATANA (Centre of AdronTherapy and Advanced Nuclear Application) nasce dalla collaborazione tra l'INFN-LNS, la clinica oculistica, l'Istituto di Radiologia, il Dipartimento di Fisica e Astronomia dell'Università di Catania e il CSFNSM (Centro Siciliano di Fisica Nucleare e Struttura della Materia).

Un fascio di protoni da 62 MeV, prodotto dal ciclotrone superconduttore dei LNS, viene utilizzato per curare alcune neoplasie dell'occhio, come il melanoma coroidale, il tumore dell'iride, il retinoblastoma e le degenerazioni maculari legate all'età, che hanno una localizzazione poco profonda (non superiore ai 4 cm) [10].

Il ciclotrone ha tre settori e un raggio di 90 cm; il campo magnetico viene prodotto da bobine superconduttive, mantenute alla temperatura di 4.2 K, e sul piano mediano varia da 2.2 T a 5.4 T. La radiofrequenza è compresa tra 15 e 48 MHz e l'estrazione del fascio viene realizzata mediante deflettori elettrostatici. Si ottengono fasci con emittanza dell'ordine di $1 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ ed energia massima di 80 AMeV per ioni leggeri completa-

mente ionizzati e di 20 AMeV per ioni più pesanti come $^{238}\text{U}^{38+}$.

Il sistema di diffusione utilizzato è di tipo passivo e comprende un fogliolino di Tantalio, spesso $15\text{ }\mu\text{m}$, per il controllo della corrente, uno stopper cilindrico di Ottone, spesso 7 mm e del diametro di 4 mm, una finestra di uscita in aria del fascio in Kapton, spessa $50\text{ }\mu\text{m}$, un secondo fogliolino di Tantalio, spesso $25\text{ }\mu\text{m}$ e posizionato a 10 cm dalla finestra in Kapton, e, infine, un collimatore da 30 mm.

L'energia del fascio di protoni viene variata attraverso dei modulatori di

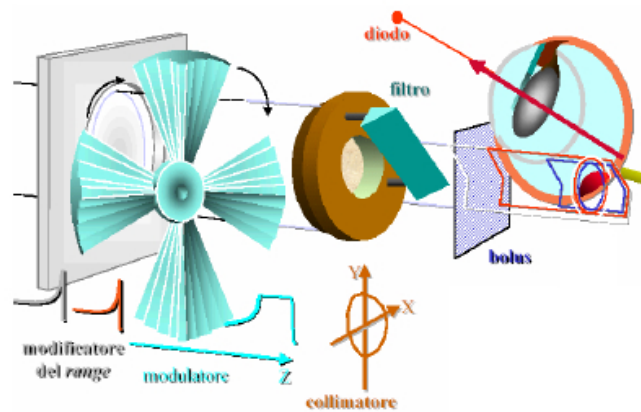


Figura 1.13: Schema del sistema di scansione passiva ai LNS.

percorso (*range shifter*) in Perspex: cambiando il numero e lo spessore dei modulatori, si può spostare il picco di Bragg in profondità fra 0 e 30 mm acqua equivalenti.

La dose fornita al paziente viene misurata da due camere a ionizzazione a facce parallele poste dopo il modulatore. Un'altra camera a ionizzazione controlla il centraggio del fascio durante il trattamento.

Il sistema di immobilizzazione comprende una sedia, che può compiere sei diversi movimenti nello spazio, controllati e programmabili elettronicamente, un sistema di maschere termoplastiche, per impedire i movimenti di collo e testa, e un sistema di bloccaggio della bocca, che consiste di un morso modellato sulla forma delle arcate dentali di ciascun paziente.

Durante il trattamento il paziente deve fissare un LED collocato in modo tale da ottimizzare la posizione dell'occhio. La posizione della massa da irradiare viene verificata mediante due tubi a raggi X ortogonali tra loro, che rilevano la collocazione di alcune clip radio-opache in Tantalio introdotte da un oculista per definire i contorni del tumore. Per ciascun paziente si progetta un collimatore finale, che viene usato per ottimizzare il più possibile il trattamento.

1.7.4 CNAO facility (Pavia, Italia)

CNAO (Centro Nazionale di Terapia Oncologica) è una struttura sanitaria e di ricerca autonoma in corso di realizzazione a Pavia. Tale struttura è dedicata alla:

- assistenza medica nel campo dell'adroterapia;
- ricerca avanzata in campo clinico, radiobiologico e dosimetrico.

Il centro, la cui operatività è prevista per il 2010, sarà dedicato al trattamento dei tumori profondi (fino a una profondità di 27 cm acqua equivalenti) con fasci di ioni leggeri (protoni e ioni di Carbonio).

L'acceleratore impiegato sarà un sincrotrone in grado di accelerare sia protoni sia ioni di Carbonio. Protoni e ioni saranno prodotti in due sorgenti ECR, pre-accelerati da un acceleratore lineare seguito da una linea di iniezione per il trasferimento delle particelle nell'anello del sincrotrone dove verranno ulteriormente accelerate ed estratte ad energie fino a 250 MeV per i protoni e 400 MeV/u per gli ioni di Carbonio.

Il sistema di pre-accelerazione consiste di un RFQ e di un IH (Interdigital-H) Linac. Il primo accelera le particelle da 8 keV/u fino a 400 keV/u, mentre il secondo da 400 keV/u a 7 MeV/u.

Il sincrotrone è costituito da due archi simmetrici collegati da due settori dritti, che ospitano la regione di iniezione ed estrazione del fascio, il sestupolo risonante che guida le particelle e la cavità RF. La lunghezza

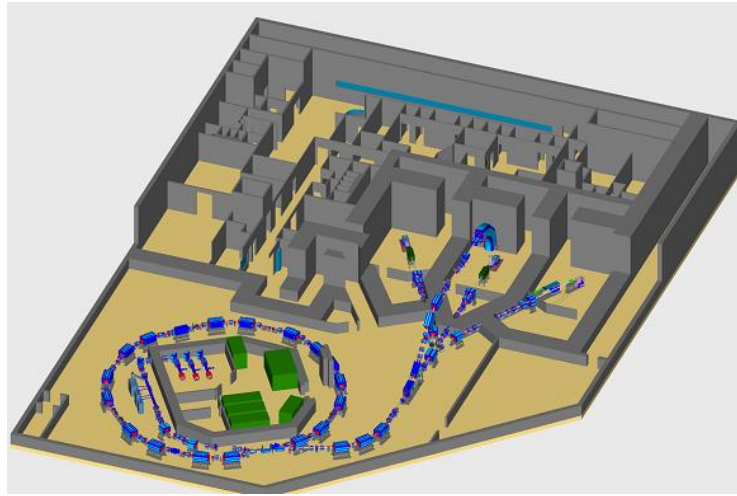


Figura 1.14: Schema generale del centro CNAO.

totale dell'anello è circa 78 m. L'azione focalizzante è fornita da 24 quadrupoli.

Il CNAO avrà cinque sale di trattamento e una sala sperimentale. Delle cinque sale di trattamento, tre saranno dotate di linee di fascio fisse e due di *gantries* (sistemi di magneti che variano la direzione di incidenza del fascio; il tumore viene irraggiato da diverse direzioni ruotando il bersaglio e non la direzione di incidenza del fascio, così facendo i tessuti colpiti sono di più, ma diminuisce la dose assorbita dagli organi sani circostanti). Nella prima fase (CNAO-Fase 1) le tre sale di trattamento verranno dotate di quattro linee di fascio fisse, tre orizzontali e una verticale, e sarà costruita la sala sperimentale.

Le quattro linee HEBT (High Energy Beam Transfer) trasportano il fascio estratto alle tre sale di trattamento.

CNAO impiegherà un sistema di scansione attivo (*spot scanning system*), che permetterà di scansionare un'area di $200\text{ mm} \times 200\text{ mm}$. Tutte le linee HEBT, infatti, sono dotate, nella loro parte finale, di una coppia di magneti per la scansione. I due campi magnetici ortogonali saranno usati per scansionare il fascio nei piani paralleli alla sua direzione. La profondità sarà variata regolando direttamente l'energia del fascio. Il

sincrotrone, infatti, permette di variare l'energia dopo ogni estrazione, consentendo, quindi, di irraggiare ogni secondo uno strato di differente profondità [27].

CAPITOLO 2

FISICA DEL CICLOTRONE

La storia e lo sviluppo dei ciclotroni comincia nel 1930 in quello che divenne il Lawrence Berkeley Laboratory, dove fu costruita per la prima volta una macchina di questo tipo.

In accordo con le necessità della fisica sperimentale nucleare e lo sviluppo della tecnologia, lo studio dei ciclotroni ha portato a progettare macchine sempre più complesse e moderne, cercando di integrare l'alta funzionalità e versatilità di questo tipo di acceleratore con la compattezza che lo contraddistingue. Ogni ciclotrone, sebbene il principio di funzionamento sia sempre lo stesso, è una macchina a sè stante, progettata e costruita ad hoc, in base all'esigenza dell'utenza.

Negli ultimi anni, il suo uso commerciale si è incrementato sia nell'ambito industriale sia in quello ospedaliero, dove le ricerche nel campo della medicina e dell'adroterapia necessitano, come abbiamo già avuto modo di dire, di questo tipo di acceleratori.

In questo capitolo si descriverà la fisica del ciclotrone. In particolare, si studierà la dinamica del fascio in presenza del campo elettromagnetico e si determineranno i parametri che ne assicurano la stabilità, risolvendo le equazioni del moto.

2.1 Il ciclotrone classico

Il ciclotrone è una macchina molto compatta con un campo magnetico costante e un potenziale accelerante a frequenza fissa.

Una particella carica in presenza di un campo magnetico è soggetta agli effetti della forza di Lorentz e descrive una traiettoria circolare con una frequenza che dipende solo dall'intensità del campo magnetico, dalla massa e dalla carica della particella. Se si sottopone la particella a un'accelerazione mediante l'azione di sistemi a radiofrequenza (RF), la variazione della quantità di moto implica l'aumento del raggio di curvatura della traiettoria: il percorso non è più circolare, ma ha la forma caratteristica a spirale.

Negli anni '30, E. O. Lawrence ebbe l'idea di sfruttare questo fenomeno per produrre fasci energetici di particelle e, con M. S. Livingston, realizzò il primo acceleratore circolare. La configurazione del ciclotrone classico è proprio quella ideata da Lawrence e Livingston.

La forza di Lorentz alla quale è sottoposta una particella di massa m e carica q in presenza di un campo magnetico è:

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (2.1)$$

Poichè la forza magnetica è perpendicolare a $\vec{v}$, il lavoro compiuto sulla particella è nullo. Pertanto, una particella carica immersa in un campo magnetico comincia a muoversi lungo una circonferenza di raggio r su un piano ortogonale alla direzione del campo.

Per quanto detto, il modulo della forza si può uguagliare alla forza centripeta:

$$F = qvB = \frac{mv^2}{r} \quad (2.2)$$

e quindi:

$$Br = \frac{m}{q} \cdot v \quad (2.3)$$

La particella percorre la circonferenza con un periodo:

$$T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi m}{qB} \quad (2.4)$$

Questo risultato implica che se si mantengono costanti la massa m e il campo magnetico B il periodo non cambia. Al variare della velocità, invece, cambia il valore di r .

Le particelle cariche da accelerare possono essere prodotte da una sorgente interna o possono essere iniettate dall'esterno, attraverso particolari linee di trasporto, al centro della macchina dove è presente il campo magnetico prodotto da un elettromagnete che costringe le particelle su orbite circolari. Il gap centrale è delimitato da due elettrodi (detti *dees*,

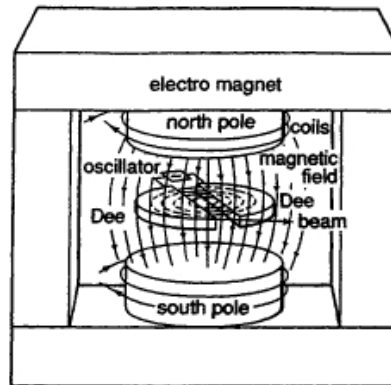


Figura 2.1: Schema di un ciclotrone classico.

perchè nei primi ciclotroni avevano una forma simile alla lettera D) ai quali è applicata una differenza di potenziale alternata, regolata in maniera tale che la polarità si inverte ogni $T/2$, cioè il tempo necessario perchè la particella compia mezzo giro. La fase della tensione è regolata in modo tale che, in prossimità del gap, la particella incontri l'elettrodo negativo, che, in tal modo, la attrae e la accelera. La particella accelerata continua, quindi, a muoversi sottoposta alla sola azione del campo magnetico e percorre una semicirconferenza con un raggio maggiore, avendo

acquistato velocità. L'aumento della velocità determina l'aumento del raggio della traiettoria e la particella descrive all'interno della macchina una spirale.

Con i ciclotroni classici, però, l'energia della particella non può essere aumentata indefinitamente, a causa degli effetti relativistici. Infatti, la crescita dell'energia in una particella che ha velocità prossima a quella della luce induce un aumento della massa della particella stessa, con conseguente perdita dell'isocronismo.

Un metodo che si può adottare per risolvere questo inconveniente è quello di variare col tempo la frequenza dell'oscillatore modulandola in funzione dell'aumento di energia della particella, come avviene nei sincrociclotroni. Ciò si realizza inserendo nel circuito elettrico della macchina un elemento che abbassi la frequenza dell'oscillatore e che permetta di mantenere in fase sia il potenziale sia il fascio. Lo svantaggio di un tale acceleratore è che l'intensità della corrente prodotta è bassa poichè il fascio risulta frazionato temporalmente sia a causa della frequenza di accelerazione, sia a causa della periodicità con cui la frequenza varia nell'intervallo necessario a mantenere l'isocronismo. Solo quando il pacchetto di particelle accelerato è portato ad alte energie, l'oscillatore può tornare a operare alla frequenza di partenza per accelerare un nuovo pacchetto. Questa operazione richiede un tempo dell'ordine di 10^{-2} sec, il *duty factor* si riduce a 0.001 e si ha una notevole riduzione dell'intensità del fascio.

Un'alternativa ai sincrociclotroni, per risolvere la perdita dell'isocronismo, è quella di applicare un campo magnetico costante nel tempo e dipendente dal raggio dell'orbita della particella, come accade nei ciclotroni AVF (Azimuthally Varing Field). I fasci che vengono prodotti hanno energie paragonabili a quelle sviluppate nei sincrociclotroni, ma sono più intensi, perchè frammentati in una serie di impulsi di frequenza dell'ordine dei $5 \div 10$ MHz. L'aumento radiale del campo magnetico riduce, tuttavia, l'effetto di focalizzazione verticale. Questo fenomeno

può essere contrastato sia variando l'intensità del campo magnetico anche azimutalmente, sia utilizzando l'azione di focalizzazione dovuta agli effetti di bordo che descriveremo in seguito.

2.2 La focalizzazione debole

L'equazione fondamentale su cui è basato il funzionamento di un ciclotrone è quella relativa alla forza di Lorentz agente su una particella di massa m , carica q e velocità $\vec{v}$ immersa in un campo magnetico $\vec{B}$:

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.5)$$

Inizialmente si studiano le orbite all'equilibrio, cioè in assenza di campo elettrico, quindi, non si considerano gli effetti dell'accelerazione sull'evoluzione temporale del fascio. L'Eq. (2.5) diventa:

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (2.6)$$

Se $\vec{B} \perp \vec{v}$, $\vec{F}$ agisce come forza centripeta e la particella carica percorre una traiettoria circolare di raggio r con frequenza ω_0 :

$$\frac{mv^2}{r} = qvB \Rightarrow \frac{v}{r} = \omega_0 = \frac{qB}{m} \quad (2.7)$$

La frequenza ω_0 si dice *frequenza di ciclotrone* e, nei ciclotroni è costante durante tutta la fase di accelerazione [17]. Nelle macchine isocrone, la frequenza del sistema RF è uguale o pari a un multiplo intero della frequenza di ciclotrone:

$$\omega_{RF} = h\omega_0 \quad (2.8)$$

con h *numero armonico* o *armonica di funzionamento*.

Un fascio di particelle cariche è caratterizzato da una distribuzione di momenti che ne descrive la dispersione in energia, posizione e direzione.

In un acceleratore le particelle sono forzate ad oscillare intorno a punti di equilibrio delle suddette grandezze (p_0, x_0, y_0) , attraverso l'interazione con campi elettromagnetici opportunamente sagomati. Queste oscillazioni sono note come oscillazioni di betatrone o oscillazioni libere e la loro ampiezza determina il livello di focalizzazione del fascio. In particolare,



Figura 2.2: Rappresentazione schematica delle oscillazioni di betatrone attorno a un'orbita circolare di equilibrio.

le oscillazioni nel piano mediano si dicono radiali, quelle parallele all'asse del campo magnetico si dicono assiali. In prima approssimazione, i due moti vengono studiati separatamente e si determinano le condizioni necessarie per la stabilità del fascio.

Si definisce indice di campo n la quantità

$$n = -\frac{r}{B} \frac{dB}{dr} \quad (2.9)$$

Esso indica l'andamento del campo magnetico con il raggio:

$$B_z(r) = B_z(r_{oe}) \left(\frac{r_{oe}}{r} \right)^n \quad (2.10)$$

con r_{oe} raggio dell'orbita all'equilibrio.

Si consideri una particella con carica q e massa m in moto sul piano $z = 0$ con velocità v e in presenza del campo magnetico B . Sulla particella agisce la forza di Lorentz F_p , che le fa assumere la caratteristica traiettoria circolare che definiamo di riferimento. Eguagliando la forza di Lorentz a quella centripeta (F_f), si ottiene la relazione che lega l'impulso della

particella p al campo magnetico:

$$qvB_z = \frac{mv^2}{r} \Rightarrow p = qB_z r \quad (2.11)$$

Il prodotto $B_z r$ è definito rigidità magnetica ed è caratteristico di ogni particella con un certo stato di carica ed una determinata energia.

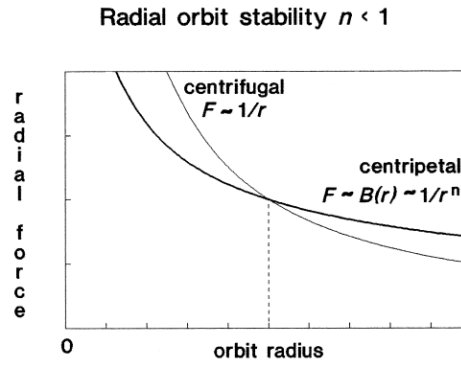


Figura 2.3

Studiamo, adesso, la componente radiale della forza risultante agente su una particella distante $\pm \Delta r$ dall'orbita di equilibrio di raggio r_{oe} . La forza di Lorentz $F_p \propto B(r) \propto 1/r^n$, che richiama verso il centro dell'orbita di riferimento la particella su cui agisce, si oppone all'inerzia della stessa particella (l'apparente forza centrifuga $F_f \propto 1/r$) che tende a mantenere lo stato di moto rettilineo uniforme. Dal bilancio delle due forze (riportato nelle Fig. 2.3 e 2.4) si evincono le condizioni ottimali per ottenere la stabilità della dinamica trasversa radiale.

Infatti, se $n < 1$:

$$\begin{cases} F_f \propto \frac{1}{r} > F_p \propto \frac{1}{r^n} & \text{per } r < r_{oe} \\ F_f \propto \frac{1}{r} < F_p \propto \frac{1}{r^n} & \text{per } r > r_{oe} \end{cases} \quad (2.12)$$

In entrambi i casi, la risultante conduce la particella verso la posizione di equilibrio, con un effetto di focalizzazione radiale.

Se, invece, $n > 1$:

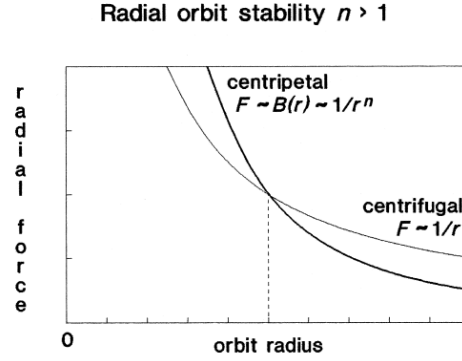


Figura 2.4

$$\begin{cases} F_f \propto \frac{1}{r} > F_p \propto \frac{1}{r^n} & \text{per } r < r_{oe} \\ F_f \propto \frac{1}{r} < F_p \propto \frac{1}{r^n} & \text{per } r > r_{oe} \end{cases} \quad (2.13)$$

Si ha un effetto di defocalizzazione radiale in entrambi i casi: se $r < r_{oe}$ la particella è spinta verso il centro della macchina, nel caso opposto viene spinta verso la parte esterna.

Si consideri, adesso, la componente assiale della forza esercitata su una

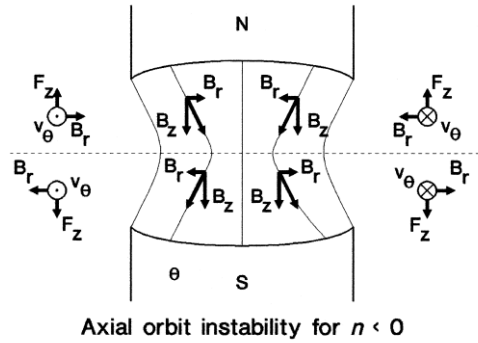


Figura 2.5

particella distante $\pm \Delta z$ dall'orbita di equilibrio posta sul piano $z = 0$. In una configurazione di campo magnetico con $n < 0$, come mostrato in Fig. 2.5, la forza di Lorentz (F_z), dovuta all'interazione tra la componente longitudinale della velocità della particella (v_θ) e la componente radiale del campo magnetico (B_r), fa allontanare ulteriormente la parti-

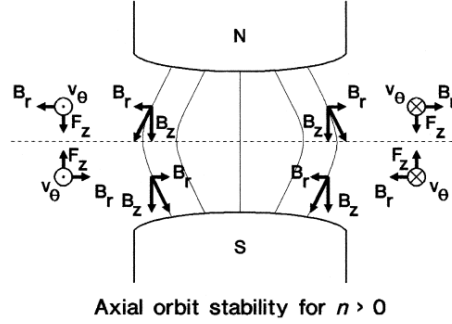


Figura 2.6

cella dall'orbita stabile: si verifica un fenomeno di defocalizzazione.

Se invece $n > 0$ si ha un effetto di focalizzazione assiale, come si vede in Fig. 2.6.

Per avere, quindi, contemporaneamente sia la focalizzazione radiale sia quella assiale, è necessario che sia soddisfatta la condizione:

$$0 < n < 1 \quad (2.14)$$

Questa relazione è tipica di un tipo di focalizzazione, detta debole, presente in macchine come i ciclotroni classici, nei quali il sistema focalizzante e quello di confinamento dipendono da un solo magnete.

La condizione $|n| \gg 1$ indica invece la focalizzazione forte. Quest'ultima è una caratteristica degli acceleratori con gradienti di campo elevati, come i sincrotroni.

2.3 Equazioni della dinamica

Deriviamo la precedente condizione di stabilità partendo dallo studio delle equazioni della dinamica.

Si consideri un sistema di riferimento $Oxyz$, l'equazione del moto di una particella di massa m e carica q , che si muove con velocità $\vec{v}$ in un

campo magnetico $\vec{B}$ è determinata dalla forza di Lorentz:

$$\vec{F}_L = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (2.15)$$

in cui:

$$\vec{F}_L = \frac{d(m\vec{v})}{dt} \quad (2.16)$$

E' opportuno scrivere l'Eq. (2.16) nelle sue tre componenti scalari:

$$\begin{aligned} \frac{d(m\dot{x})}{dt} &= q(\dot{y}B_z - \dot{z}B_y) \\ \frac{d(m\dot{y})}{dt} &= q(\dot{z}B_x - \dot{x}B_z) \\ \frac{d(m\dot{z})}{dt} &= q(\dot{x}B_y - \dot{y}B_x) \end{aligned} \quad (2.17)$$

che, passando alle coordinate cilindriche, diventano:

$$\begin{aligned} \frac{d(m\dot{r})}{dt} - mr\dot{\theta}^2 &= q(r\dot{\theta}B_z - \dot{z}B_\theta) \\ \frac{d(mr\dot{\theta})}{dt} + m\dot{r}\dot{\theta} &= q(\dot{z}B_r - \dot{r}B_z) \\ \frac{d(m\dot{z})}{dt} &= q(\dot{r}B_\theta - r\dot{\theta}B_r) \end{aligned} \quad (2.18)$$

La forma generale del campo magnetico in coordinate cilindriche ha la seguente espressione:

$$\vec{B}(r, \theta, z) = \hat{r}B_r(r, \theta, z) + \hat{\theta}B_\theta(r, \theta, z) + \hat{z}B_z(r, \theta, z) \quad (2.19)$$

Nei ciclotroni con campo azimutalmente uniforme non si ha dipendenza da θ e l'Eq. (2.19) diventa:

$$\vec{B}(r, \theta, z) = \hat{r}B_r(r, z) + \hat{z}B_z(r, z) \quad (2.20)$$

Di seguito verranno discusse le equazioni del moto radiale e assiale con un'analisi al I° ordine.

In particolare, considerando una particella con velocità costante, le Eq. (2.18) diventano:

$$\begin{aligned} m\ddot{r} - mr\dot{\theta}^2 &= qr\dot{\theta}B_z(r, z) \\ mr\ddot{\theta} + 2m\dot{r}\dot{\theta} &= q(\dot{z}B_r(r, z) - \dot{r}B_z(r, z)) \\ m\ddot{z} &= -qr\dot{\theta}B_r(r, z) \end{aligned} \quad (2.21)$$

2.3.1 Dinamica assiale

Facciamo l'ipotesi che la particella, compiendo la sua orbita, rimanga su un raggio fisso r e non sia sottoposta ad accelerazione. Sviluppando in serie $B_r(r, z)$ nell'intorno di $z = 0$ si ha:

$$B_r(r, z) = z \left(\frac{\partial B_r(r, z)}{\partial z} \right)_{z=0} + \frac{z^2}{2} \left(\frac{\partial B_r(r, z)}{\partial z} \right)_{z=0}^2 + \dots \approx z \left(\frac{\partial B_r(r, z)}{\partial z} \right)_{z=0} \quad (2.22)$$

Utilizzando l'espressione di $B_r(r, z)$ con l'approssimazione al primo ordine, l'equazione del moto assiale della particella si riscrive:

$$m\ddot{z} = -qr\dot{\theta}z \left(\frac{\partial B_r(r, z)}{\partial z} \right)_{z=0} \quad (2.23)$$

Nelle condizioni di campo magnetico statico e in assenza di correnti, il rotore del campo magnetico è nullo, $\vec{\nabla} \times \vec{B} = 0$, e vale la relazione:

$$\left(\frac{\partial B_r(r, z)}{\partial z} \right)_{z=0} = \left(\frac{\partial B_z(r, z)}{\partial r} \right)_{z=0} \quad (2.24)$$

Sul piano mediano, il campo magnetico ha solo la componente assiale:

$$\vec{B}(r, \theta, 0) = -\hat{z}B_z(r, 0) = -\hat{z}B_z(r) \quad (2.25)$$

Quindi, dall'Eq. (2.24), si ottiene:

$$\left(\frac{\partial B_z(r, z)}{\partial r} \right)_{z=0} = -\frac{dB_z(r)}{dr} \quad (2.26)$$

Da questa relazione e con la definizione di indice di campo (Eq. (2.9)) possiamo scrivere:

$$\frac{dB_z(r)}{dr} = -n \frac{B_z(r)}{r} \quad (2.27)$$

e quindi si può riscrivere l'Eq. (2.23) come:

$$\ddot{z} = -\frac{q}{m} B_z(r) \dot{\theta} n z \quad (2.28)$$

Nel caso di perfetto isocronismo $\omega = \omega_0$, quindi, utilizzando le relazioni:

$$\dot{\theta} = \omega_0 \quad (2.29)$$

e

$$\omega_0 = \frac{q}{m} B_z(r) \quad (2.30)$$

si ottiene l'equazione di Kerst-Serber:

$$\ddot{z} + \omega_0^2 n z = 0 \quad (2.31)$$

che descrive le oscillazioni libere assiali.

Per $n > 0$, lungo la direzione assiale, la particella segue un moto armonico, di ampiezza z_0 e frequenza $\omega_z = \sqrt{n}\omega_0$, descritto dall'espressione:

$$z(t) = z_0 \sin(\sqrt{n}\omega_0 t + \varphi_0) \quad (2.32)$$

Per $n < 0$, la soluzione è, invece, la curva divergente:

$$z(t) = z_0 \sinh(\sqrt{n}\omega_0 t) \quad (2.33)$$

Il numero di oscillazioni di betatrone assiali compiute dalla particella in un giro completo all'interno della macchina è:

$$\nu_z = \frac{\omega_z}{\omega_0} = \sqrt{n} \quad (2.34)$$

Dunque, un fascio è assialmente stabile solo se l'indice di campo n è strettamente positivo ($n > 0$).

2.3.2 Dinamica radiale

Si consideri, adesso, l'equazione del moto radiale di una particella carica che si muove con velocità v sul piano $z = 0$:

$$m\ddot{r} - mr\dot{\theta}^2 = -qr\dot{\theta}B_z(r, z) \quad (2.35)$$

Sia x la deviazione della particella dall'orbita di equilibrio, allora:

$$x = r - r_{oe} \Rightarrow \ddot{x} = \ddot{r} \quad (2.36)$$

con r_{oe} raggio dell'orbita di equilibrio.

Poichè $\dot{\theta} = \omega_0$ quando $r = r_{oe}$, si può scrivere:

$$\dot{\theta} = \omega_0 \frac{r_{oe}}{r} \quad (2.37)$$

Da questa relazione si ricava:

$$r\dot{\theta}^2 = \omega_0^2 \left(\frac{r_{oe}^2}{r} \right) = \omega_0^2 r_{oe}^2 \frac{1}{r_{oe} + x} = \omega_0^2 r_{oe} \frac{1}{1 + \frac{x}{r_{oe}}} \approx \omega_0^2 r_{oe} \left(1 - \frac{x}{r_{oe}} \right) = \omega_0^2 (r_{oe} - x) \quad (2.38)$$

$$\omega_0 = \frac{q}{m} B_z(r_{oe}, 0) = \frac{q}{m} B_z(r_{oe}) \quad (2.39)$$

Utilizzando lo sviluppo in serie di Taylor di punto iniziale $(r_{oe}, 0)$ della componente del campo magnetico $B_z(r, z)$ arrestato al primo ordine si ha:

$$B_z(r, 0) = B_z(r) = B_z(r_{oe}, 0) + \left(\frac{dB_z(r_{oe}, 0)}{dr} \right) x + \dots \approx B_z(r_{oe}) - n \frac{B_z(r_{oe})}{r_{oe}} x \quad (2.40)$$

Mediante le espressioni (2.38), (2.39) e (2.40), possiamo riscrivere l'Eq. (2.35) come segue:

$$m\ddot{x} - m\omega_0^2(r_{oe} - x) = -q\omega_0 r_{oe} \left(B_z(r_{oe}) - n \frac{B_z(r_{oe})}{r_{oe}} x \right)$$

$$\ddot{x} - \omega_0^2 r_{oe} + \omega_0^2 x = -\frac{q}{m} B_z(r_{oe}) \omega_0 r_{oe} + \frac{q}{m} B_z(r_{oe}) \omega_0 n x$$

$$\ddot{x} - \omega_0^2 r_{oe} + \omega_0^2 x = -\omega_0^2 r_{oe} + \omega_0^2 n x$$

e infine si ottiene l'espressione:

$$\ddot{x} + \omega_0^2(1 - n)x = 0 \quad (2.41)$$

Questa è l'equazione di Kerst-Serber per le oscillazioni libere radiali che ha come soluzione un moto oscillatorio armonico, così come già visto nello studio della dinamica assiale:

$$x = x_0 \sin(\sqrt{(1 - n)\omega_0^2} t + \varphi_0) \quad (2.42)$$

x_0 e $\omega_x = \sqrt{(1-n)}\omega_0$ sono rispettivamente l'ampiezza e la frequenza di oscillazione; il numero di oscillazioni radiali per rivoluzione è:

$$\nu_x = \frac{\omega_x}{\omega_0} = \sqrt{1-n} \quad (2.43)$$

Dalle espressioni di ν_x e ν_z si evince che un gradiente radiale del campo magnetico assiale può provvedere alla stabilità del fascio nei piani orizzontale e verticale se l'indice di campo soddisfa la condizione:

$$0 < n < 1$$

Questa relazione, nota come criterio di stabilità di Steenbeck, impone che ν_x e ν_z siano sempre minori dell'unità e quindi il fascio non deve compiere mai un'oscillazione completa in una rivoluzione.

In generale l'effetto focalizzante sul fascio è tanto più grande quanto più alto è il numero di oscillazioni, quindi, la validità del criterio di stabilità di Steenbeck implica che il ciclotrone classico non è isocrono.

2.4 Il ciclotrone AVF

Il principio di funzionamento del ciclotrone AVF (Azimuthally Varying Field) è alla base della maggior parte dei ciclotroni moderni [22].

Come abbiamo già avuto modo di dire, con l'aumento dell'energia durante la fase di accelerazione, l'incremento relativistico della massa deve essere opportunamente controbilanciato aumentando il campo magnetico lungo la direzione radiale per mantenere l'isocronismo. Ciò implica, però, un indice di campo negativo ($n < 0$), con conseguente defocalizzazione assiale del fascio.

Per risolvere i problemi della defocalizzazione assiale, L. H. Thomas, nel 1938, propose una suddivisione in settori della macchina, per mezzo della quale l'intensità del campo magnetico assiale variesse oltre che radialmente anche azimutalmente. Il moto delle particelle cariche, interagendo con un tale campo magnetico, fornisce una forza che punta sempre verso il

piano mediano (focalizzazione di Thomas).

In tal modo, non è più necessario avere un campo che decresca ra-

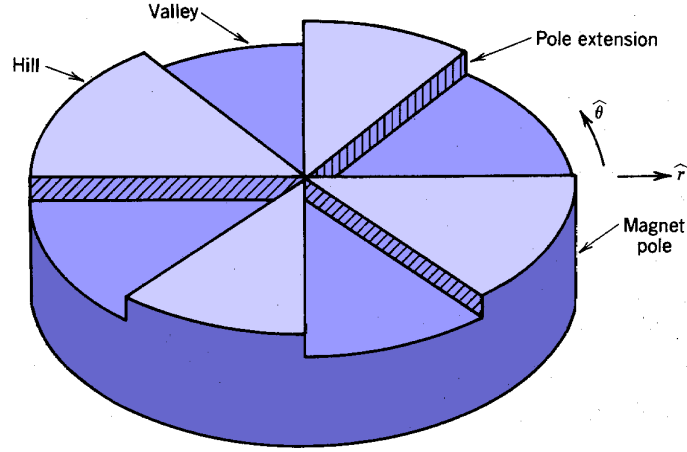


Figura 2.7: Schema di un ciclotrone AVF.

dialmente ed è possibile costruire ciclotroni in cui il campo magnetico azimutale medio aumenti in proporzione all'incremento relativistico della massa della particella, così da mantenere la frequenza di rivoluzione costante. Ciò significa che non c'è spostamento di fase tra la particella e la frequenza costante dell'oscillatore RF che alimenta i dees.

Un ulteriore miglioramento della focalizzazione verticale si ha se la forma dei settori ha un andamento a spirale (spiral focusing).

2.4.1 Isocronismo

Introducendo gli effetti relativistici, la frequenza di ciclotrone si esprime nella maniera seguente:

$$\omega_0 = q \frac{\langle B \rangle}{m} = q \langle B \rangle \frac{c^2}{E} = q \langle B \rangle \frac{c^2}{\gamma E_0} \quad (2.44)$$

dove E ed E_0 sono rispettivamente energia ed energia a riposo della particella, mentre $\langle B \rangle$ rappresenta il campo medio.

Affinchè si conservi l'isocronismo, la frequenza di ciclotrone deve rimanere costante durante tutta la fase di accelerazione, quindi, il rapporto tra $\langle B \rangle$

e γ deve essere costante. L'aumento di γ per effetto relativistico implica, quindi, un incremento del campo magnetico medio $\langle B \rangle$.

Utilizzando le definizioni:

$$\beta = \frac{v}{c}$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{1}{1 - \beta^2}}$$

il campo magnetico si esprime:

$$B(r) = B_0 \gamma(r) = B_0 \sqrt{\frac{1}{1 - \beta(r)^2}} = B_0 \sqrt{\frac{1}{1 - \left(\frac{2\pi r}{\lambda}\right)^2}} = B_0 \sqrt{\frac{1}{1 - \left(\frac{2\pi r f_r}{c}\right)^2}} \quad (2.45)$$

dove f_r è la frequenza di rivoluzione, mentre B_0 è il campo magnetico al centro del ciclotrone ed è pari a:

$$B_0 = \frac{m}{qe} \omega_0 = \frac{2\pi m_0 c^2}{c^2} \left(\frac{A}{q}\right) f_r \quad (2.46)$$

La relazione (2.46) è nota come condizione di isocronismo.

2.4.2 Focalizzazione di Thomas

La variazione azimutale del campo magnetico comporta la presenza di una componente azimutale del campo che produce un effetto di focalizzazione verticale sul fascio.

La variazione azimutale del campo magnetico si ottiene dividendo le espansioni polari del magnete in settori. Ciascun settore è costituito da due zone che hanno distanza diversa dal piano mediano del ciclotrone e che, quindi, presentano valori del campo magnetico differenti. Le regioni in cui l'intensità del campo è più elevata si dicono creste (hills), quelle in cui, invece, è minore si chiamano valli (valleys).

A seconda di come si realizza la suddivisione in creste e valli del magnete, si distinguono due tipi di ciclotroni AVF:

- ciclotroni AVF a settori separati (Separated Sector Cyclotrons, SSC);

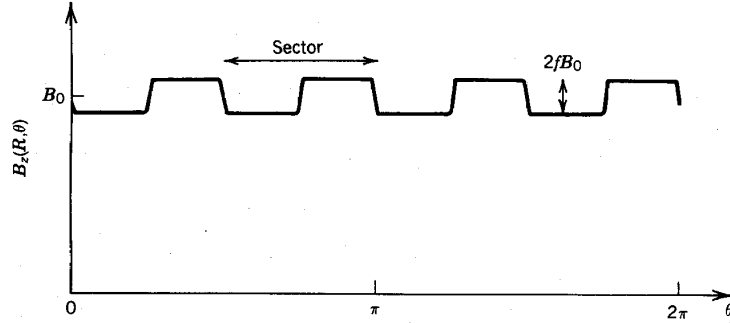


Figura 2.8: Schema della variazione azimutale del campo magnetico.

- ciclotroni AVF compatti.

I primi sono caratterizzati dall'avere una struttura magnetica costituita da magneti indipendenti, tanti quanti sono i settori previsti; inoltre, il campo nelle valli, in approssimazione *hard edge*, viene considerato nullo. Nei secondi, invece, la struttura magnetica non è separata e nelle valli esiste un campo non nullo.

Come mostrato in Fig. 2.9, a causa della variazione azimutale del campo

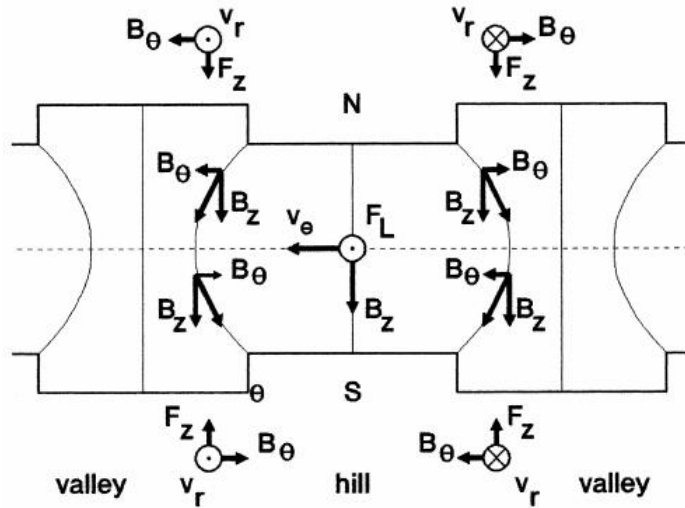


Figura 2.9: Linee di campo in un ciclotrone nel quale i poli hanno un andamento a gradino.

magnetico, le linee di campo risultano essere convesse rispetto ai centri

delle valli. Sul piano mediano il campo ha solo una componente verticale, ma nei punti che si trovano al di sopra o al di sotto di esso si ha una componente azimutale B_θ , il cui segno dipende dalla coordinata assiale. In un campo con tali caratteristiche, il raggio di curvatura dell'orbita di una particella di energia fissata varia in funzione dell'intensità del campo e, quindi, l'orbita non è più una circonferenza.

Durante il passaggio tra una valle e una cresta e viceversa la velocità del-

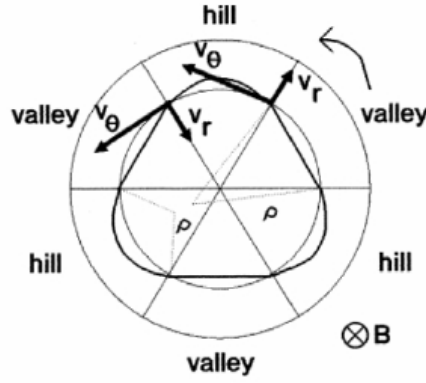


Figura 2.10: Ciclotrone a quattro settori con andamento a gradino delle facce dei poli. La traiettoria ha due raggi di curvatura.

la particella acquisisce una componente radiale, diretta alternativamente verso l'interno o verso l'esterno della macchina, come mostrato in Fig. 2.10. Questa velocità radiale v_r interagisce con la componente azimutale del campo B_θ e produce una forza assiale (forza di Thomas) che risulta essere diretta sempre verso il piano mediano.

L'intensità della focalizzazione di Thomas dipende dal valore del gradiente del campo magnetico nel passaggio tra creste e valli. Questa variazione è nota come flutter. Per un campo con una variazione azimutale puramente sinusoidale si ha:

$$B(\theta) = \langle B \rangle (1 - f \sin(N\theta)) \quad (2.47)$$

in cui f è l'ampiezza del flutter (flutter amplitude), N è il numero di settori e $\langle B \rangle$ è il campo magnetico azimutale medio. Se $\langle B^2 \rangle$ è il campo

quadratico medio, allora, la funzione di flutter F è definita [22] come:

$$F \equiv \frac{\langle B^2 \rangle - \langle B \rangle^2}{\langle B \rangle^2} \quad (2.48)$$

Espressa in termini del campo massimo nelle creste B_h e del campo minimo nelle valli B_v , l'Eq. (2.48) diventa:

$$F = \frac{(B_h - B_v)^2}{8\langle B \rangle^2} \quad (2.49)$$

Inserendo l'Eq. (2.47) nella (2.48) si determina la relazione che lega f al flutter F :

$$F = \frac{f^2}{2} \quad (2.50)$$

Quantitativamente, l'effetto della focalizzazione di Thomas si descrive ricavando l'equazione della dinamica verticale.

Ricavando da considerazioni geometriche le espressioni per v_r e B_θ :

$$v_r = \omega r_0 f \cos \theta \quad (2.51)$$

$$B_\theta = -\frac{zm\omega}{r_0 q} f \cos \theta \quad (2.52)$$

si ottiene:

$$F_z = qv_r B_\theta = -zm\omega^2 f^2 \cos^2 \theta \quad (2.53)$$

Questa è sempre diretta verso il piano mediano e, quindi, è focalizzante. L'intensità della forza di Thomas varia con θ , ma il suo valore medio è:

$$\langle F_z \rangle = -\frac{1}{2}zm\omega^2 f^2 \quad (2.54)$$

Se questa è l'unica forza assiale agente sulla particella, allora, l'equazione del moto è:

$$\ddot{z} + \omega^2 \frac{f^2}{2} z = 0 \quad (2.55)$$

e, quindi, sommando il contributo del flutter a quello precedente, otteniamo che la frequenza di betatrone si riscrive come:

$$\nu_z^2 \approx n + F \quad (2.56)$$

Ricordando che $n < 0$, quindi, il flutter è il termine positivo con cui si cerca di compensare la negatività dell'indice di campo, affinché le oscillazioni di betatrone verticali siano positive e quindi garantiscano la stabilità verticale.

2.4.3 La focalizzazione a spirale

Se la forma dei settori segue un andamento a spirale, allora, il campo di fringing, nei punti non appartenenti al piano mediano, a ogni transizione cresta-valle avrà una componente radiale B_r . Questo campo magnetico radiale interagisce con la velocità azimutale della particella dando luogo a una forza assiale. La forza è focalizzante nel passaggio da una valle a una cresta, mentre è defocalizzante nella transizione da una cresta a una valle. L'azione complessiva è simile a quella di due lenti sottili di

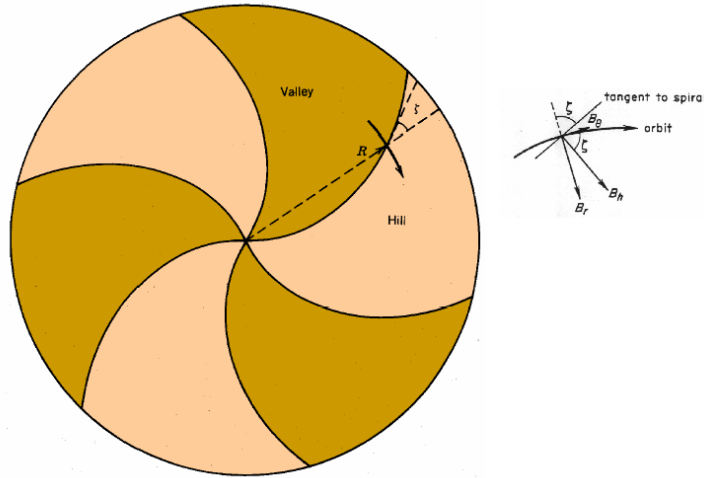


Figura 2.11: Schema di un ciclotrone con settori con andamento a spirale e visualizzazione dell'angolo di spirale.

cui una focalizzante e l'altra defocalizzante, il cui effetto, come è noto dall'ottica, è globalmente focalizzante. Si ottiene quindi un'ulteriore forza focalizzante, nota come forza di Kerst, lungo la direzione verticale. L'effetto di focalizzazione è implementato dal fatto che l'orbita ha un

percorso più lungo nella regione di campo focalizzante piuttosto che in quella di campo defocalizzante. Questa componente della focalizzazione assiale è nota come forza di Laslett.

L'intensità della focalizzazione di Kerst-Laslett dipende dall'angolo di spirale ξ , cioè l'angolo tra la tangente alla spirale nel punto in cui essa attraversa l'orbita e il raggio, come si può vedere in Fig.2.11. Si ha, quindi:

$$B_r = -B_\theta \tan \xi = \frac{zm\omega}{r_0q} f \cos \theta \tan \xi \quad (2.57)$$

e

$$v_\theta = -r_0\omega \quad (2.58)$$

La forza assiale è data da:

$$F_z = -qv_\theta B_r = zm\omega^2 f \cos \theta \tan \xi \quad (2.59)$$

Da considerazioni geometriche e facendo le opportune approssimazioni si ottiene:

$$f \cos \theta \tan \xi \approx f^2 \tan^2 \xi \quad (2.60)$$

Quindi, l'equazione del moto è:

$$\ddot{z} + \omega^2 f^2 \tan^2 \xi z = 0 \quad (2.61)$$

Ma, la forza di Thomas dell'Eq. (2.54) è necessariamente presente quando si ha una variazione azimutale del campo, quindi, l'equazione del moto diventa:

$$\ddot{z} + \omega^2 \left(\frac{f^2}{2} + f^2 \tan^2 \xi \right) z = 0 \quad (2.62)$$

che, ricordando l'Eq. (2.50), si può anche scrivere:

$$\ddot{z} + \omega^2 F (1 + 2 \tan^2 \xi) z = 0 \quad (2.63)$$

Così la frequenza assiale di betatrone è:

$$\nu_z^2 = F(1 + 2 \tan^2 \xi) \quad (2.64)$$

Anche in questo caso il contributo dovuto all'introduzione della spirale si somma a quello precedente per compensare ulteriormente l'indice di campo negativo.

2.4.4 Le frequenze di betatrone

Considerando gli effetti sulla dinamica radiale (che beneficia anch'essa della settorizzazione del ciclotrone) e considerando anche il numero di settori N si ricavano le espressioni per le oscillazioni di betatrone radiale e verticale in un ciclotrone AVF:

$$\nu_r^2 = 1 - n + \frac{3N^2}{(N^2 - 1)(N^2 - 4)} F(1 + \tan^2 \xi) \quad (2.65)$$

$$\nu_z^2 = n + \frac{N^2}{N^2 - 1} F(1 + 2 \tan^2 \xi) \quad (2.66)$$

Le espressioni precedenti sono state determinate analiticamente, facendo alcune approssimazioni, e quindi sono da considerare indicative dell'andamento reale della stabilità del fascio accelerato in un ciclotrone. Esse danno un'idea della dipendenza delle oscillazioni di betatrone dai parametri strutturali della macchina quali il numero dei settori, la forma del campo magnetico e l'angolo di spirale. In genere, i valori delle ν_r e delle ν_z sono determinati numericamente integrando l'equazione della dinamica tenendo conto di una mappa di campo magnetico simulata o misurata.

2.5 La dinamica longitudinale

Negli acceleratori, solitamente, il guadagno energetico è un processo discreto ottenuto tramite l'attraversamento, da parte di un fascio *bunchato*, di cavità a radiofrequenza nelle quali il campo è una funzione del tempo. Poiché le particelle che appartengono alla prima parte del *bunch* e quelle che invece appartengono alla coda attraversano la cavità in tempi differenti, allora, esse guadagneranno un'energia differente rispetto

alla particella di riferimento che si trova nel centro del *bunch* medesimo. Tenendo, quindi, conto del fatto che un singolo bunch attraversa un migliaio di volte la medesima cavità accelerante, risulta ovvio domandarsi se lo spread energetico risultante non possa essere causa di instabilità del fascio.

Una particella di carica q in presenza di un campo elettrico $\vec{E}$ è sottoposta alla forza:

$$\vec{F} = q\vec{E} \quad (2.67)$$

e viene accelerata parallelamente alla direzione in cui è applicato il campo elettrico, che varia col tempo come:

$$\overrightarrow{E(t)} = E_0 \sin(\omega_{RF}t + \varphi_{RF})\hat{u}_\theta \quad (2.68)$$

Si può dimostrare in maniera rigorosa che la fase delle particelle in determinate condizioni di operatività oscilla intorno a una posizione di riferimento o equilibrio ϕ_s . L'equazione della fase che si ottiene è simile a quella di oscillatore armonico, come nel caso della dinamica trasversa, e ha la forma seguente:

$$\ddot{\Delta\phi} + \Omega_s^2 \Delta\phi = 0 \quad (2.69)$$

La frequenza dell'oscillatore armonico Ω_s prende il nome di *frequenza di sincrotrone*.

L'analisi della stabilità longitudinale del fascio sarà differente per ogni tipo di macchina, in base alle loro caratteristiche peculiari:

- ciclotroni e sincrociclotroni presentano un campo magnetico B fisso e si basano sull'espansione dell'orbita;
- i sincrotroni sono caratterizzati da un'orbita fissa e da un campo magnetico B variabile;

- nei linac per protoni, che utilizzano dei drift tubes, le particelle sono caratterizzate da una velocità relativamente bassa rispetto a quella della luce (e quindi $\beta \ll 1$);
- negli electron linac, nei quali i drift tubes sono sostituiti da un campo elettrico continuo che sfrutta onde viaggianti, gli elettroni sono ultrarelativistici (e quindi β è praticamente unitario).

La stabilità di fase è sostanzialmente governata dalla seguente relazione:

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} = \frac{\Delta L}{L} - \frac{1}{\gamma^2} \cdot \frac{\Delta p}{p} \quad (2.70)$$

dove τ è il periodo dei successivi attraversamenti della particella di riferimento.

Sono, dunque, possibili tre casi:

- si può avere

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} = 0 \quad (2.71)$$

come nel caso del ciclotrone isocrono;

- può essere:

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} < 0 \quad (2.72)$$

con τ e ω_{RF} costanti, caso tipico dei linac ($\Delta L/L = 0$);

- oppure si può avere:

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} > 0 \quad (2.73)$$

con τ variabile, situazione classicamente riferibile ai sincrotroni.

E' importante chiarire che in alcuni acceleratori, come i ciclotroni isocroni, la stabilità di fase non esiste, ma, nonostante questo, l'acceleratore funziona perfettamente; per altri acceleratori, come gli electron linac, la stabilità di fase non viene utilizzata fino a quando la velocità v delle particelle non è praticamente identica alla velocità della luce, a quel punto c

diventa anche la velocità di fase dell'onda viaggiante. In altri acceleratori ancora, come i sincrociclotroni, i sincrotroni e i proton linac, si ha una possibile scelta tra due alternative:

1. avere la stabilità di fase e ridurre la massima energia guadagnabile;
2. non avere la stabilità di fase (ovvero avere una leggera instabilità), ma non sacrificare l'energia.

Nel caso del ciclotrone isocrono, come si è accennato in precedenza, non esiste la stabilità di fase.

In questo tipo di macchina, il campo elettrico è alternato, quindi, l'accelerazione impressa alle particelle dipende dalla fase con la quale queste attraversano i gap di accelerazione. I campi elettrici alternati sono prodotti, solitamente, da cavità a radiofrequenza (RF) e il loro andamento dipende dalla frequenza di ciclotrone o da un suo multiplo intero:

$$\omega_{RF} = h\omega_0 = h \frac{qB}{m} \quad (2.74)$$

dove h è il numero di armonica.

A ogni passaggio attraverso il gap accelerante, l'energia ΔU guadagnata dalla particella è:

$$\Delta U \cong qV \cos \phi \quad (2.75)$$

dove V è il potenziale che genera il campo elettrico alternato e ϕ è la fase del fascio al centro del gap (trascuriamo gli effetti del fattore di transito).

Dati N giri, si avrà:

$$E_f = NqV \cos \phi_i + E_i \quad (2.76)$$

e anche:

$$\delta E_f = -NqV \sin \phi_i \delta \phi + \delta E_i \quad (2.77)$$

Al primo ordine non c'è, dunque, nessuna variazione di energia; uno sviluppo al secondo ordine per il $\cos \phi$ porta a:

$$\Delta E_f = -\frac{1}{2}NqV(\Delta \phi)^2 + \Delta E_i \quad (2.78)$$

Lo spread di energia finale è dunque legato solamente all'ampiezza di fase del bunch, essendo:

$$\frac{\Delta E_f}{E_f} \cong -\frac{1}{2}(\Delta\phi)^2 \quad (2.79)$$

Come si può notare dalla rappresentazione grafica di Fig. 2.12, il com-

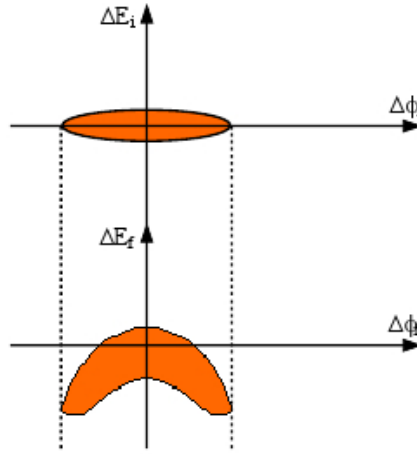


Figura 2.12

portamento è completamente non lineare (con effetti del secondo ordine). Nella Tab. 2.1 sono raccolti alcuni dati relativi allo spread energetico in funzione di diversi valori di lunghezza del *bunch*.

$\Delta\phi$	$\Delta E/E$
$\pm 1^\circ$	$\pm 1.5 \times 10^{-4}$
$\pm 5^\circ$	$\pm 3.8 \times 10^{-3}$
$\pm 10^\circ$	$\pm 1.5 \times 10^{-2}$

Tabella 2.1

Ogni discrepanza del campo magnetico dal valore teorico calcolato ha l'effetto di spostare la fase di accelerazione come descritto dalla seguente relazione:

$$\Delta\phi \approx d(\sin \phi) = 2\pi h \frac{dB}{B_{iso}} N \quad (2.80)$$

dove B_{iso} è il campo isocrono, dB tiene conto delle imperfezioni del campo, h è il numero armonico del ciclotrone e N è il numero di giri [22].

La variazione della fase è accettabile entro certi limiti, quindi, la differenza tra campo isocrono e campo reale (dB) dev'essere piccola. La tolleranza normalmente accettata è circa $20^\circ \div 30^\circ$, che corrisponde a un'incertezza sul campo magnetico $\frac{\Delta B}{B} \approx 10^{-4}$.

2.6 Sistemi di iniezione e di estrazione

L'iniezione e l'estrazione dei fasci nei ciclotroni possono essere realizzate in diversi modi. La scelta dei sistemi più adatti dipende sia dalla macchina sia dalle caratteristiche che si desiderano per il fascio estratto. Bisogna prestare molta attenzione a questi sistemi, perchè è proprio nelle fasi di iniezione e di estrazione che si verifica la maggior parte della perdita di intensità del fascio.

2.6.1 Sistemi di iniezione

Il sistema di iniezione dipende essenzialmente dal tipo di sorgente adoperata per la creazione del fascio. Nei primi ciclotroni si adoperavano delle sorgenti interne, poste al centro della macchina. Ciò limitava enormemente le prestazioni dell'acceleratore e le energie raggiungibili. Nei ciclotroni moderni, il fascio è prodotto esternamente e, spesso, quando viene iniettato nella macchina, è già stato accelerato da altri dispositivi. I sistemi di iniezione si possono distinguere in:

- sistemi di iniezione di fasci neutri;
- sistemi di iniezione radiale;
- sistemi di iniezione assiale.

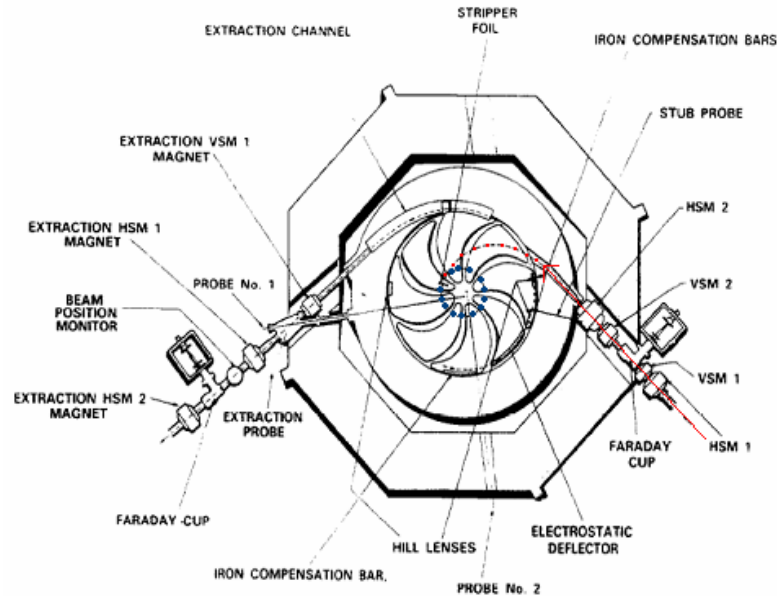


Figura 2.13: Schema di un ciclotrone con sistema di iniezione radiale.

Nel primo caso si ha a che fare, essenzialmente, con sorgenti interne al ciclotrone, poste nella regione centrale e costituite da atomi neutri che vengono ionizzati per bombardamento mediante elettroni (*thermal velocity beam*). Un'alternativa è quella di usare fasci di atomi neutri, iniettati nella zona centrale della macchina e ionizzati da processi di stripping (*fast neutral beam*). Il secondo tipo di sistemi di iniezione fa uso di sorgenti esterne alla macchina ed è mostrato in Fig. 2.13. In questo caso, il fascio arriva già ionizzato e solitamente preaccelerato da acceleratori posti a monte; l'iniezione è dovuta a deflettori elettrostatici che hanno il compito di guidare il fascio nella zona centrale del ciclotrone. Questo tipo di iniezione è tipica dei ciclotroni a settori separati, ma si trova anche in quelli compatti. Il terzo tipo, invece, è caratteristico dei ciclotroni associati a sorgenti ECR e prevede l'iniezione del fascio direttamente nella zona centrale del ciclotrone per opera di magneti o deflettori di varie forme (a spirale, iperboloidi, paraboloidi), che deviano il fascio verso il piano orizzontale Fig. 2.14.

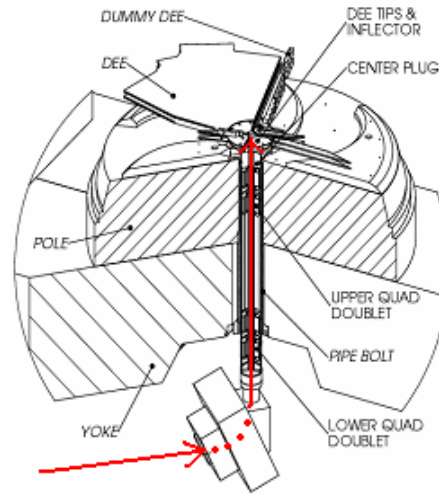


Figura 2.14: Schema dell'iniezione assiale in un ciclotrone.

2.6.2 Sistemi di estrazione

I principali tipi di estrazione sono:

- estrazione mediante deflettori elettrostatici;
- estrazione per stripping.

Il primo metodo sfrutta l'azione di deflettori elettrostatici che guidano il fascio fuori dal ciclotrone (Fig. 2.15). Quando le particelle raggiungono l'energia finale, si trovano su un'orbita nella regione più esterna della macchina; qui viene posto un deflettore elettrostatico, che produce un campo elettrico radiale diretto verso l'esterno del ciclotrone. La forza dovuta alla presenza del campo elettrico spinge le particelle cariche positivamente verso l'esterno; pertanto, il raggio di curvatura aumenta e le particelle sono deflesse verso l'esterno dell'acceleratore.

Il deflettore è costituito da due elettrodi curvati e ha una struttura simile a un condensatore cilindrico; l'elettrodo interno, detto setto, è a massa, quello più esterno, denominato elettrodo, è invece posto a una tensione opportuna.

Il maggiore inconveniente di questo sistema è che parte del fascio colpisce

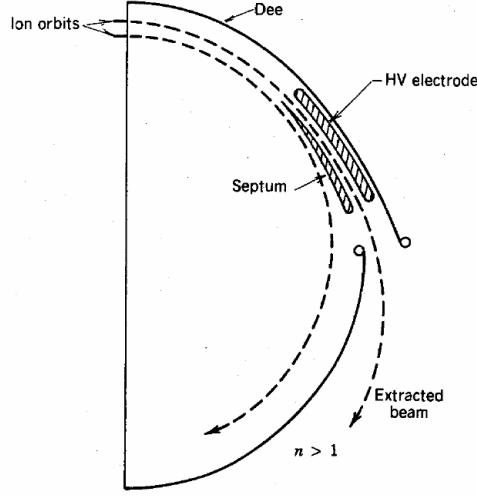


Figura 2.15: Estrazione mediante deflessione elettrostatica.

l'elettrodo interno del deflettore, con conseguente riduzione dell'efficienza di estrazione oltre all'attivazione dell'elettrodo e di altri componenti del sistema.

Al fine di raggiungere una buona efficienza di estrazione, le orbite devono essere ben separate. La relazione che esprime la separazione fra le orbite è la seguente [18]:

$$\frac{dR}{dN} = R \frac{E_g}{E} \frac{\gamma}{\gamma + 1} \frac{1}{\nu_r^2} \quad (2.81)$$

dove R è il raggio medio dell'orbita, E_g è l'energia guadagnata al giro, E è l'energia cinetica, γ è il fattore relativistico, ν_r è la frequenza di betatrone radiale e N è il numero di giri. Nei ciclotroni in cui la separazione delle orbite non è grande abbastanza, si interviene sulla dinamica del fascio con delle perturbazioni magnetiche (risonanze), che permettono di aumentare leggermente il gap tra le orbite.

Il metodo di estrazione per stripping, invece, è utilizzabile solo per quegli ioni accelerati che abbiano ancora qualche elettrone legato. In prossimità del raggio di estrazione, si posiziona un foglio di Carbonio di spessore $50 \div 200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ [6]. Quando il fascio attraversa il foglio, le particelle accelerate perdono gli elettroni e quindi varia il loro rapporto carica-massa

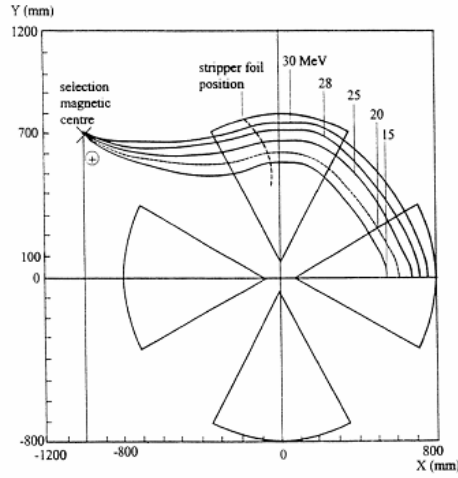


Figura 2.16: Estrazione per stripping di un fascio di H^- .

e di conseguenza il raggio di curvatura della traiettoria. L'efficienza di questo sistema di estrazione è molto alta, talvolta raggiunge il 100%, inoltre, l'attivazione dei componenti è piccola. I vantaggi di questo sistema fanno sì che sia il metodo più utilizzato nei ciclotroni che accelerano H^- per applicazioni medicali (Fig. 2.16).

2.7 Limiti di operatività dei ciclotroni

I ciclotroni isocroni, come del resto tutti gli acceleratori, hanno dei limiti per quanto riguarda l'energia massima raggiungibile dalle particelle accelerate. Tali limiti sono legati a quelli tecnologici che caratterizzano i vari componenti della macchina, quali ad esempio: le dimensioni e la geometria dell'elettromagnete che dipendono dal raggio di estrazione (R_{ext}), il tipo di conduttore da utilizzare (resistivo o superconduttivo), che di fatto determina il campo magnetico massimo raggiungibile (B_{max}), la complessità del sistema accelerante e la geometria delle cavità, che influisce sulla massima tensione applicabile e sulla dissipazione di potenza per effetto Joule.

Esistono due parametri che tengono conto di quanto esposto in prece-

denza, e definiscono il range teorico di operatività dei ciclotroni. Il coefficiente di *bending* (K_B) e quello di *focusing* (K_F): il primo dipende dai parametri strutturali della macchina, quali R_{ext} e B_{max} ; il secondo è funzione dei parametri che influenzano la focalizzazione dei fasci accelerati, quali la forma delle spirali e l'ampiezza della variazione azimutale del campo magnetico (*flutter*). Il secondo coefficiente è più restrittivo rispetto a quello di *bending*. Entrambi si esprimono in elettronvolt poichè derivano dalla ben nota relazione che lega l'impulso p di una particella carica al campo magnetico B a cui è sottoposta:

$$p = qBr \quad (2.82)$$

I due coefficienti si scrivono, quindi, come:

$$K_B = \frac{q^2 B_{max}^2 R_{ext}^2 c^2}{(1 + \gamma) \cdot E_0} \quad (2.83)$$

$$K_F = \frac{qrc}{2} \sqrt{C_{main}^2 \cdot (1 + 2 \tan^2 \xi_{max})} \quad (2.84)$$

e limitano l'energia massima (T/A) ottenibile per una particella con un certo Q/A nel modo seguente:

$$\frac{T}{A} \leq \left(\frac{Q}{A} \right)^2 \cdot K_B \quad (2.85)$$

$$\frac{T}{A} \leq \left(\frac{Q}{A} \right) \cdot K_F \quad (2.86)$$

In Fig. 2.17 è mostrato il diagramma di operatività del ciclotrone superconduttore K800 di Catania.

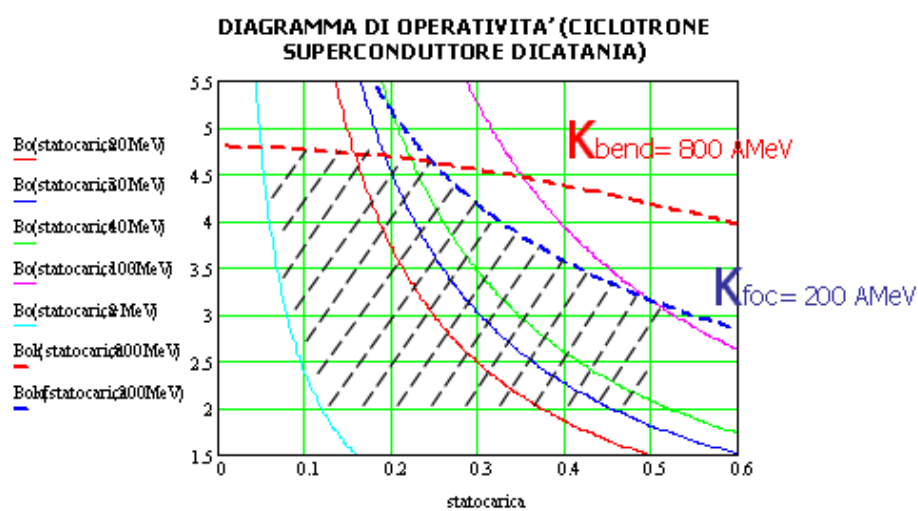


Figura 2.17: Diagramma di operatività del ciclotrone superconduttore K800.

CAPITOLO 3

IL PROGETTO SCENT300

In questo capitolo si descriverà il progetto SCENT300 (Superconducting Cyclotron for Exotic Nuclei and Therapy) che punta alla realizzazione di un ciclotrone compatto superconduttivo per applicazioni medicali. Lo studio di tale progetto è condotto presso i Laboratori Nazionali del Sud.

Il progetto si avvale dell'esperienza acquisita ai L.N.S. con la facility CATANA per la cura di neoplasie oculari, e prevede la realizzazione di un particolare ciclotrone capace di produrre sia fasci di protoni sia fasci di ioni di Carbonio. Con i fasci di protoni si potranno trattare tumori profondi, con quelli di ioni di Carbonio una parte consistente di tumori radio-resistenti.

3.1 Descrizione del progetto SCENT

Il progetto SCENT300 ha come oggetto lo studio di un ciclotrone isocrono compatto energizzato con bobine superconduttive [11] da impiegare nei centri di adroterapia per fornire i fasci di ioni e di protoni. I fasci di adroni, quali i protoni e gli ioni di Carbonio, offrono un vantag-

gio notevole in confronto alla radioterapia tradizionale: essi provocano danni minimi ai tessuti sani che circondano un tumore. Infatti, sia i protoni, sia gli ioni di Carbonio, possiedono un'importante caratteristica: la loro interazione con la materia produce un rilascio energetico limitato nella prima parte del loro percorso, dove il fascio ha energia più alta. Inoltre, il rilascio di energia aumenta lungo la traiettoria all'interno del tessuto, mentre l'energia del fascio diminuisce, e nella parte finale della traiettoria si ha, all'interno di pochi mm, prima un improvviso e forte deposito di energia e poi una netta diminuzione dello stesso fino a zero, in corrispondenza della perdita di tutta l'energia del fascio. Questa caratteristica produce il noto picco di Bragg nella curva della dose relativa in funzione della lunghezza della traiettoria.

Per trattare i tumori più profondi è necessaria, per un fascio di carbonio,

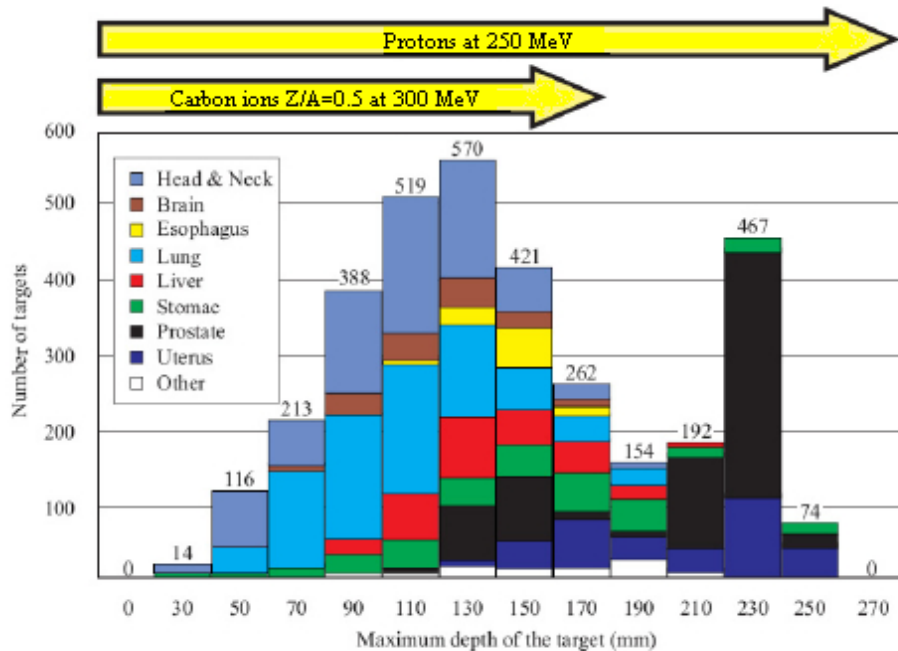


Figura 3.1: Risultati dei trattamenti effettuati nel centro oncologico HIMAC di Chiba. Viene riportato il numero il numero di bersagli per tipologia di tumore in funzione della profondità.

l'energia massima di 400 AMeV. Tuttavia, la distribuzione del numero di tumori in funzione della loro profondità nel corpo del paziente, mostra in maniera abbastanza evidente che un'energia di 400 AMeV è necessaria solo per il trattamento dei tumori della prostata e dell'utero, che sono il 30% dei casi totali. Il trattamento del 50% o del 70% dei casi totali si può ottenere con un'energia di 250 o 300 AMeV rispettivamente.

Il ciclotrone proposto per SCENT300 sarà in grado di accelerare ioni leggeri con un rapporto tra stato di carica e massa Q/A di circa 0.5 fino all'energia di 300 AMeV. Gli ioni leggeri, come il $^{12}\text{C}^{6+}$, saranno estratti per mezzo di deflettori elettrostatici. Il range del ^{12}C a 300 AMeV nell'acqua è di 174 mm; una tale profondità di penetrazione è abbastanza adatta per trattare tutti i tumori della testa e del collo. La macchina potrà accelerare anche la molecola ionizzata di Idrogeno H_2^+ a 260 AMeV. I fasci di Idrogeno, a differenza di quelli di Carbonio, verranno estratti per stripping, dando, quindi, origine a fasci di protoni con un'energia di 260 AMeV. Il range nell'acqua di un fascio di protoni con una tale energia è di 370 mm, il che permette il trattamento di tutti i tumori.

Il motivo per cui si preferisce accelerare H_2^+ anziché H^+ risiede nel fatto che quest'ultimo, nonostante abbia una massa minore e richieda, quindi, un campo magnetico più basso per essere confinato, ha l'energia di legame dell'elettrone pari a 0.775 eV. In queste condizioni, infatti, per evitare che si abbia lo stripping elettromagnetico all'interno del ciclotrone, il campo magnetico non deve superare il valore di 0.6 Tesla. L'energia di legame dell'ultimo elettrone della molecola H_2^+ , invece, è di 16.3 eV: si possono, quindi, accelerare queste molecole fino all'energia di 2 GeV in un campo magnetico di 5 Tesla e considerare nulla la probabilità che si verifichi lo stripping elettromagnetico [13].

3.2 Caratteristiche della macchina

Il ciclotrone in studio è una macchina compatta a quattro settori a spirale del diametro di 5 m. Lo scopo primario del modello a settori è quello di garantire un'adeguata focalizzazione verticale per il fascio accelerato. L'altezza del ciclotrone è di 3 m e il suo peso è di 350 tonnellate.

Il campo magnetico del ciclotrone viene realizzato mediante una coppia

Parameters	Values
Particles	H_2^+ , $^{12}C^{6+}$
Injection Energy	25 AkeV
Extraction Energy	$^{12}C^{6+}$ @ 300 MeV H_2^+ @ 260 MeV
K bending	1200 MeV
Number of sectors	4
Magnetic field in the center	3.2 T
Extraction radius	130 cm
Hill gap	5 cm
Main size	5 m $\times$ 3 m
Weight	350 tons
Coils	2 SC
Nominal current	950 A
Current density	46 A/mm ²
Number of cavities	4
Operating frequency	98 MHz, 4 th harmonic
RF power	50 kW per cavity
Extraction Systems	Electrostatic deflectors Stripping process

Tabella 3.1: Caratteristiche del ciclotrone SCENT300.

di bobine superconduttive poste simmetricamente al di sopra e al di sotto del piano mediano. Queste bobine operano con una densità di corrente di circa 46 Amp/mm². La macchina, il cui valore di K *bending* è stato fissato a 1200 MeV, raggiunge un campo magnetico medio massimo di 4.2 Tesla. Quattro cavità RF operanti in quarta armonica alla frequenza fissata di 98 MHz, accelerano gli ioni con un potenziale massimo medio

di 120 KV ai raggi di estrazione.

Come è stato già detto, la tecnica di estrazione del fascio dipenderà dal tipo di particella accelerata: gli ioni di Carbonio saranno estratti per mezzo di deflettori elettrostatici posizionati in prossimità del raggio di estrazione, mentre per i protoni si utilizzerà la tecnica dello stripping. Più esattamente, i protoni saranno accelerati come molecola di idrogeno ionizzata H_2^+ ; al raggio di estrazione, il fascio inciderà su un sottile foglio di Carbonio che strapperà l'elettrone di legame facendo sì che la molecola si scinda in due protoni. Questa tecnica è più efficiente della deflessione elettrostatica, implica una minore attivazione dei componenti all'estrazione e ha un costo di realizzazione minore.

Nonostante il rapporto carica massa di entrambe le specie ioniche da accelerare sia simile, $Q/A \sim 0.5$, il campo magnetico isocrono dev'essere cambiato di $\sim 0.72\%$, se la frequenza delle cavità (f_{RF}) è costante, per garantire una variazione di fase accettabile durante l'accelerazione ($\Delta\varphi < 20^\circ$). Per fare ciò si adotta un sistema di *tuning* del campo magnetico per mezzo di due conduttori resistivi opportunamente posizionati all'interno del ciclotrone.

3.2.1 Proprietà magnetiche

Nel progetto di un ciclotrone superconduttore un problema centrale è quello di determinare il campo magnetico sul piano mediano, che definisce, di fatto, i parametri fondamentali della macchina, quali il *K bending* e il *K focusing*. Tali parametri forniscono i limiti intrinseci dell'acceleratore, quali l'energia di iniezione, quella di estrazione, l'accelerazione nonché i limiti strutturali, ovvero le dimensioni finali.

Praticamente, gli obiettivi principali che il campo magnetico deve soddisfare sono:

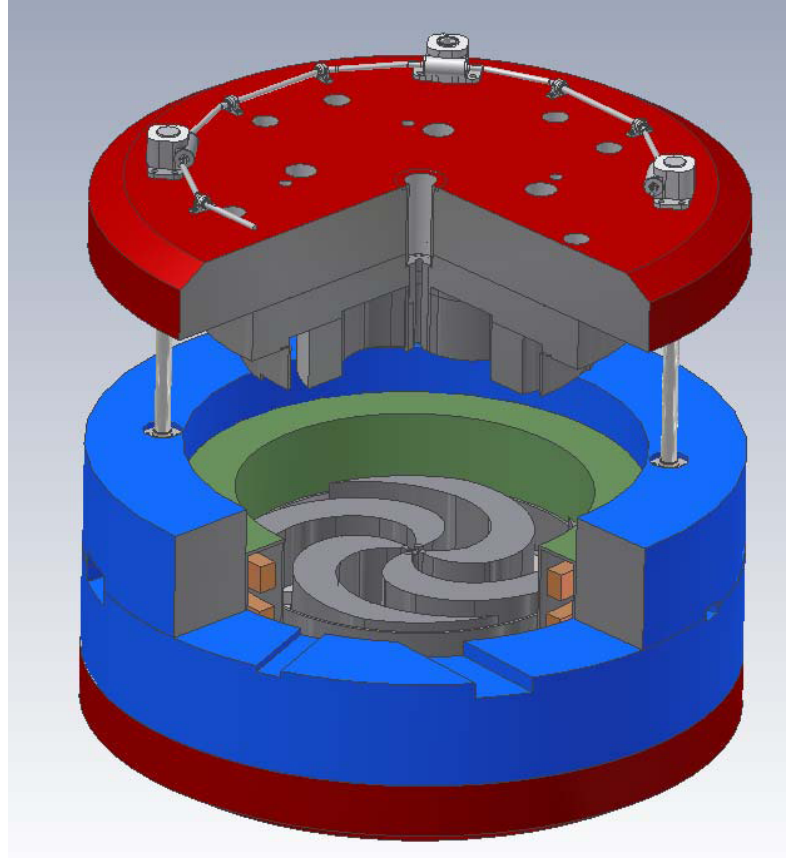


Figura 3.2: Schema dell'acceleratore SCENT300.

- la stabilità della dinamica verticale e radiale del fascio ($\nu_r > 0$, $\nu_z > 0$);
- l'isocronismo, in modo da ridurre il più possibile l'escursione della fase del fascio durante l'accelerazione. Lo spread della fase dipende, come abbiamo già visto, dal guadagno di energia per giro e, quindi, dalla forma del potenziale delle cavità RF. Per mantenere $|\Delta\phi| < 20^\circ$ è necessario avere $|\Delta\omega/\omega| < 1 \times 10^{-4}$;

La validità del campo calcolato per l'accelerazione del fascio viene esaminata mediante il programma per le orbite all'equilibrio, che fornisce la curva di fase e le frequenze di betatrone (ν_r , ν_z).

Poichè il rapporto tra stato di carica Q e massa delle due specie ioniche accelerate è molto simile, $Q/A \sim 0.5$, il campo magnetico isocrono necessario a confinare sia il fascio di $^{12}\text{C}^{6+}$ sia quello di H_2^+ differirà solo di $\sim 0.72\%$ lungo tutto il raggio. In linea generale, quindi, le caratteristiche focalizzanti del campo magnetico sono le stesse per entrambe le specie ioniche accelerate.

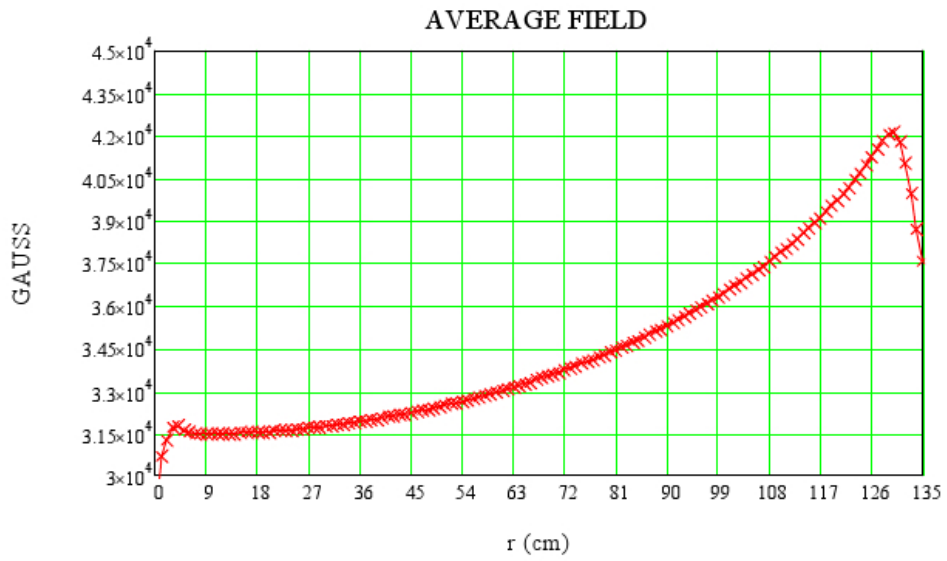


Figura 3.3: Campo magnetico medio in funzione del raggio.

Per descrivere le proprietà magnetiche dell'acceleratore prenderemo come riferimento il campo necessario a confinare e focalizzare il fascio di Carbonio, che è quello che deve essere trasportato fino ai limiti geometrici del polo per poi essere estratto per mezzo dei deflettori elettrostatici.

Il campo magnetico medio, che deve essere uguale a quello isocrono, varia dal valore minimo di 3.15 T all'iniezione fino a 4.2 T al raggio di estrazione, fissato a un raggio di 1.32 m, come mostrato in Fig. 3.3.

Esso, in generale, per i ciclotroni superconduttivi, è il risultato della sovrapposizione di tre contributi:

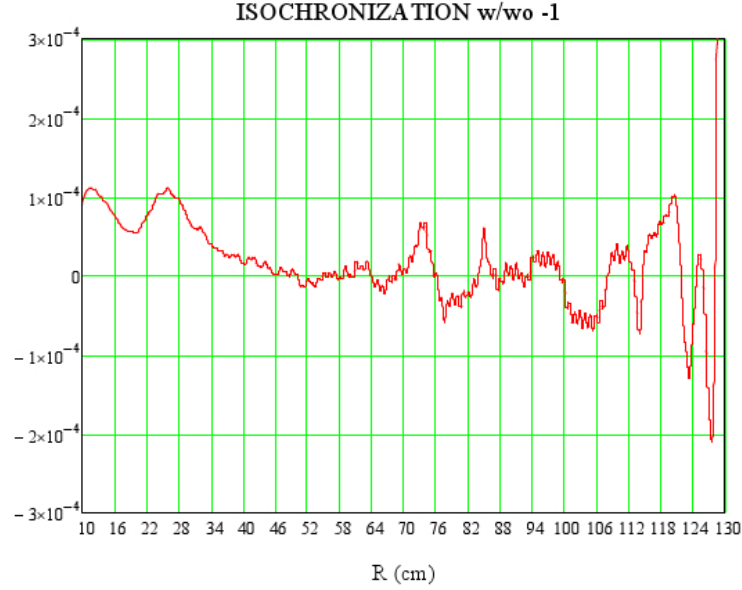


Figura 3.4: L'isocronizzazione si mantiene all'interno di $\pm 1 \times 10^{-4}$. L'escursione fino a 2×10^{-4} a raggi più esterni permette che la fase diventi negativa prima dell'estrazione.

1. quello dovuto alle espansioni polari, che dipende, quindi, dalla forma dei settori;
2. quello dovuto alle bobine superconduttive;
3. quello dovuto alla struttura del giogo per incanalare il flusso di ritorno magnetico dell'elettromagnete;

quindi può essere scritto come segue:

$$B(r, \theta) = B(r, \theta)_{polo} + B(r)_{bobine} + B(r)_{giogo} \quad (3.1)$$

Data la simmetria cilindrica che contraddistingue questo tipo di macchina, i contributi magnetici dovuti alle bobine superconduttive e al giogo forniscono solo un contributo sul campo medio che varia radialmente, con lo scopo di confinare il fascio di particelle.

Invece, la distribuzione delle masse magnetiche sulle espansioni polari deve fornire la modulazione azimutale di campo necessaria per la focalizzazione delle particelle accelerate (vedi Fig. 3.5).

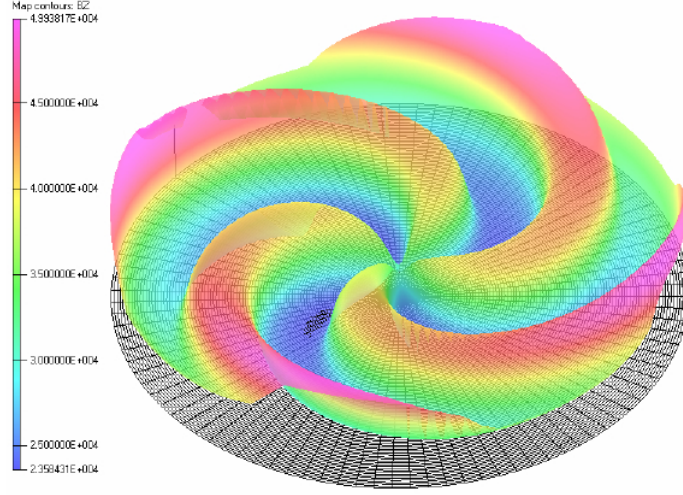


Figura 3.5: Istogramma del campo magnetico calcolato sul piano mediano del ciclotrone dal centro della macchina fino a raggio 130 cm. Sul piano mediano, il valore massimo dell'induzione magnetica è circa 5 T, mentre quello minimo è 2.36 T, come mostrato.

Dall'analisi della configurazione magnetica si calcolano i parametri che stabiliscono i limiti di focalizzazione del ciclotrone.

La rappresentazione analitica generale del campo magnetico $B(r, \theta)$ è data da:

$$B(r, \theta) = \langle B(r) \rangle + \sum_{n=1}^{+\infty} C_n(r) \cos [Nn(\theta + \varphi_n(r))] \quad (3.2)$$

dove: N è il numero di settori, $\langle B(r) \rangle$ è il campo medio, $C_n(r)$ e $\varphi_n(r)$ sono rispettivamente l'ampiezza e la fase delle armoniche dello sviluppo in serie di Fourier dell'andamento azimutale del campo magnetico.

Per quanto riguarda la relazione di questi parametri con i limiti di focalizzazione della macchina, in prima approssimazione, si può scrivere per la frequenza di betatrone verticale:

$$\nu_z^2 \cong -k + \frac{1}{2} \sum C_n^2(r) \left[1 + 2 \left(R \frac{d\varphi_n(r)}{dr} \right) \right] \quad (3.3)$$

dove $R \frac{d\varphi_n(r)}{dr}$ è la spirale magnetica necessaria alla focalizzazione verticale del fascio.

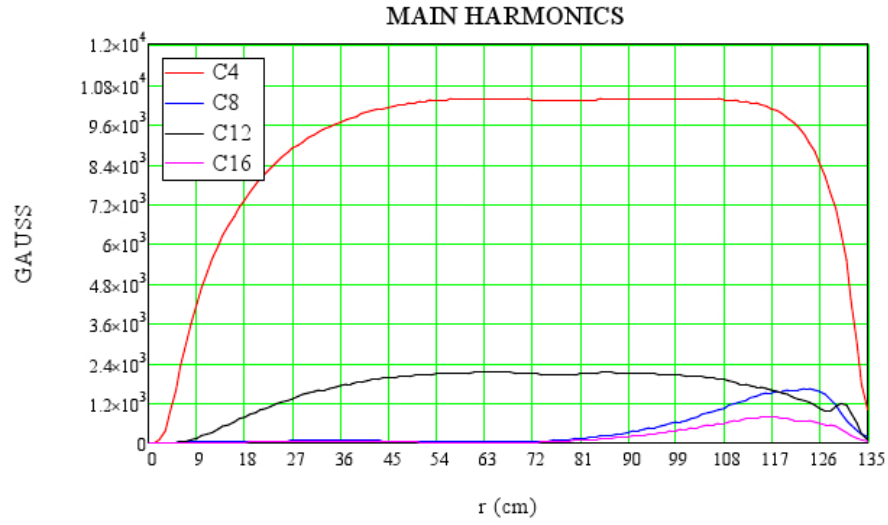


Figura 3.6: Grafico delle armoniche principali in funzione del raggio.

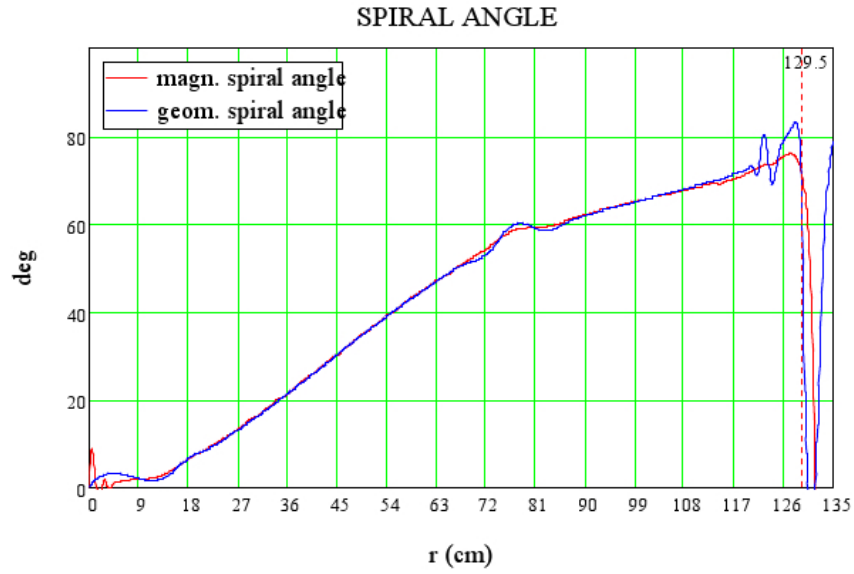


Figura 3.7: Confronto tra l'angolo di spirale magnetica e l'angolo di spirale geometrica ($R \cdot d(\varphi_4)/dR$).

Nei grafici di Fig. 3.6 e Fig. 3.7 sono riportati gli andamenti dei parametri magnetici fondamentali ($C_n(r)$ e $\varphi_n(r)$) che caratterizzano SCENT300.

Le proprietà focalizzanti e di isocronismo sono state calcolate ponendo

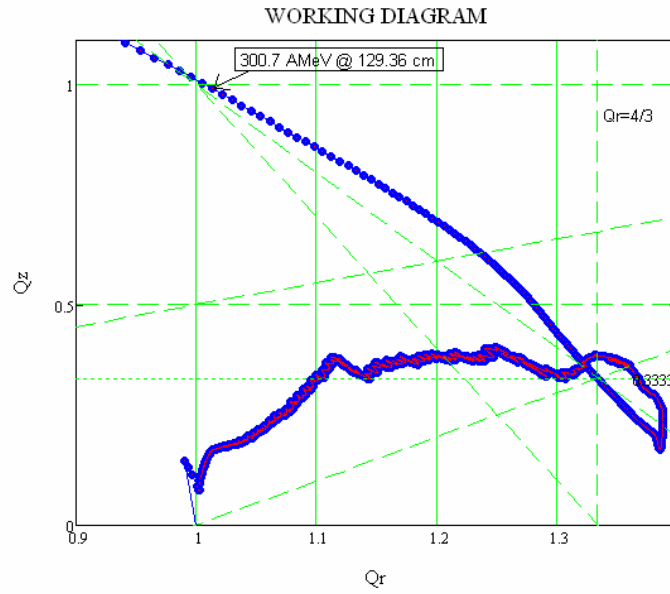


Figura 3.8: Diagramma di operatività del ciclotrone SCENT300. Sugli assi delle ascisse e delle ordinate sono riportati rispettivamente i valori delle frequenze di betatrone radiale e assiale.

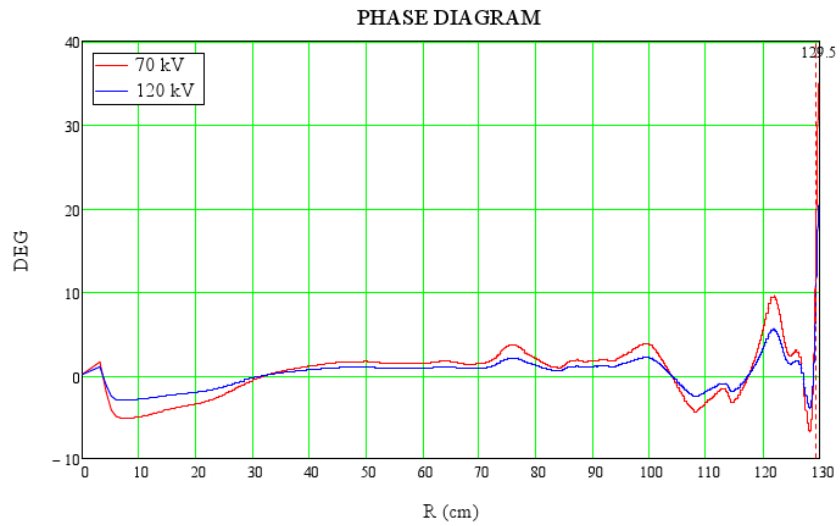


Figura 3.9: Il grafico mostra i due diversi comportamenti della fase a seconda del valore di potenziale fissato per i calcoli. La buona isocronizzazione permette di mantenere le escursioni della fase all'interno di valori accettabili ($\pm 10^\circ$).

do due differenti valori del potenziale (70 kV e 120 kV), in modo da esaminare il comportamento della fase, essendo il valore effettivo del potenziale compreso tra questi due valori.

I risultati ottenuti sono riportati nei grafici di Fig. 3.8 e Fig. 3.9.

3.2.2 Descrizione del sistema accelerante

Il sistema accelerante del ciclotrone SCENT300 è costituito da quattro cavità risonanti che operano a una frequenza che è pari a quattro volte quella fondamentale, $\omega_{RF} = 4\omega_0$. Lavorare in quarta armonica consente, in una macchina a quattro settori, di massimizzare il guadagno energetico per giro, che è dato dalla relazione:

$$\Delta E = 2NqV_{picco} \sin\left(\frac{h \cdot \theta_{DEE}}{2}\right) \cos(\varphi_{ACC}) \quad (3.4)$$

dove N è il numero delle cavità risonanti, V_{picco} è la tensione di picco, h è il numero armonico ($=4$), θ_{DEE} è l'ampiezza azimutale della cavità stessa ($\sim 45^\circ$) e φ_{ACC} è la fase accelerante ($\sim 0^\circ$).

Le cavità acceleranti sono disposte all'interno delle quattro valli del ciclotrone, come rappresentato in Fig. 3.10, e oscillando a frequenza fissata non conterranno parti mobili, salvo per i dispositivi di aggiustamento fine della stessa frequenza (*trimmer*).

Esse sono costituite da una parte capacitiva, i *dee*, dove è localizzato il campo elettrico che fornisce la forza accelerante, e da una parte induttiva, gli *stems*, dove è la componente magnetica (H) a prevalere.

La distribuzione dell'onda elettromagnetica stazionaria all'interno del volume racchiuso dalle pareti di rame (*liner*), determina la frequenza di oscillazione della cavità risonante, secondo la relazione:

$$\omega_{RF} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (3.5)$$

dove L è l'induttanza, che dipende dalla distribuzione del campo magnetico H , e C è la capacità dell'elettrodo o *dee*.

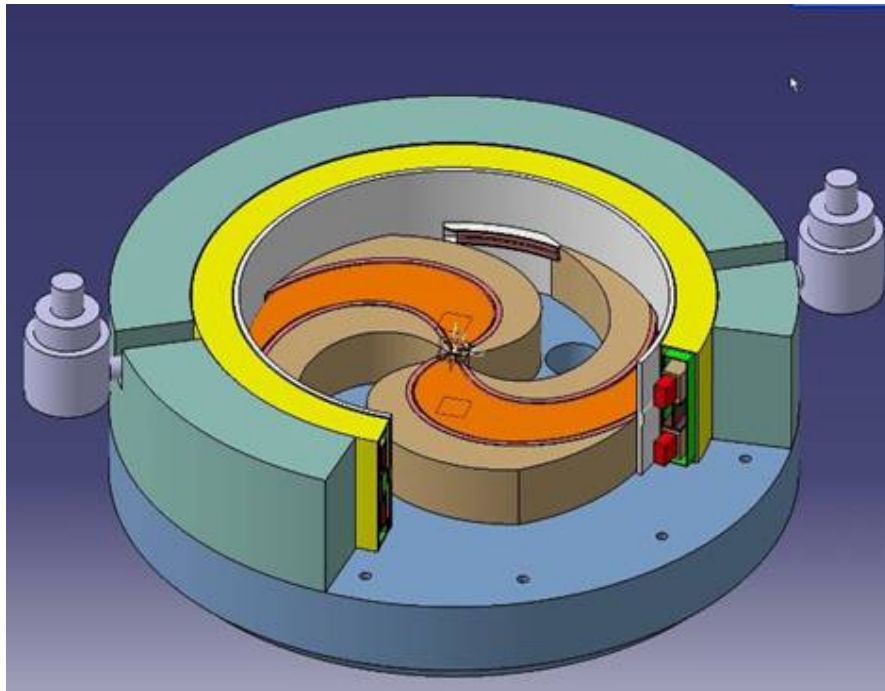


Figura 3.10: In questa figura è mostrato lo schema di un ciclotrone a quattro settori con due cavità poste in valle.

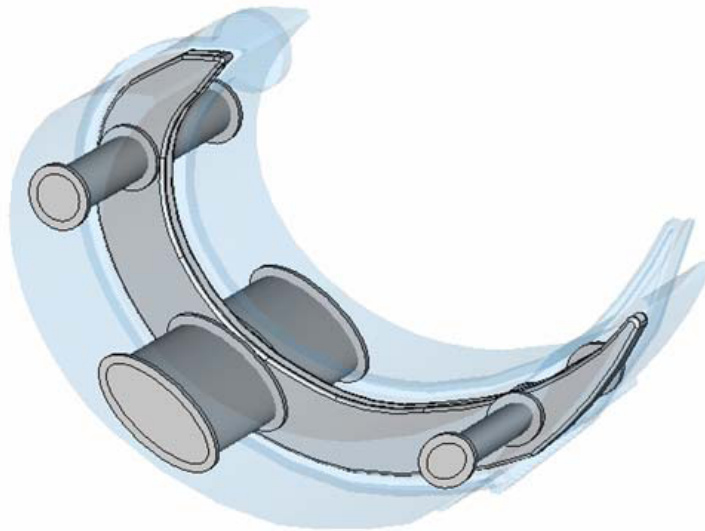


Figura 3.11: Schema della cavità risonante con tre stems.

Poichè le correnti che si generano durante l'oscillazione dell'onda elettromagnetica causano delle perdite per effetto Joule sulle pareti di rame

di cui è costituita la cavità, si cerca di trovare il miglior compromesso fra tensione accelerante (la più alta possibile) e potenza dissipata (la più bassa possibile), il cui indicatore è il parametro di qualità Q dato da:

$$Q = \omega_{RF} \frac{U}{P} \quad (3.6)$$

dove U è l'energia elettromagnetica immagazzinata e P la potenza dissipata per effetto Joule. Più è grande Q (dell'ordine dei $\times 1000$) migliori sono le performances della cavità in termini di tensione e potenza dissipata.

Nel caso delle cavità per SCENT300 la curva di tensione varia da 70 kV all'iniezione fino a ~ 120 kV all'estrazione (Fig. 3.12).

La Tab. 3.2 contiene i parametri fondamentali della cavità.

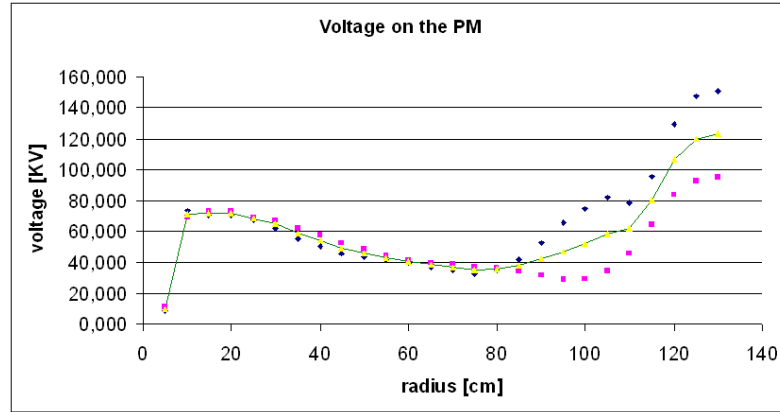


Figura 3.12: Distribuzione del potenziale sul piano mediano.

Parameters	Values
Resonance frequency	~ 99.5 MHz
Voltage range	$70 \div 125$ kV
Quality factor	~ 7300
Simulated RF power dissipation	65 kW

Tabella 3.2

3.2.3 Descrizione dei sistemi di iniezione e di estrazione

Iniezione

Per alimentare il ciclotrone con fasci come H_2^+ e $^{12}C^{6+}$, ed altri ioni come $^{10}B^{5+}$ e $^6Li^{3+}$, la scelta naturale è quella di una sorgente ECR.

Nonostante sia la sorgente ECR sia il ciclotrone siano capaci di produrre anche fasci di $^{10}B^{5+}$ e $^6Li^{3+}$, considereremo solo i due fasci di H_2^+ e $^{12}C^{6+}$, poichè i possibili utenti di questo tipo di ciclotrone sono principalmente interessati a questi due fasci di ioni, data l'esistenza di piani di trattamento per protoni e ioni di Carbonio.

Le richieste principali che una sorgente di ioni deve soddisfare sono:

- alta affidabilità;
- buona stabilità di corrente;
- semplice funzionamento;
- bassa manutenzione.

Le sorgenti ECR corrispondono a questi requisiti.

Il fascio prodotto dalla sorgente è, quindi, iniettato assialmente all'interno del ciclotrone SCENT300.

Un inflettore a spirale, operante con un campo elettrico di 23 kV/cm e posto al centro del ciclotrone, ha il compito di curvare il fascio di 90° dalla sua direzione assiale verso il piano mediano della macchina (Fig. 3.13).

La regione centrale opera a 3.15 T, con un potenziale ai dees di 70 kV. Gli elettrodi sono ottimizzati per guidare il fascio attraverso la regione centrale mantenendolo ben centrato. Sono state simulate tre particelle, con fase -75°, -60° e -45°, nella configurazione di regione centrale descritta. Le traiettorie sono state accelerate dall'uscita dell'inflettore fino a un'energia di 3 MeV/A. La Fig. 3.14 mostra la traiettoria delle tre

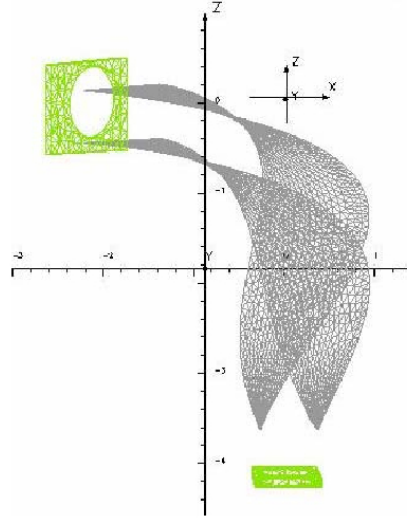


Figura 3.13: Rappresentazione schematica del sistema di iniezione: si osserva l'andamento delle superficie degli elettrodi (in grigio) e la posizione degli anelli di collimazione (in verde).

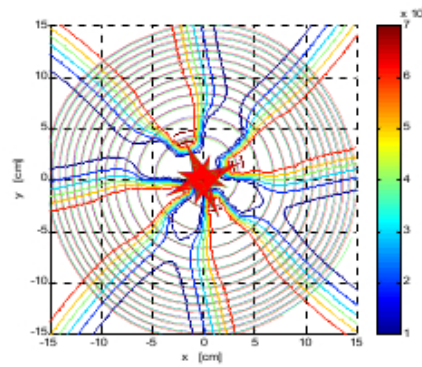


Figura 3.14: Traiettorie di tre particelle con valori della fase differenti. La macchia a forma di stella sono i centri di curvatura delle traiettorie.

particelle sul piano mediano e la posizione del centro di curvatura per la particella centrale.

Piccole variazioni dei parametri iniziali consentono di far corrispondere il centro delle orbite con il centro del ciclotrone.

Per selezionare il range della fase accelerante sono stati posti due collimatori nelle posizioni mostrate in Fig. 3.15.

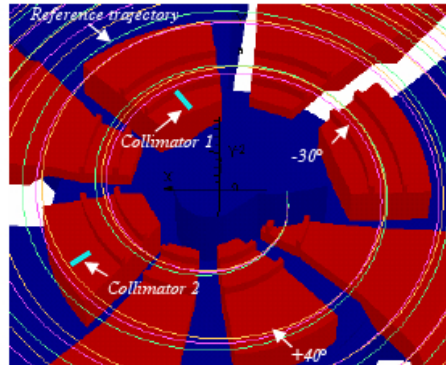


Figura 3.15: Vista dei primi giri delle traiettorie uscenti dall'inlettore e attraverso i canali.

Estrazione

Per estrarre il fascio di Carbonio all'energia massima di 300 AMeV vengono usati due deflettori elettrostatici associati a un set di canali magnetici. La sezione del deflettore elettrostatico con l'elettrodo e il suo contenitore è mostrata in Fig. 3.16.

L'estrazione della molecola ionizzata H_2^+ , invece, viene realizzata me-

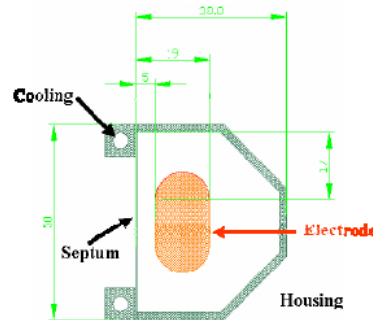


Figura 3.16: Sezione del deflettore elettrostatico di SCENT300.

diante un processo di stripping. Attraversando lo stripper, la molecola perde l'elettrone di legame e si spezza in due protoni. Questo metodo permette di estrarre il fascio di protoni con un'energia minima di 260 MeV.

In Fig. 3.17 sono mostrate le traiettorie del fascio di Carbonio e del fascio

di protoni dopo aver attraversato lo stripper. La forte precessione della traiettoria dei protoni attorno al centro del ciclotrone porta l'orbita verso la regione esterna. Infine, una serie di canali magnetici aiuta il fascio di protoni ad uscire dal campo del ciclotrone, mantendolo ben focalizzato.

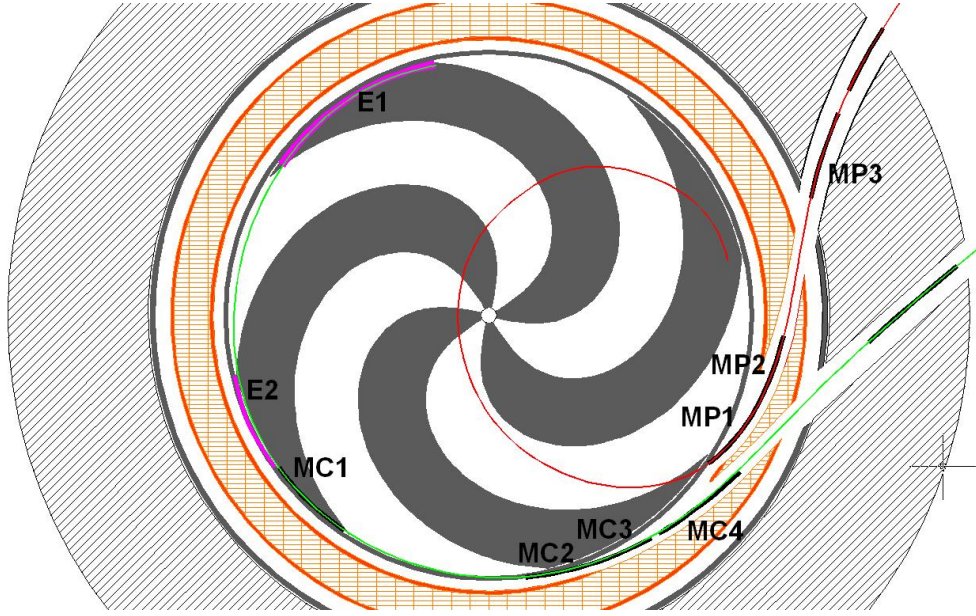


Figura 3.17: Schema di SCENT300. Sono mostrati le traiettorie per l'estrazione del Carbonio (verde) e dei protoni (rosso), i deflettori elettrostatici (E1 e E2), i canali magnetici per l'estrazione di $^{12}\text{C}^{6+}$ (denotati da MC) e quelli per H_2^+ (denotati con MP).

3.3 Cenni di dinamica dei fasci

In questo paragrafo si mostrerà la dinamica degli ioni di Carbonio, tenendo in considerazione gli effetti dell'accelerazione sull'involuppo del fascio.

Per prima cosa, abbiamo verificato le orbite all'equilibrio accelerate (AEO), in modo da esaminare la caduta di fase usando un profilo variabile del potenziale (Fig. 3.18). Le condizioni iniziali per le AEO, cioè il raggio, il momento radiale e la fase, sono fornite dai dati dell'orbita all'equilibrio.

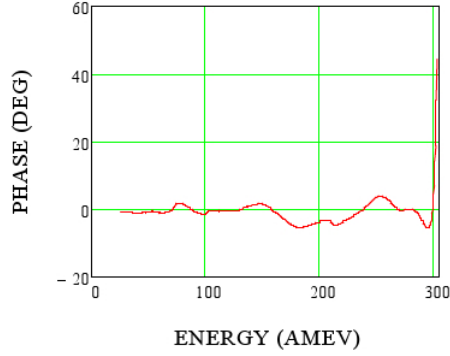


Figura 3.18: Comportamento della fase in funzione dell'energia.

Il punto iniziale è posto a 26 AMeV a 45 cm di raggio.

Dai calcoli della dinamica, si arriva a un'escursione di fase molto piccola. Il valore massimo corrisponde a 44.4° a 303.4 AMeV (130.42 cm di raggio).

Il guadagno di energia varia da 0.2 AMeV/giro a 0.47 AMeV/giro, come mostrato in Fig. 3.19.

Viene, poi, analizzato il comportamento dell'involuppo del fascio duran-

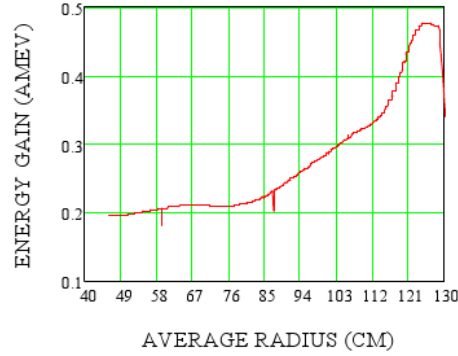


Figura 3.19: Guadagno di energia (AMeV/giro) in funzione del raggio.

te l'accelerazione.

La dinamica trasversa del fascio viene effettuata nello spazio delle fasi (r, r') e (z, z') . Ciascuno spazio delle fasi è rappresentato da otto particelle le cui condizioni iniziali vengono determinate mediante le autoellissi all'angolo iniziale $\theta = 0$.

Sono stati scelti due valori di ampiezza radiale della posizione rispetto all'AEO: 0.1 cm e 0.2 cm (Fig. 3.20).

L'inviluppo radiale con un'ampiezza iniziale $A_r = 0.1$ cm non mostra

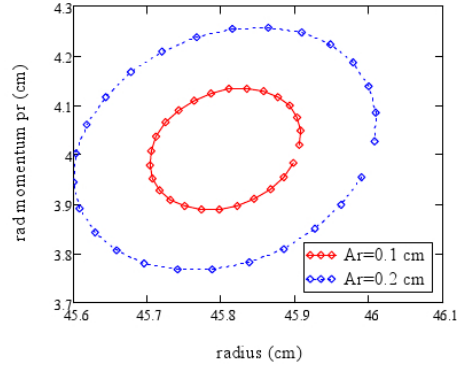


Figura 3.20: Lo spazio delle fasi (r , pr) per due set di condizioni iniziali.

alcun problema. Il doppio attraversamento della risonanza strutturale $\nu_r = 4/3$, rispettivamente a 120.6 cm (246 AMeV) e a 127.9 cm (293 AMeV), non causa una crescita significativa delle dimensioni del fascio, come mostrato in Fig. 3.21.

Anche l'inviluppo dell'autoellisse durante gli ultimi giri sembra buono

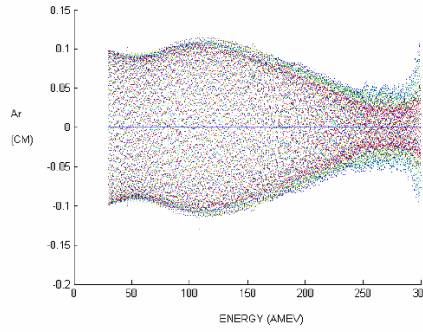


Figura 3.21: Inviluppo radiale del fascio in funzione dell'energia dell'orbita accelerata con ampiezza iniziale $A_r = 0.1$ cm.

(Fig. 3.22).

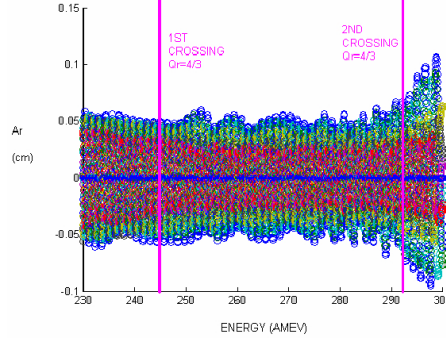


Figura 3.22: Dettaglio dell'involuppo radiale lungo i raggi più esterni. Le linee color magenta segnano il passaggio attraverso la risonanza $\nu_r = 4/3$.

Per studiare lo spazio delle fasi assiale non sono necessarie otto particelle, a causa della simmetria del campo magnetico assiale. In questo caso si tiene conto della dinamica di una singola particella per differenti posizioni al di sopra del piano mediano. I grafici riportati da Fig. 3.23 a Fig. 3.26 mostrano l'involuppo verticale e dello spazio delle fasi (z, z') durante l'accelerazione.

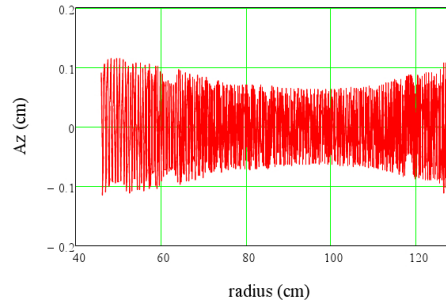


Figura 3.23: Moto assiale della singola particella con ampiezza iniziale di 0.1 cm.

L'effetto nocivo dell'attraversamento della risonanza $\nu_r = 4/3$ è abbastanza evidente sull'involuppo radiale delle particelle con ampiezza iniziale di 0.2 cm, come mostrato in Fig. 3.27. Nonostante, il primo attraversamento non produca una crescita eccessiva, il secondo, anche se più veloce, potrebbe essere capace di danneggiare la qualità del fascio. Quindi, la dimensione di un fascio trasportato con ampiezza radiale ini-

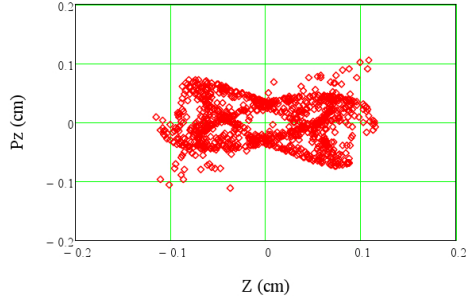


Figura 3.24: Inviluppo del fascio nello spazio delle fasi della singola particella durante l'accelerazione ($A_z = 0.1$ cm).

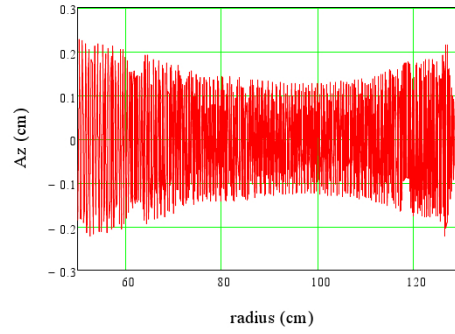


Figura 3.25: Moto assiale della singola particella con ampiezza iniziale di 0.2 cm.

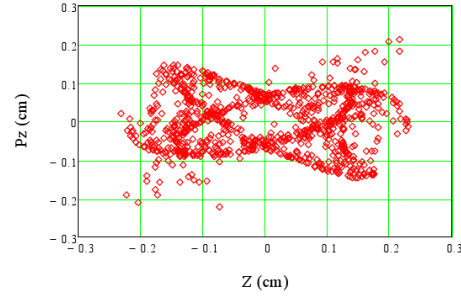


Figura 3.26: Inviluppo del fascio nello spazio delle fasi della singola particella durante l'accelerazione ($A_z = 0.2$ cm).

ziale di 0.3 cm aumenta eccessivamente e le particelle vengono perse prima dell'estrazione. D'altra parte, poichè il fascio attraversa sia la risonanza di accoppiamento ($\nu_r - \nu_z = 1$) sia quella strutturale ($\nu_r = 4/3$) nello stesso punto del working diagram (vedi Fig. 3.28), potrebbe essere

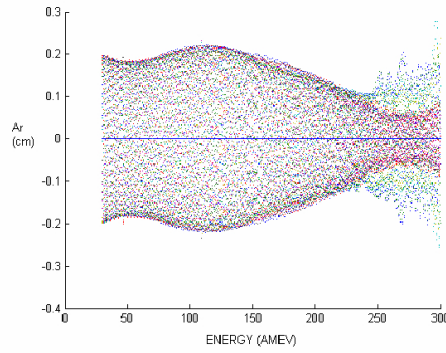


Figura 3.27: Inviluppo radiale del fascio in funzione dell'energia dell'orbita accelerata con $A_r = 0.2$ cm. L'effetto del primo attraversamento della $\nu_r = 4/3$ sulla dimensione del fascio è evidente.

possibile introdurre una perturbazione locale del campo magnetico (max 10 Gauss) in modo da ridurre l'impatto sulla crescita radiale a spese di quella verticale.

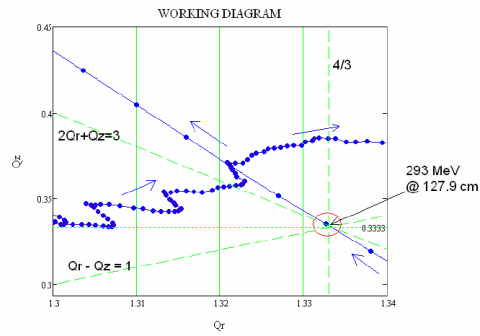


Figura 3.28: Zoom del working diagram. Il punto in cui il fascio attraversa le tre risonanze è evidenziato.

CAPITOLO 4

STUDIO DEL SISTEMA MAGNETICO PER L'ESTRAZIONE DEI FASCI

L'estrazione è il processo mediante il quale un fascio accelerato all'interno di una macchina viene trasportato con appositi meccanismi al di fuori della stessa. Fondamentalmente, ci sono tre ragioni per cui l'estrazione viene considerato un processo difficile [19]:

1. il campo magnetico stesso si comporta come una trappola. Quando le particelle vengono accelerate nella zona del campo di fringing, esse non sono più in fase con il potenziale RF; se la caduta di fase è maggiore di 90° , esse saranno decelerate e si muoveranno verso i raggi interni;
2. in un ciclotrone, la separazione delle orbite è inversamente proporzionale al raggio. Infatti, vale l'equazione:

$$\frac{dR}{dN} = R \frac{E_g}{E} \frac{\gamma}{\gamma + 1} \frac{1}{\nu_r^2} \quad (4.1)$$

ed essendo

$$E \propto R^2 \quad (4.2)$$

risulta

$$\frac{dR}{dN} \propto \frac{1}{R} \quad (4.3)$$

Per questo motivo le orbite tendono ad ammassarsi vicino al raggio di estrazione. Quindi è difficile deflettere l'ultima orbita, senza influenzare le orbite più interne e senza perdite importanti di fascio. In alcuni tipi di ciclotrone, dove la tensione accelerante è molto alta nei pressi del raggio di estrazione, si ottiene una buona separazione tra l'ultima orbita accelerata e quella estratta, quindi si effettua la cosiddetta *single turn extraction* che permette di raggiungere un'efficienza di estrazione molto alta. Nei ciclotroni compatti e superconduttori, poiché si tende a ridurre al minimo le dimensioni del raggio del polo, le ultime orbite accelerate risultano molto vicine tra loro, con la conseguente sovrapposizione delle relative emittanze. In questo modo il deflettore intercetta anche delle particelle con energie inferiori la cui distribuzione spaziale si sovrappone in parte a quella delle particelle con energia prefissata per l'estrazione, riducendo l'efficienza di estrazione e aumentando di fatto lo spread energetico del fascio estratto (*multi-turn extraction*).;

3. durante l'estrazione il fascio deve attraversare la *regione d'inversione di campo magnetico*. Questa è una regione in cui ci sono gradienti molto grandi. Si devono, quindi, prendere speciali precauzioni al fine di evitare sostanziali perdite di fascio dovute a una eccessiva defocalizzazione radiale dello stesso.

Nel caso di SCENT300 il Carbonio è estratto per mezzo di due deflettori elettrostatici all'energia massima raggiungibile al raggio del polo (300 AMeV @ 129 cm), mentre i protoni sono estratti per mezzo del processo di stripping della molecola di H_2^+ ad un'energia inferiore ad un raggio più interno (260 AMeV @ 122 cm).

Inoltre, per entrambe le soluzioni, l'estrazione viene agevolata anche me-

dianete l'uso di canali magnetici.

L'argomento di questo capitolo saranno proprio questi dispositivi.

4.1 Descrizione del sistema di estrazione

SCENT300 è stato progettato per produrre fasci di ioni di Carbonio e di protoni, rispettivamente alle energie di 300 AMeV e di 260 AMeV. Vediamo, adesso, in dettaglio i dispositivi che verranno impiegati nel processo di estrazione.

4.1.1 Estrazione mediante deflessione elettrostatica

I dispositivi principali per estrarre il fascio di Carbonio sono i deflettori elettrostatici (E.D.).

Il deflettore elettrostatico è un dispositivo che genera un campo elettrico in direzione trasversa rispetto alla direzione longitudinale lungo la quale si muove il fascio di particelle. Questo campo imprime un impulso (*kick*) radiale alla traiettoria delle particelle che tendono quindi a derivare verso i raggi più esterni della macchina, dove il campo magnetico comincia a diminuire. In questo modo il raggio di curvatura a energia fissata aumenta e il fascio tende ad allontanarsi dalla zona di accelerazione.

In SCENT300 è previsto l'utilizzo di due E.D. posti in serie su due creste (hills) successive. Questi dispositivi non possono essere inseriti negli ampi spazi verticali delle valli, poiché questi sono già occupati dalle quattro cavità acceleranti. Ogni E.D. è composto da un elettrodo posto ad un certo potenziale ($50 \div 60$ kV), dal cosiddetto setto inserito ad una certa distanza radiale dall'elettrodo e da un housing o contenitore che racchiude l'elettrodo. Questi due componenti sono posti a potenziale nullo. In Fig. 4.1 è rappresentata una sezione del E.D., mentre in Fig. 4.2 è mostrata una fotografia di un E.D. smontato nelle parti dell'elettrodo e dell'housing.

Lo spazio ridotto (5 cm) del gap verticale delle creste rende il disegno dei

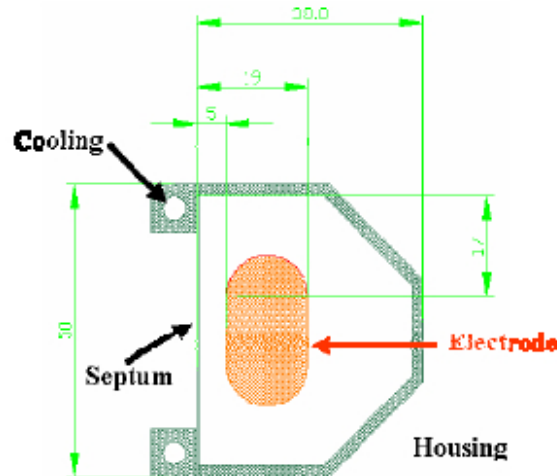


Figura 4.1: Sezione del deflettore elettrostatico di SCENT300.

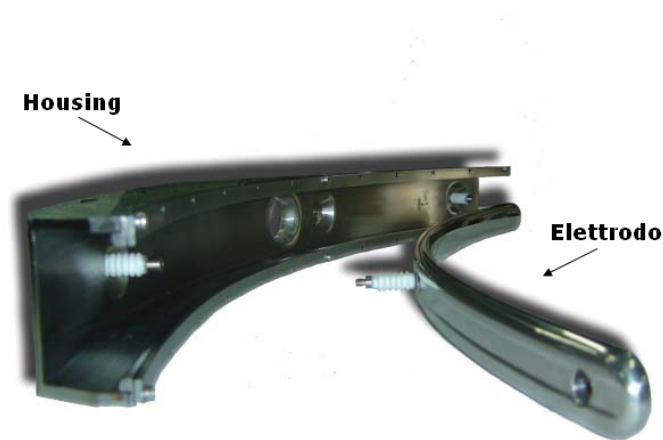


Figura 4.2: Foto di un deflettore elettrostatico smontato nelle parti dell'elettrodo e dell'housing.

deflettori elettrostatici piuttosto delicato e critico, poiché i campi elettrici necessari per imprimere il giusto impulso radiale sono piuttosto elevati con il conseguente rischio di scariche che possono ledere la qualità dei materiali e quindi le performances e la stabilità dei deflettori elettrosta-

tici. La lunghezza dei due deflettori deve essere più grande possibile, in modo da ridurre il potenziale massimo da applicare agli elettrodi. La larghezza angolare disponibile per il deflettore elettrostatico è pari a quella di una cresta più una larghezza aggiuntiva dovuta al liner delle cavità. La larghezza di una cresta a raggi più esterni è di 45° .

Guardando le orbite all'equilibrio del Carbonio a 302 AMeV, il raggio medio è 128.08 cm. In Fig. 4.3 è mostrata una visuale dall'alto del deflettore elettrostatico posto al centro della cresta. La posizione del setto di E.D.1 è 128.2 cm, mentre il valore corretto per estrarre l'orbita a 302 MeV è 128.4 cm. Viene, inoltre, mostrato il contorno del liner. La distanza tra la cresta e la superficie esterna del liner è 10 mm. In Fig. 4.4

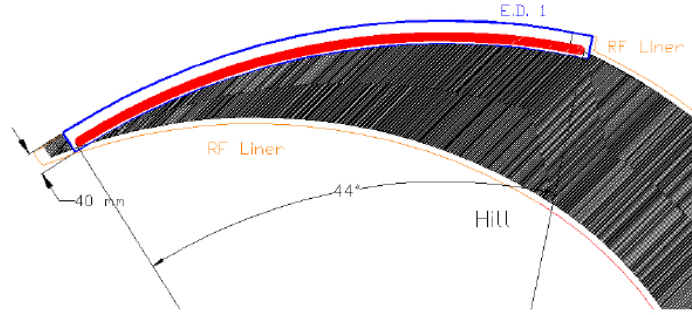


Figura 4.3: Schema del deflettore elettrostatico 1 (E.D.1) posto sulla cresta (in nero). L'housing del E.D. è rappresentato dalla linea blu, mentre l'elettrodo è in rosso. Viene mostrato anche il contorno del liner.

viene mostrato E.D.2, che è 8° più corto di E.D.1 per permettere l'inserimento del primo canale magnetico.

Le posizioni e il campo elettrico dei deflettori E.D.1 ed E.D.2 sono riportati nella Tab. 4.1. I due deflettori devono lavorare con un campo elettrico di 100 kV/cm, ovvero a 50 kV di potenziale applicati su 5 mm di gap. Questo valore è abbastanza attendibile e si accorda con l'esperienza del K800 [9], nel quale, solitamente, viene applicato un potenziale di $50 \div 55$ kV su un gap di 6 mm.

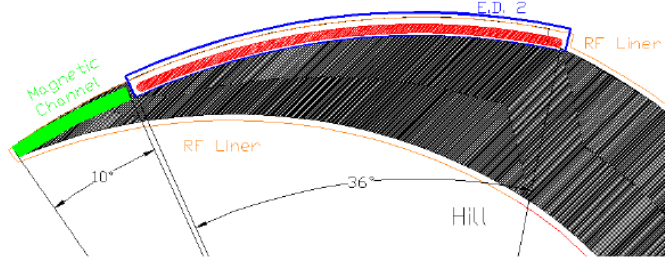


Figura 4.4: Schema del deflettore elettrostatico 2 (E.D.2) posto sulla cresta (in nero). E.D.2 è 8° più corto di E.D.1 per permettere l'inserimento del primo canale magnetico.

	E.D.1	E.D.2
Angle entrance side	78°	168°
Radius entrance side	128.38 [cm]	129.13 [cm]
Angle exit side	122°	204°
Radius exit side	128.13 [cm]	130.29 [cm]
Maximum R	129.65 [cm]	130.554 [cm]
Angle of max. R	98°	190°
Electric Field	100 kV/cm	100 kV/cm

Tabella 4.1

4.1.2 Estrazione per stripping

L'obiettivo dell'estrazione per stripping è quello di determinare una traiettoria che permetta di trasportare al di fuori del ciclotrone i protoni con una energia prossima ai 250 AMeV nel modo più veloce possibile, ovvero compiendo un singolo giro all'interno della macchina.

Esiste una notevole differenza tra l'estrazione per stripping di ioni negativi e quella di H_2^+ . Quando lo ione H^- attraversa lo stripper, diventa positivo e quindi il suo raggio di curvatura cambia segno e viene portato fuori dal campo del ciclotrone abbastanza facilmente.

La traiettoria dei protoni dopo lo stripper, invece, rimane confinata all'interno del ciclotrone poiché il raggio di curvatura rimane con lo stesso segno, ma con un valore dimezzato. Quindi, il fascio riesce a sfuggire grazie alla forte precessione del centro dell'orbita. Esiste un ristretto range

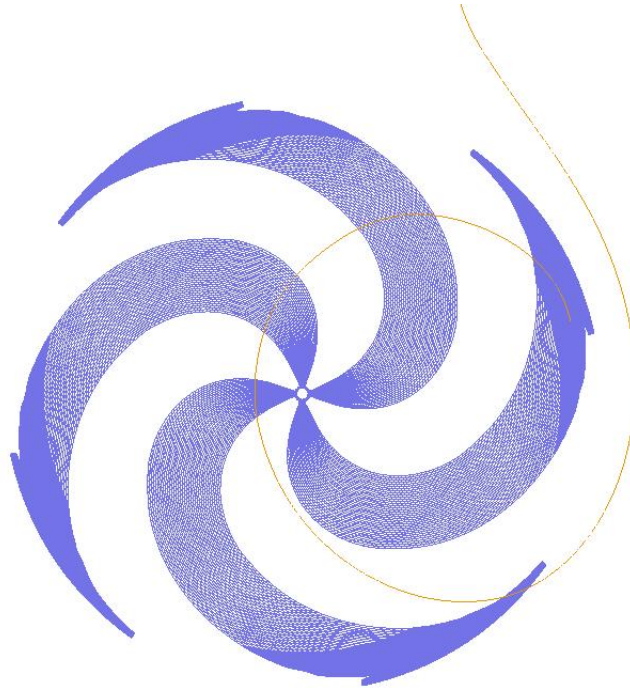


Figura 4.5: Schema dell'estrazione per stripping.

angolare in cui posizionare il foglio di stripper che permette di estrarre il fascio di protoni in un solo giro.

Nel caso di SCENT300 il fascio di protoni può essere estratto con energia di 260 MeV, in un solo giro, usando un canale magnetico, posto a $R = 139$ cm, che spinga il fascio verso raggi più esterni così da rendere possibile la sua uscita dal campo magnetico del ciclotrone.

4.1.3 I canali magnetici

Per estrarre un fascio da un ciclotrone, l'uso dei canali magnetici è quasi obbligatorio.

I canali magnetici hanno due funzioni: una è quella di ridurre localmente il campo magnetico in modo da permettere al fascio di uscire dalle espansioni polari del ciclotrone, l'altra è quella di fornire un gradiente di

campo tale da focalizzare radialmente il fascio.

Infatti, lungo il cammino d'estrazione la caduta del campo magnetico causa sia una focalizzazione assiale sia una forte defocalizzazione radiale. I gradienti di campo forniti dal canale magnetico vengono usati per controbilanciare l'effetto defocalizzante e per mantenere l'involuppo del fascio di dimensioni accettabili lungo la traiettoria di estrazione.

Un tipico canale magnetico è mostrato in Fig. 4.6. Esso è costituito da

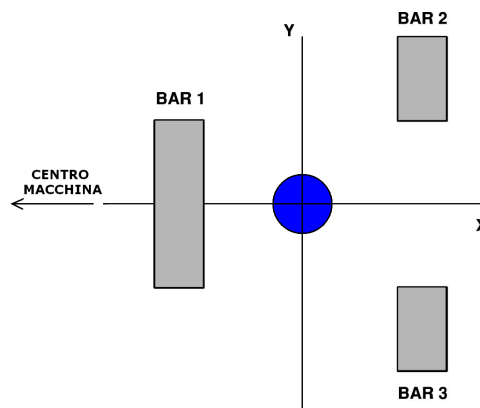


Figura 4.6: Schema di un tipico canale magnetico. Il cerchio blu evidenzia la posizione del fascio.

tre barre di ferro, una (bar 1) posta a raggio più piccolo e le altre due (bar 2 e bar 3) a raggio più grande.

Poichè il campo magnetico di un ciclotrone superconduttore ha un valore alto, queste barre si magnetizzano uniformemente fino a saturare, modificando, quindi, il campo magnetico nella regione di estrazione. Infatti, la prima barra riduce il campo vicino a essa, mentre le altre due fanno aumentare il campo a raggi più grandi. L'effetto risultante è un campo negativo e un gradiente focalizzante radialmente nella regione tra le barre attraverso la quale passa il fascio (Fig. 4.7) [7, 15, 28]. In tal modo, quindi, viene favorito il processo di estrazione.

Nella foto mostrata in Fig. 4.8 si possono vedere due tipi di canali magnetici.

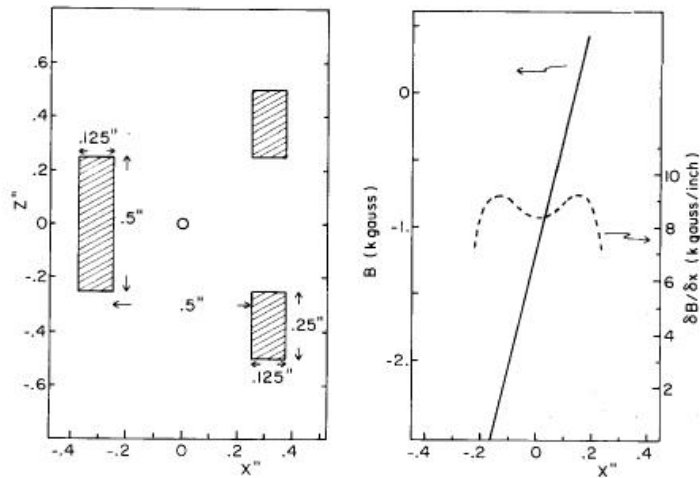


Figura 4.7: A sinistra viene mostrata una sezione schematica di un canale magnetico. Il cerchietto al centro del canale rappresenta la posizione del fascio. A destra vengono rappresentati il campo magnetico e il gradiente all'interno del canale.

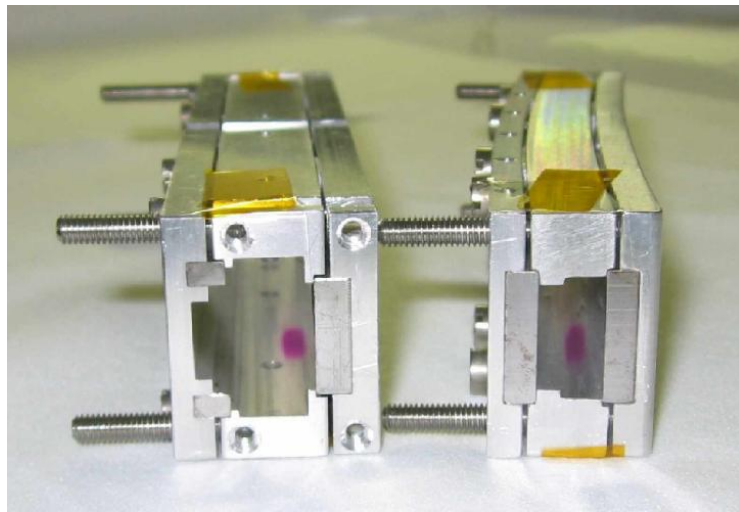


Figura 4.8: Due tipi di canali magnetici: a sinistra si ha un canale composto da tre barre, mentre a destra uno costituito da due barre. In entrambi i casi, all'ingresso del canale è posta una pellicola che rimane impressionata al passaggio del fascio (aloni color magenta). In tal modo è possibile verificare la posizione del fascio all'interno del canale.

4.2 Approssimazione current-sheet

Abbiamo assunto che le barre che costituiscono il canale siano uniformemente magnetizzate nella direzione verticale. Questa assunzione

è abbastanza accurata nel caso del campo magnetico elevato di un ciclotrone superconduttore e ci permette di calcolare il campo magnetico generato dal ferro saturato in termini di una semplice corrente superficiale che fluisce sulle superficie di ciascuna barra. Questo ragionamento porta a una formula per il campo magnetico che implica un singolo integrale di linea sul contorno chiuso in cui fluisce la corrente.

Infatti, seguendo il ragionamento di M. M. Gordon [14], consideriamo un pezzo di ferro che abbia superficie orizzontali $z = z_1$ in basso e $z = z_2$ in alto ($z_2 > z_1 \geq 0$). Per ciascun pezzo che sta al di sopra del piano mediano, ce n'è uno collocato simmetricamente al di sotto del piano mediano. Il campo sul piano mediano prodotto da questi due pezzi di ferro saturo è denotato B_{z0i} . Dalle equazioni di Maxwell, i blocchi di ferro saturato con momento magnetico distribuito uniformemente sono equivalenti a correnti uniformi ($\vec{j} = \vec{M}_0 \times \vec{n}$, $\mu_0 M_0 = B_0 = 2.14$ T) sulla superficie parallela al campo esterno. Dopo alcune manipolazioni, B_{z0i} può essere scritto come:

$$B_{z0i} = \frac{B_0}{2\pi} \left\{ \oint_{z=z_1} \left[1 - \frac{z_1}{R_0} \right] \times \frac{(y-y')dx' - (x-x')dy'}{(x-x')^2 + (y-y')^2} + \right. \\ \left. - \oint_{z'=z_2} \left[1 - \frac{z_2}{R_0} \right] \times \frac{(y-y')dx' - (x-x')dy'}{(x-x')^2 + (y-y')^2} \right\} \quad (4.4)$$

dove $r \equiv (x, y, z = 0)$ è il punto in cui deve essere valutato il campo magnetico e $r' \equiv (x', y', z')$ dà la posizione di un particolare elemento di corrente. La distanza R_0 è data da:

$$R_0 = [(x-x')^2 + (y-y')^2 + z'^2]^{1/2} \quad (4.5)$$

4.2.1 Ottimizzazione dei canali magnetici

Per preservare la qualità del fascio è necessario che il gradiente del campo prodotto dal canale sia uniforme lungo la direzione radiale, non solo sul piano mediano ma anche sui piani al di sopra e al di sotto di

esso, poiché il fascio ha dimensioni finite sia nella direzione radiale sia in quella verticale.

L'uniformità del gradiente del campo dipende dai parametri dimensio-

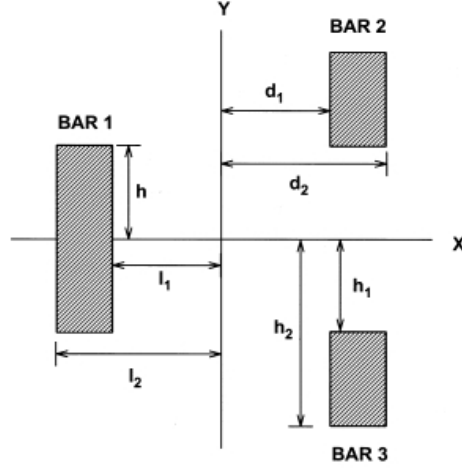


Figura 4.9: Geometria di un tipico canale magnetico. Vengono riportati anche i parametri dimensionali che lo caratterizzano.

nali della geometria del canale.

Si è provato, quindi, a ottimizzare questi parametri in modo da ridurre le deviazioni del gradiente del campo nella regione attraverso la quale passa il fascio.

Assumendo, quindi, che le barre di ferro siano uniformemente magnetizzate, allora, $B(x, y)$, la componente verticale del campo nel punto (x, y) dovuta alla barra di spessore t e altezza $2h$, posta a una distanza d dall'origine, può essere scritta come [28]:

$$B(x, y) = A \left[\int_{-h-y}^{h-y} \frac{(d-x)}{(d-x)^2 + y^2} dy - \int_{-h-y}^{h-y} \frac{(d+t-x)}{(d+t-x)^2 + y^2} dy \right] \quad (4.6)$$

dove $A = -3.375$ kG nel caso di ferro saturato a 21.4 kG. Questo si

semplifica in:

$$B(x, y) = A \left[\arctan \frac{h-y}{d-x} - \arctan \frac{h-y}{d+t-x} + \right. \\ \left. + \arctan \frac{h+y}{d-x} - \arctan \frac{h+y}{d+t-x} \right] \quad (4.7)$$

Quindi, si può calcolare il campo prodotto dalle tre barre che costituiscono il canale (vedi Fig. 4.9) e, infine, sommare i singoli contributi per ottenere:

$$B(x, y) = A \left[\arctan \frac{h_2-y}{d_1-x} - \arctan \frac{h_1-y}{d_1-x} - \arctan \frac{h_2-y}{d_2-x} + \right. \\ \left. + \arctan \frac{h_1-y}{d_2-x} \right] + A \left[\arctan \frac{h_2+y}{d_1-x} - \arctan \frac{h_1+y}{d_1-x} + \right. \\ \left. - \arctan \frac{h_2+y}{d_2-x} + \arctan \frac{h_1+y}{d_2-x} \right] + A \left[\arctan \frac{h-y}{l_1+x} + \right. \\ \left. - \arctan \frac{h-y}{l_2+x} + \arctan \frac{h+y}{l_1+x} - \arctan \frac{h+y}{l_2+x} \right] \quad (4.8)$$

Il gradiente del campo magnetico, $G(x, y)$, si può ottenere facilmente come:

$$G(x, y) = \frac{d}{dx} B(x, y) \quad (4.9)$$

Come abbiamo già detto, è necessario che questo gradiente sia uniforme nella regione attraverso la quale passa il fascio.

A tal proposito, si è cercato di ottimizzare i valori dei parametri che caratterizzano la geometria del canale magnetico mediante il programma Mathcad, utilizzando il metodo dei gradienti e il metodo di programmazione lineare.

Nella Tab. 4.2 sono riportati i valori dei parametri che caratterizzano il canale nella sua configurazione di partenza, che chiameremo Configurazione 0, e in Fig. 4.10 è mostrata la sua sezione.

Si sono incrementati, quindi, i parametri del canale di una quantità $\Delta 0$, inizialmente uguale per tutti, alla quale è stato attribuito il valore

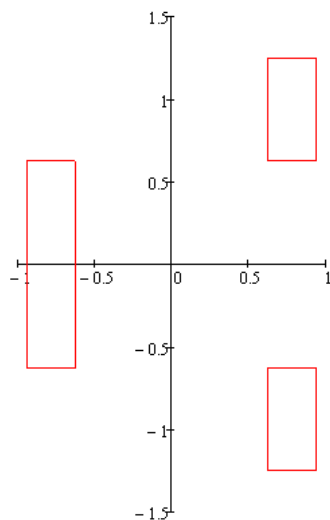


Figura 4.10: Schema del canale magnetico nel caso Configurazione 0.

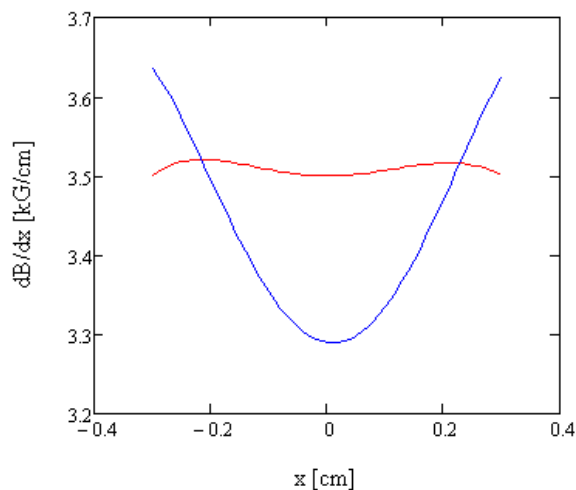


Figura 4.11: Confronto tra i valori assunti dal gradiente sul piano mediano per $y = 0$ nella Configurazione 0 (linea blu) e nella Configurazione 1 (linea rossa).

$\Delta 0 = -1 \times 10^{-4}$. Dunque, si sono posti alcuni constraints sui valori assunti dal gradiente ($Gr(\Delta 0, x, y)$) in tale configurazione all'interno della regione $-0.3 \leq x \leq 0.3$ e $-0.2 \leq y \leq 0.2$. Inoltre, si è posta la condizione che il campo magnetico nell'origine per tale configurazione sia uguale a quello del canale nella configurazione iniziale. Con tale procedura, si è giunti a un nuovo set di incrementi ($\Delta 3$) da sommare ai valori di

Parametri	Configurazione 0
h [cm]	0.625
h_1 [cm]	0.625
h_2 [cm]	1.25
d_1 [cm]	0.625
d_2 [cm]	0.9375
l_1 [cm]	0.625
l_2 [cm]	0.9375
$G(0,0)$ [kG/cm]	-3.30
$B(0,0)$ [kG]	-1.214

Tabella 4.2

Tab. 4.2 della Configurazione 0 e, quindi, a una nuova configurazione del canale (Tab. 4.3). Nei grafici di Fig. 4.11 e Fig. 4.12 sono riportati

Parametri	Configurazione 1
h [cm]	0.758
h_1 [cm]	0.954
h_2 [cm]	1.45
d_1 [cm]	0.529
d_2 [cm]	1.602
l_1 [cm]	0.666
l_2 [cm]	1.045

Tabella 4.3

l'andamento del gradiente, rispettivamente lungo l'asse x e lungo l'asse y nella regione di interesse. Nel primo dei due, sono mostrati anche l'andamento del gradiente su una retta parallela all'asse x che dista da quest'ultimo 0.1 cm.

Come si evince dalle due figure, la forma del gradiente, dopo il primo tentativo di ottimizzazione, lungo queste linee particolari è notevolmente diversa da quella di partenza. Le condizioni che abbiamo introdotto

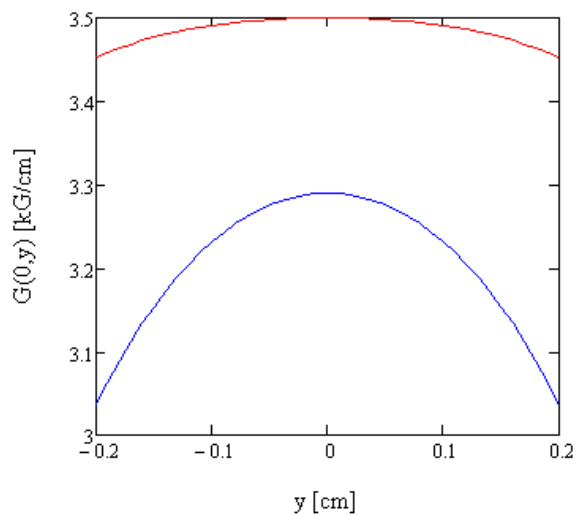


Figura 4.12: Confronto tra i valori assunti dal gradiente sul piano mediano per $x = 0$ nella Configurazione 0 (linea blu) e nella Configurazione 1 (linea rossa).

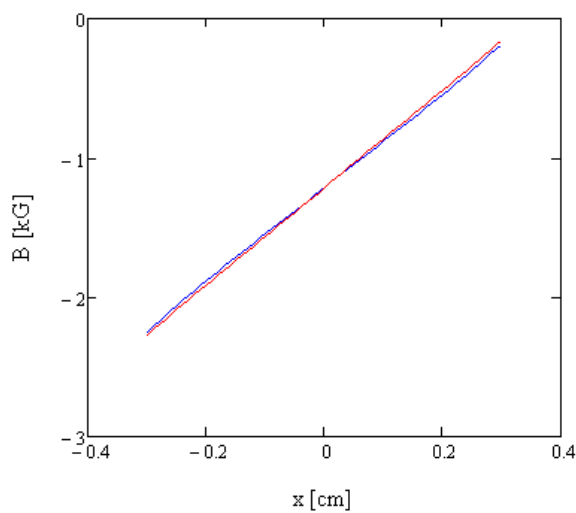


Figura 4.13: Confronto tra i valori assunti dal campo magnetico sul piano mediano per $y = 0$ nella Configurazione 0 (linea blu) e nella Configurazione 1 (linea rossa).

hanno quindi dato luogo all'appiattimento che volevamo della funzione $Gr(\Delta 0, x, y)$.

Un'altra cosa importante è che la discrepanza tra il campo magnetico dovuto al canale nella sua forma iniziale e quello generato dal canale

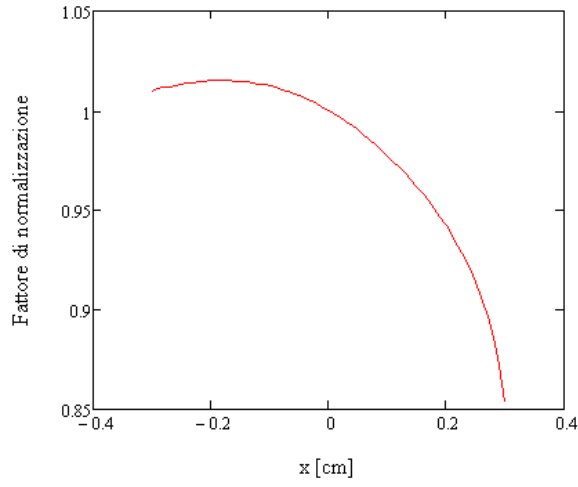


Figura 4.14: Fattore di normalizzazione del campo magnetico nella Configurazione 1 rispetto a quello della Configurazione 0.

ottimizzato è abbastanza piccola, come si può notare dai grafici di Fig. 4.13 e Fig. 4.14.

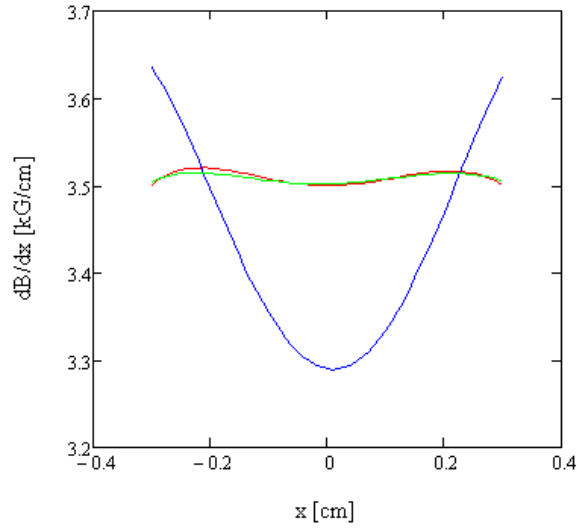


Figura 4.15: Confronto tra i valori assunti dal gradiente sul piano mediano nella Configurazione 0 (linea blu), nella Configurazione 1 (linea rossa) e nella configurazione 2 (linea verde).

Dunque, è stato valutato lo scarto quadratico medio della funzione

$Gr(\Delta 3, x, 0)$ ed è stato minimizzato in funzione di $\Delta 3$, imponendo, ancora una volta, che il campo magnetico nell'origine sia pari a quello prodotto dal canale nella Configurazione 0. In questo modo, si ottiene un nuovo set di incrementi ($\Delta 4$), che sommati ai valori della Configurazione 0 ci danno i valori finali che caratterizzano il nostro canale ottimizzato (Tab. 4.4).

Parametri	Configurazione 2
h [cm]	0.815
h_1 [cm]	1.08
h_2 [cm]	1.692
d_1 [cm]	0.532
d_2 [cm]	2.232
l_1 [cm]	0.731
l_2 [cm]	1.154

Tabella 4.4

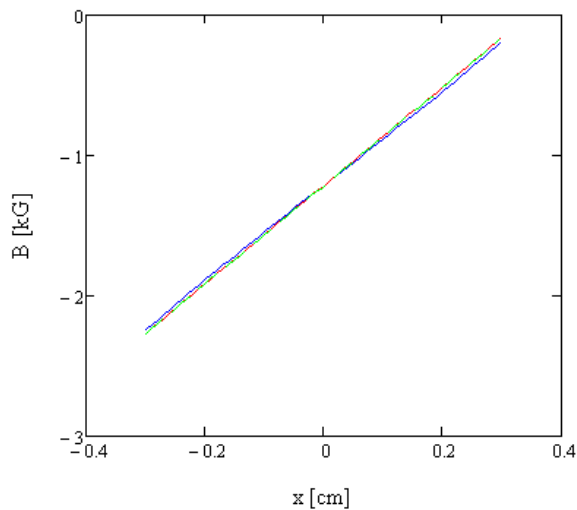


Figura 4.16: Confronto tra i valori assunti dal campo magnetico sul piano mediano nella Configurazione 0 (linea blu), nella Configurazione 1 (linea rossa) e nella Configurazione 2 (linea verde).

Nei grafici di Fig. 4.15 e Fig. 4.16 è riportato il confronto tra i gradienti e quello tra i campi magnetici prodotti dalle tre diverse configurazioni del canale.

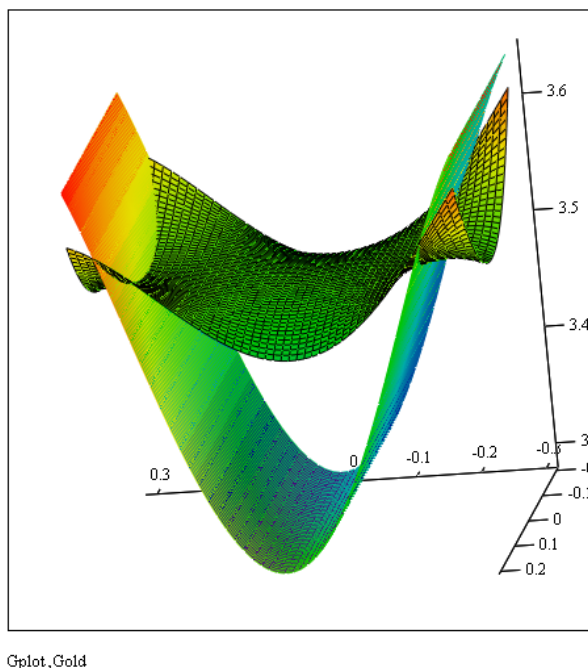


Figura 4.17: Andamento del gradiente nel piano xy della Configurazione 0 e della Configurazione 2. Come si può notare l'uniformità raggiunta mediante l'ottimizzazione è notevole.

L'ottimizzazione raggiunta minimizzando lo scarto quadratico medio dà, ovviamente, un risultato migliore.

Nel grafico di Fig. 4.17 è riportato l'andamento del gradiente nel piano xy sia nella Configurazione 0 (Gold) sia in quello ottimizzato minimizzando lo scarto quadratico medio (Gplot). Come si può notare il grado di uniformità del gradiente raggiunto mediante l'ottimizzazione è notevole. Infine, viene riportato un grafico che mostra la forma del canale ottimizzato (Fig. 4.18) confrontata a quella del canale nella Configurazione 0.

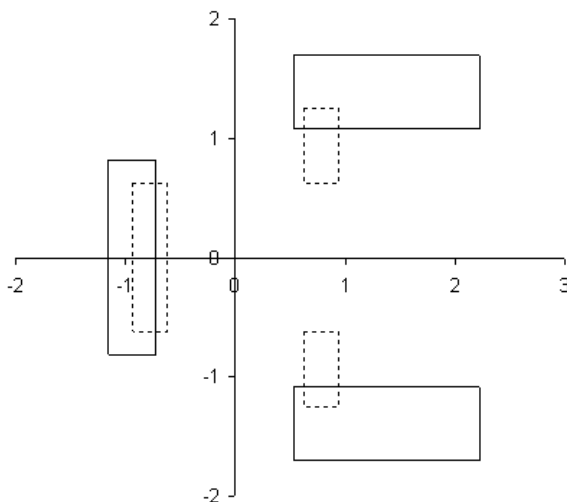


Figura 4.18: Geometria del canale ottimizzato della Configurazione 2 (linea nera continua) confrontata a quella non ottimizzata della Configurazione 0 (linea nera tratteggiata).

4.2.2 Confronto con FEMM (Finite Element Method Magnetics)

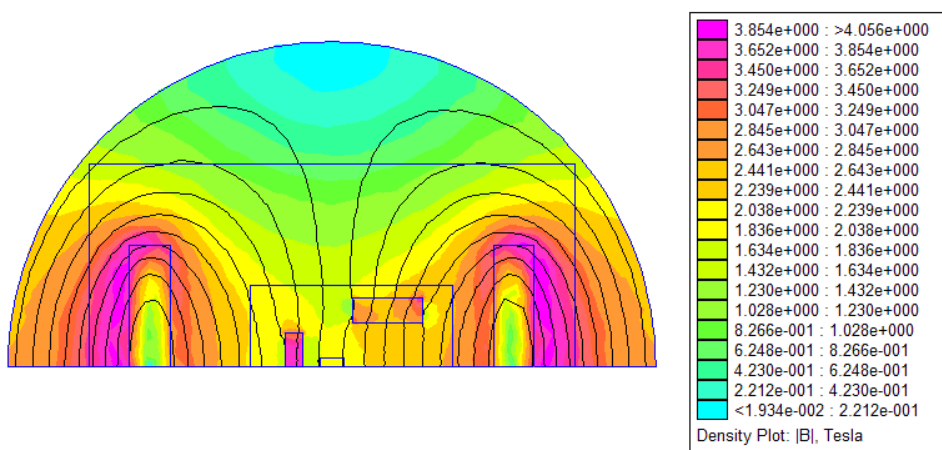


Figura 4.19: Campo magnetico, simulato con FEMM, dovuto alle bobine e perturbato dalla presenza del canale magnetico.

Per verificare la validità del metodo utilizzato per ottimizzare i canali magnetici, si è simulato con il programma FEMM il canale ottenuto mediante l'analisi fatta con Mathcad, inserendolo nel campo magnetico

generato da due bobine percorse da corrente.

Il campo magnetico prodotto dalle bobine risulterà modificato a causa della presenza del canale (Fig. 4.19).

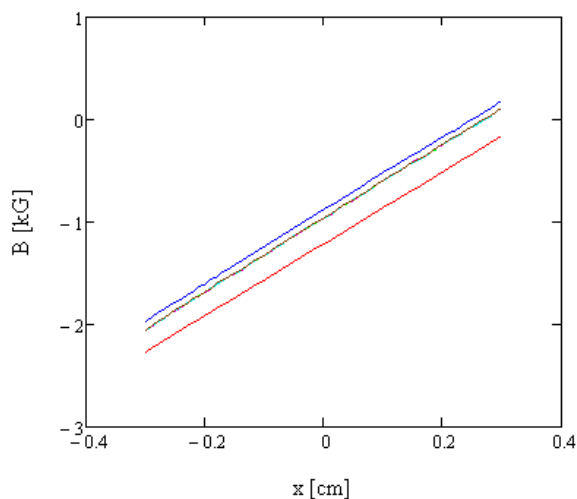


Figura 4.20: Campo magnetico per diversi valori del raggio del boundary: 8 cm (linea blu), 16 cm (linea azzurra), 32 cm (linea verde), 64 cm (linea magenta), 128 cm (linea marrone). In rosso è riportato il campo magnetico dovuto al canale calcolato analiticamente.

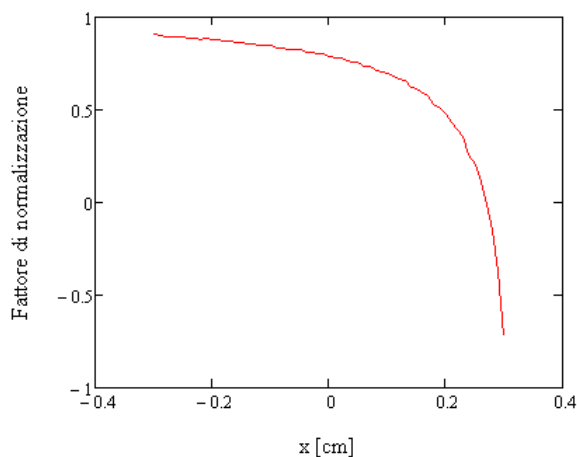


Figura 4.21: Fattore di normalizzazione del campo magnetico prodotto nel caso di boundary con raggio 32 cm rispetto a quello calcolato analiticamente.

Il primo obiettivo è stato quello di stabilire le dimensioni del boundary. A partire da raggio 8 cm fino a raggio 128 cm, si sono graficati i valori del campo magnetico prodotto dal canale e si è individuata la regione a partire dalla quale il campo magnetico non presenta delle variazioni sostanziali al variare del raggio del boundary. Già a partire da raggio 32 cm il valore del campo magnetico è abbastanza uniforme (Fig. 4.20). Si è fissato, quindi, il raggio del boundary a 32 cm.

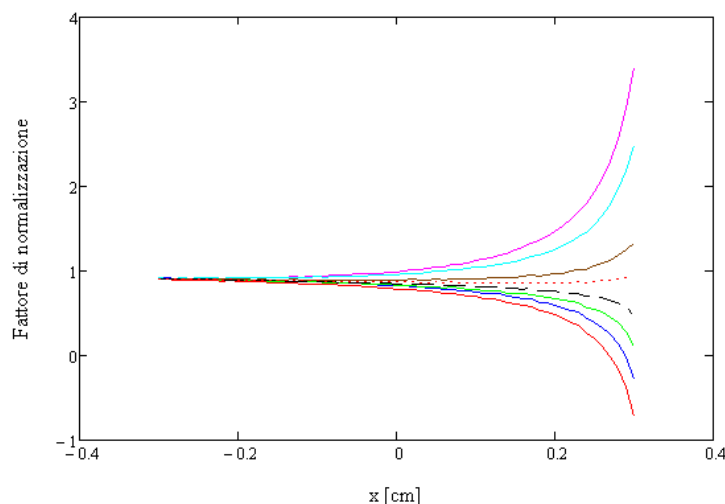


Figura 4.22: Andamento del fattore di normalizzazione (raggio 32 cm) in funzione di x al variare della distanza delle bobine dall'origine del sistema di riferimento: a 4 cm (linea rossa), a 7 cm (linea blu), a 10 cm (linea verde), a 11 cm (linea nera tratteggiata), a 12 cm (linea rossa punteggiata), a 13 cm (linea marrone), a 16 cm (linea azzurra), a 20 cm (linea magenta).

Si è visualizzato, poi, in un grafico (Fig. 4.21) l'andamento del fattore di normalizzazione del campo magnetico.

Se si analizza la forma del fattore di normalizzazione, si può notare che a destra essa mostra una discesa abbastanza evidente. Si è visto che questo andamento può essere modificato cambiando la posizione delle bobine. Nel grafico di Fig. 4.22, è riportato l'andamento del fattore di normalizzazione in funzione di x , al variare della posizione delle bobine

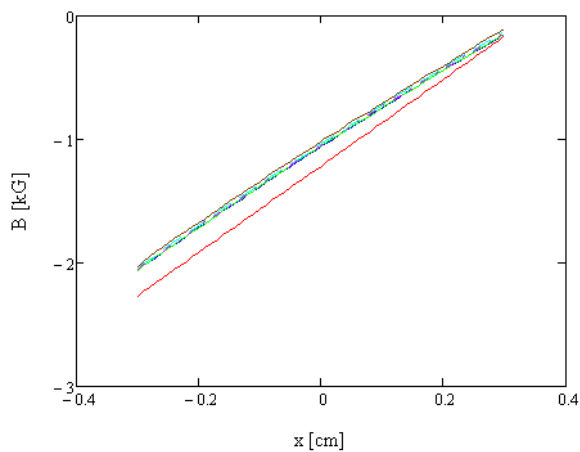


Figura 4.23: Andamento del campo magnetico, nel caso in cui il raggio del boundary è 32 cm e le bobine sono poste a 12 cm dall'origine, al variare di y : 0 cm (linea blu), 0.05 cm (linea verde), 0.1 cm (linea magenta), 0.15 cm (linea azzurra), 0.2 cm (linea marrone). In rosso è rappresentato il campo magnetico del canale calcolato analiticamente.

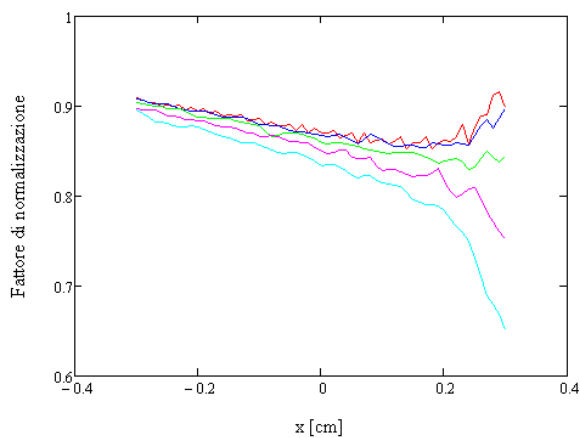


Figura 4.24: Andamento del fattore di normalizzazione del campo magnetico al variare di y : 0 cm (linea rossa), 0.05 cm (linea blu), 0.1 cm (linea verde), 0.15 cm (linea magenta), 0.2 cm (linea azzurra).

rispetto al centro del nostro sistema.

Dato che ponendo le bobine a 12 cm dal centro, il fattore di normalizzazione risulta essere abbastanza uniforme, si è scelta questa come

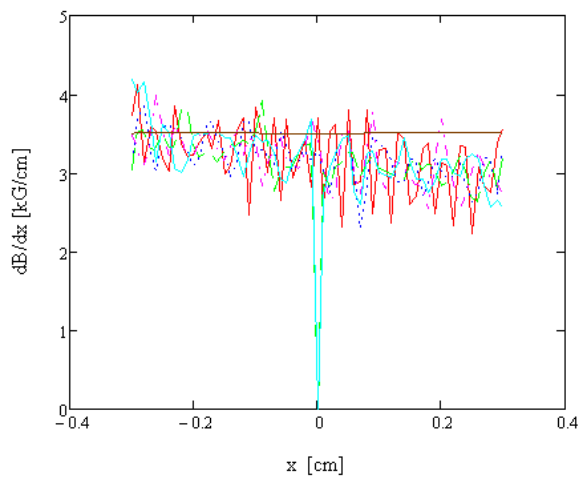


Figura 4.25: Andamento del gradiente al variare di y : 0 cm (linea rossa), 0.05 cm (linea blu), 0.1 cm (linea verde), 0.15 cm (linea magenta), 0.2 cm (linea azzurra).

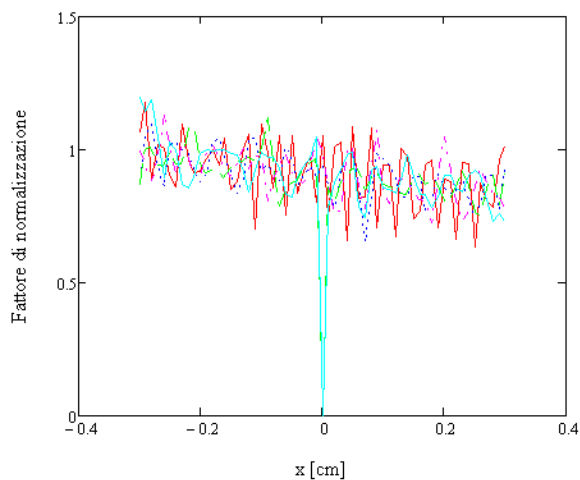


Figura 4.26: Andamento del fattore di normalizzazione del gradiente al variare di y : 0 cm (linea rossa), 0.05 cm (linea blu), 0.1 cm (linea verde), 0.15 cm (linea magenta), 0.2 cm (linea azzurra).

posizione definitiva per le bobine.

A questo punto, si è visualizzato l'andamento del campo magnetico, del gradiente e dei loro corrispondenti fattori di normalizzazione su cinque linee particolari: per $y = 0, 0.05, 0.1, 0.15, 0.2$ e per $-0.3 \leq x \leq 0.3$. Nei

grafici da Fig. 4.23 a Fig. 4.26 viene riportato quanto ottenuto.

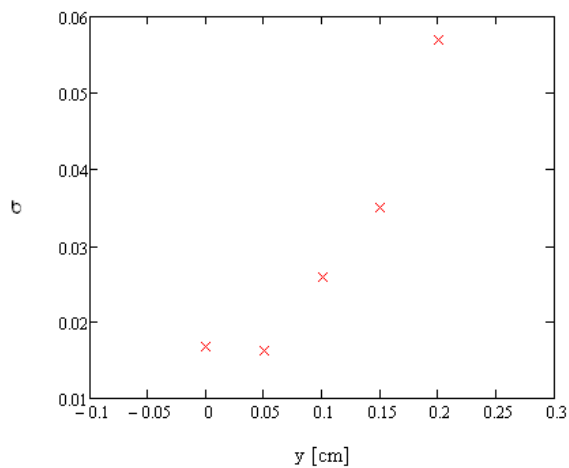


Figura 4.27: Scarto quadratico medio del fattore di normalizzazione del campo magnetico in funzione di y .

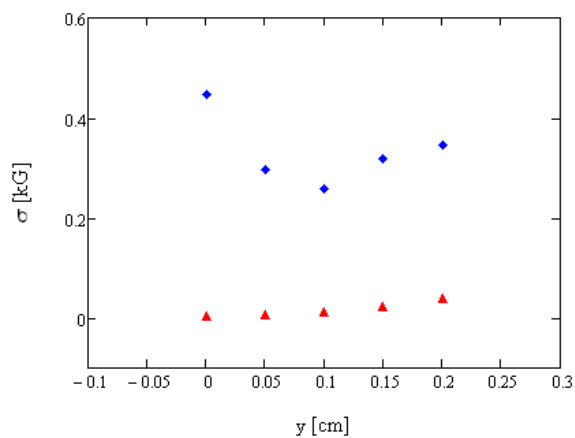


Figura 4.28: Scarto quadratico medio del gradiente in funzione di y . I punti in rosso rappresentano gli scarti del gradiente calcolati analiticamente, i punti in blu, invece, raffigurano l'andamento degli scarti del gradiente calcolati a partire dai risultati di FEMM.

Infine, si è calcolato lo scarto quadratico medio del fattore di normalizzazione del campo magnetico e del gradiente (in quest'ultimo caso vengono confrontati il caso analitico e i risultati di FEMM) al variare di y .

Come si può vedere da Fig. 4.27 e da Fig. 4.28, gli scarti quadratici medi si mantengono entro valori accettabili.

I risultati ottenuti con FEMM mostrano, quindi, che il metodo utilizzato per l'ottimizzazione dei canali magnetici è valido.

4.3 Simulazioni in 3D

Le simulazioni dei canali magnetici per l'estrazione dei fasci di Carbonio e di H_2^+ sono state fatte basandoci sull'approssimazione dei current-sheet.

I canali, quindi, sono stati disegnati, utilizzando il programma OPERA (**O**perating environment for **E**lectromagnetic **R**esearch and **A**nalysis), che è un codice utilizzato per la risoluzione di problemi di magnetostatica che si basa sul calcolo agli elementi finiti (Finite Elements Method, FEM).

Le barre di cui sono composti i canali magnetici sono state simulate disegnando dei conduttori di sezione infinitesima, che seguono il profilo, quindi le pareti laterali, delle stesse barre. Infatti i blocchi di ferro saturi con momento magnetico distribuito uniformemente lungo la direzione di saturazione generano un campo magnetico equivalente a quello prodotto da una corrente che scorre lungo le superfici laterali, ovvero ortogonali alla direzione di allineamento dei domini di Weiss del materiale ferromagnetico.

Tutti i canali sono stati, poi, simulati all'interno del campo magnetico del ciclotrone per vedere l'effetto che hanno sul campo magnetico globale e, di conseguenza, sul trasporto dei fasci. Infatti, inserendo dei canali magnetici nel ciclotrone introduciamo delle asimmetrie nella periodicità del campo magnetico, che ricordiamo è con simmetria 4, in funzione del numero di settori del ciclotrone. Queste asimmetrie possono essere studiate esaminando le ampiezze delle armoniche del campo magnetico $C_n(R)$, con $n < 4$ (per $n = 4$ si ottiene l'armonica principale).

L'incremento dell'ampiezza della prima armonica che risulta dall'inserimento di una perturbazione magnetica (il canale magnetico) nel campo magnetico globale si compensa inserendo una perturbazione identica alla prima a 180 gradi rispetto a quest'ultima. Tale contributo può essere generato da una singola barra opportunamente disegnata e posizionata ad un opportuno raggio. La compensazione degli effetti della prima armonica, generano un incremento dell'ampiezza della seconda armonica. Ovvero, si introduce di fatto, una doppia oscillazione del campo magnetico su un angolo giro. Sebbene meno dannosa sulla dinamica dei fasci rispetto alla prima armonica, si deve cercare di compensare anche questa. Per fare ciò è necessario ristabilire la simmetria 4 su tutto l'angolo giro, cioè bisogna inserire altre 2 barre di compensazione posizionandole rispettivamente a 90 gradi e 270 gradi. Il problema che segue, a causa dell'inserimento di tutte le barre di compensazione, è la variazione del campo magnetico medio sul piano dell'orbita. Questo, ricordiamo, è stato disegnato in modo che sia uguale il più possibile al campo isocrono necessario per confinare il fascio di particelle.

L'obiettivo, quindi, è quello di fare in modo che i canali magnetici producano effetti di armonica dell'ordine di ± 5 G.

Mediante la mappa magnetica ottenuta quando nel ciclotrone ci sono tutti i canali e le rispettive barre di compensazione si può effettuare lo studio della dinamica dei fasci.

4.3.1 Studio dei canali magnetici per l'estrazione del $^{12}\text{C}^{6+}$

I canali per l'estrazione del $^{12}\text{C}^{6+}$ sono quattro. In Tab. 4.5 sono riportate le loro caratteristiche e in Fig. 4.29 sono mostrate le loro posizioni all'interno del ciclotrone.

La posizione del primo canale magnetico è molto importante, poichè

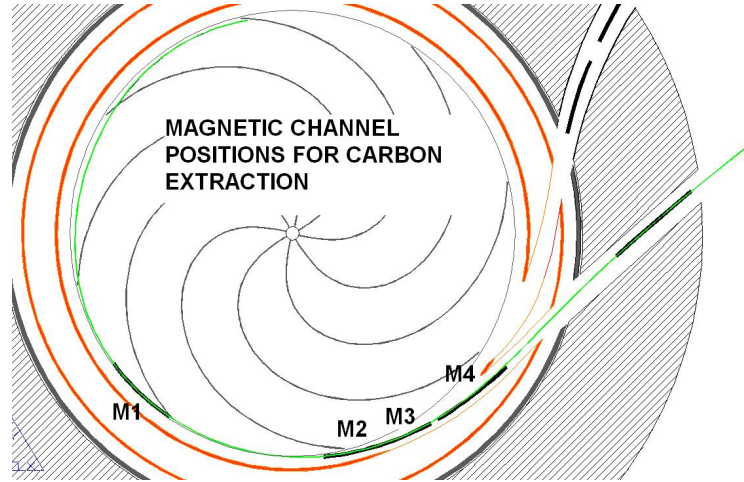


Figura 4.29: Posizione dei canali magnetici all'interno del ciclotrone.

Magnetic channel	R [cm]	θ_{in} [deg]	θ_{out} [deg]	B [kG]	dB/dx [kG/cm]
M1	131.85	216	236	2.4	2.0
M2	134.9	278	290	3.6	2.5
M3	137.5	290	306	1.5	0.5
M4	143.65	308	328	2.0	2.75

Tabella 4.5: Caratteristiche dei canali magnetici.

esso è il vero punto di partenza della traiettoria di estrazione e le sue proprietà definiscono la lunghezza del cammino d'estrazione.

In Fig. 4.30 è mostrata la sezione del primo canale magnetico, insieme a un grafico del campo magnetico e del gradiente che produce e alla simulazione dello stesso realizzata con OPERA.

L'inserimento di questo canale nel ciclotrone, produce sul campo un'effetto di prima armonica che deve essere compensato. Inseriamo, quindi, nel ciclotrone la barra di compensazione realizzata per questo canale (Fig. 4.31).

In Fig. 4.32, si può vedere un confronto tra la prima armonica generata dal solo canale magnetico M1 e quella ottenuta inserendo anche la barra di compensazione a 180° rispetto al canale. Avendo ristabilito la

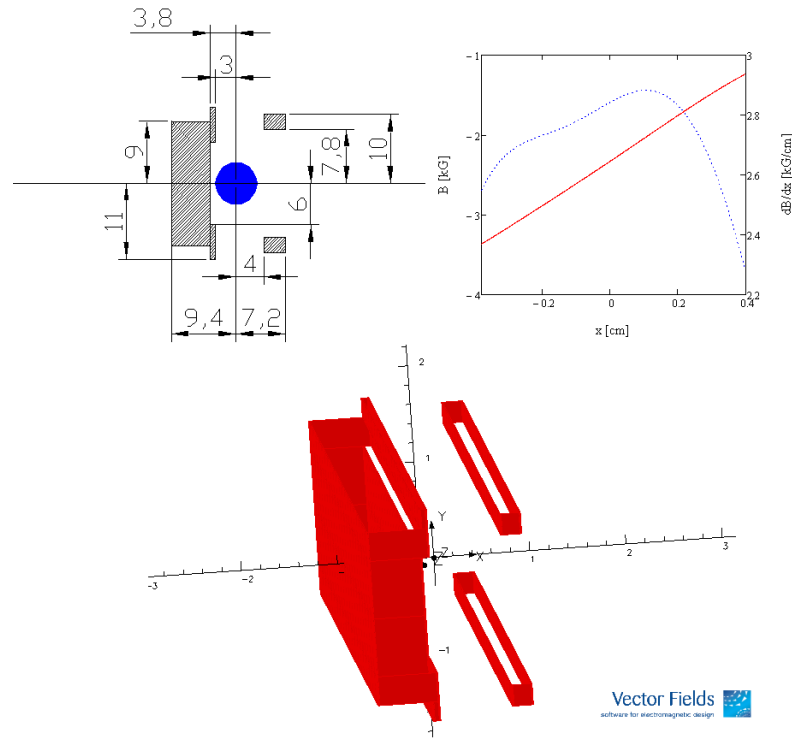


Figura 4.30: In alto a sinistra è mostrata la sezione del primo canale magnetico per l'estrazione di $^{12}\text{C}^{6+}$. Le dimensioni sono in mm. Il cerchio blu rappresenta il fascio estratto. In alto a destra vengono mostrati il campo magnetico (linea rossa) e il gradiente (linea blu punteggiata) prodotti dal canale sul piano mediano. In basso, infine, vi è il disegno del canale realizzato con OPERA.

simmetria 2, l'effetto della prima armonica si riduce notevolmente.

L'effetto di seconda armonica, invece, non viene corretto, come si può vedere in Fig. 4.33. Per compensare questa armonica bisognerebbe ristabilire la simmetria 4, inserendo la barra di compensazione anche a 90° e a -90° rispetto al canale magnetico M1.

Un'altra cosa da notare è l'effetto sul campo medio (Fig. 4.34) dovuto al canale. Sia in presenza del solo canale magnetico, sia inserendo il canale e la barra di compensazione la differenza tra il campo medio prodotto e quello della macchina è notevole già a partire da raggio 128 cm.

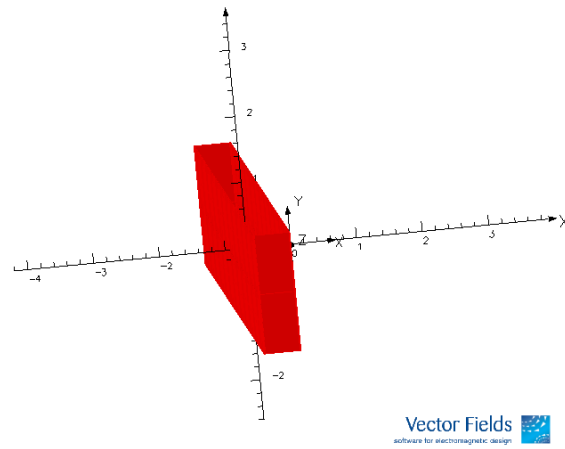


Figura 4.31: Disegno della barra di compensazione per M1 realizzato con OPERA.

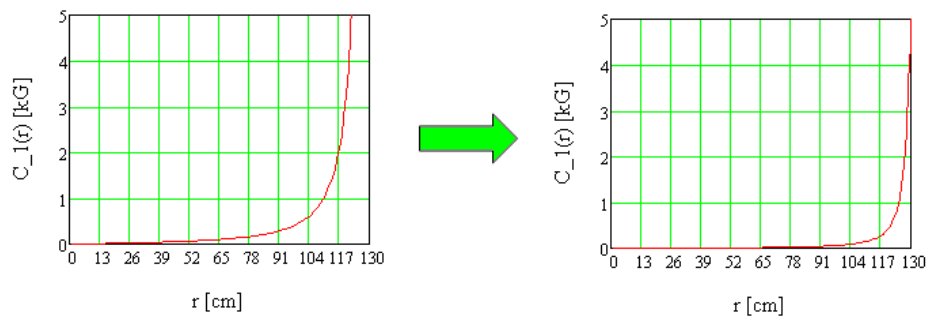


Figura 4.32: Effetto di prima armonica dovuto al canale magnetico M1, prima e dopo l'inserimento della barra di compensazione.

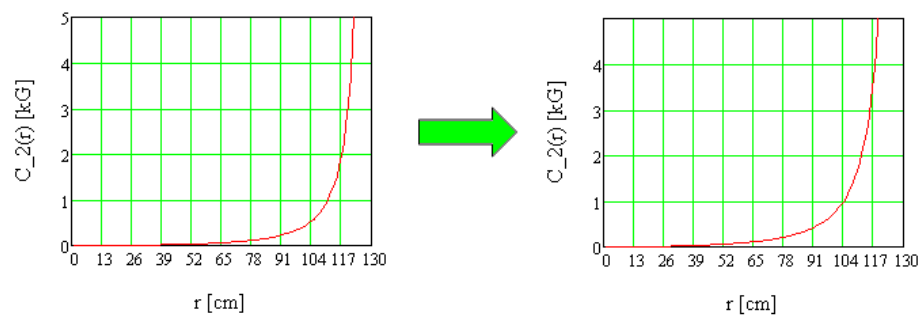


Figura 4.33: Effetto di seconda armonica dovuto al canale magnetico M1, prima e dopo l'inserimento della barra di compensazione.

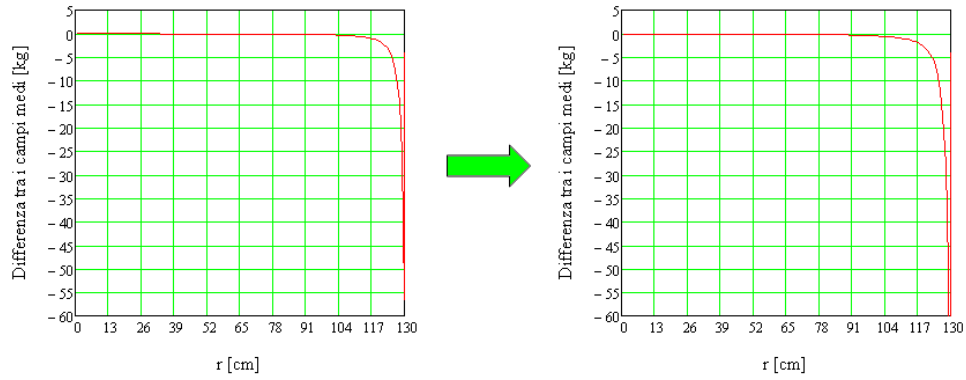


Figura 4.34: Nella parte a sinistra si mostra la differenza tra il campo medio dopo e prima dell'inserimento del canale magnetico. Nella parte destra, invece, è mostrata la differenza tra il campo medio dopo e prima dell'inserimento del canale magnetico e della sua barra di compensazione. Come si può notare, già a partire da raggio 128 cm la differenza è notevole (circa 15 kG nel primo caso e circa 28 kG nel secondo).

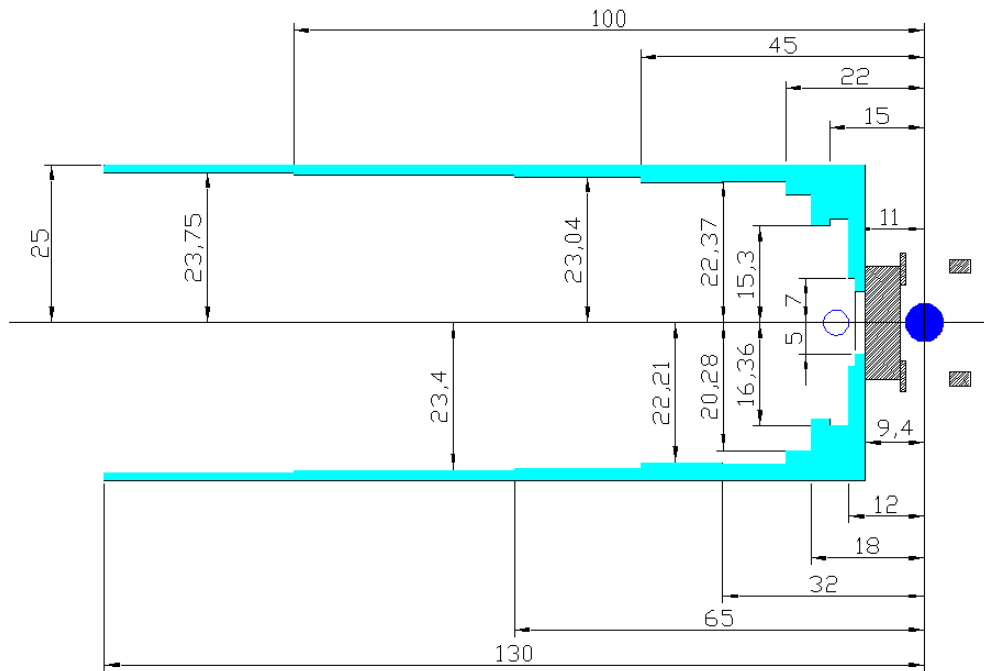


Figura 4.35: Sezione del canale M1 per l'estrazione di $^{12}\text{C}^{6+}$ completo di shims.

La soluzione a questo problema potrebbe essere quella di aggiungere

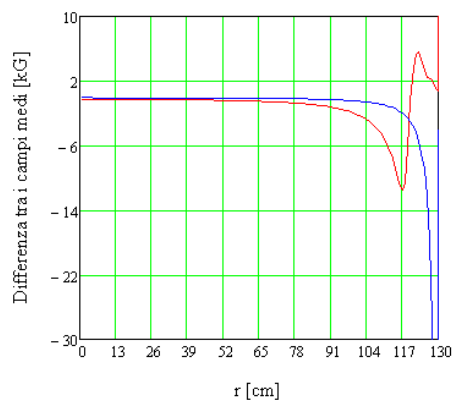


Figura 4.36: Andamento della differenza tra il campo medio dopo e prima dell'inserimento del canale magnetico M1 completo di shims (linea rossa) confrontato all'andamento della differenza tra il campo medio dopo e prima dell'inserimento del canale magnetico M1 e della sua barra (linea blu). Come si può notare, la differenza si riduce notevolmente. La situazione, tuttavia, può essere migliorata aggiungendo altri shims al canale verso l'interno della macchina.

al canale M1 degli shims (Fig. 4.35). In questo caso, il canale magnetico non ha bisogno di essere compensato.

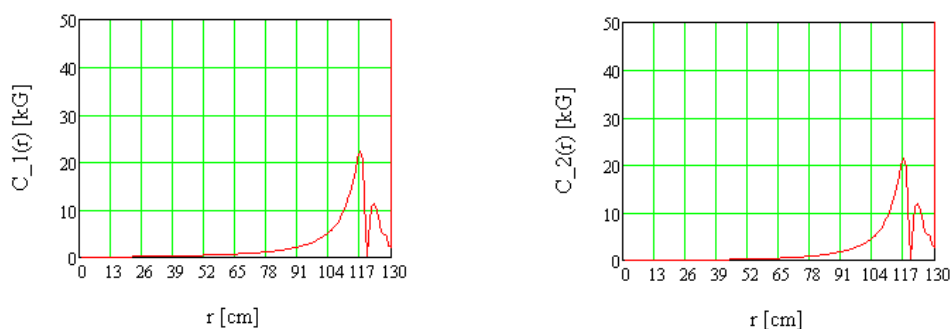


Figura 4.37: Nella parte a sinistra viene mostrato l'effetto di prima armonica dovuta al canale M1 completo di shims. Nella parte destra, invece, è mostrato l'effetto di seconda armonica.

L'effetto sul campo medio è mostrato in Fig. 4.36. Come si vede, a raggio 128 cm la differenza tra i campi medi si riduce a circa 2 kG.

Il problema viene trasferito ai raggi più interni, ma può essere risolto aggiungendo ulteriori shims al canale M1 verso l'interno della macchina.

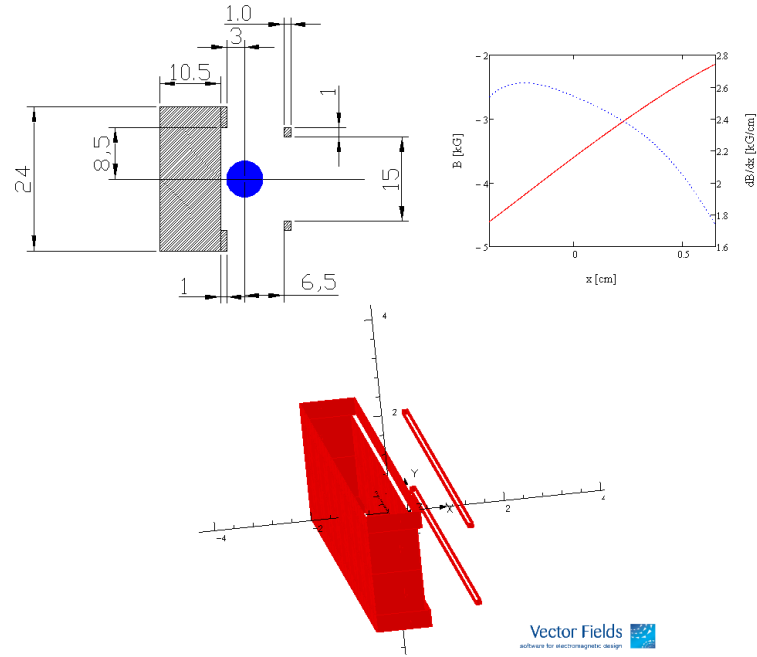


Figura 4.38: In alto a sinistra è mostrata la sezione del canale M2; in alto a destra vengono mostrati il campo magnetico e il gradiente prodotti da esso; in basso, il disegno realizzato con OPERA.

Anche la prima e la seconda armonica risultano migliorate a raggi inferiori a 130 cm, come si può vedere in Fig. 4.37. I bumps che si hanno da raggio 120 cm fino a raggio 128 cm circa possono essere ridotti anch'essi aggiungendo, come detto poco prima, ulteriori shims al canale.

Gli altri tre canali per l'estrazione del $^{12}\text{C}^{6+}$ non producono particolari effetti sul campo medio e, quindi, ci limiteremo a mostrare le loro sezioni e gli effetti di prima armonica prodotti dal solo canale magnetico e dal canale insieme alla propria barra di compensazione.

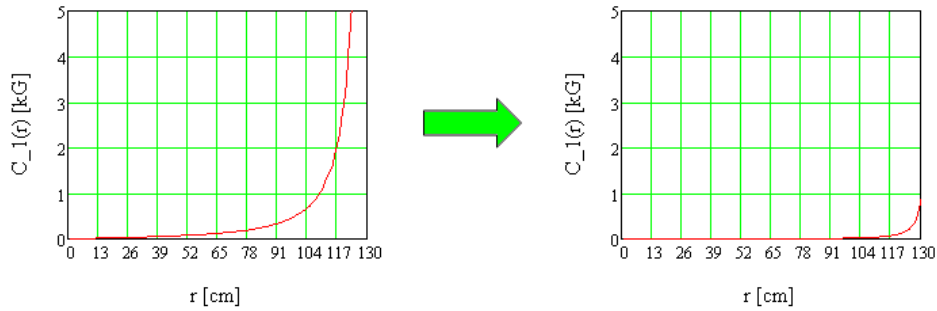


Figura 4.39: Nella parte a sinistra viene mostrato l'effetto di prima armonica dovuta al canale M2. Nella parte destra, invece, è mostrato l'effetto di prima armonica dovuto al canale e alla sua barra di compensazione.

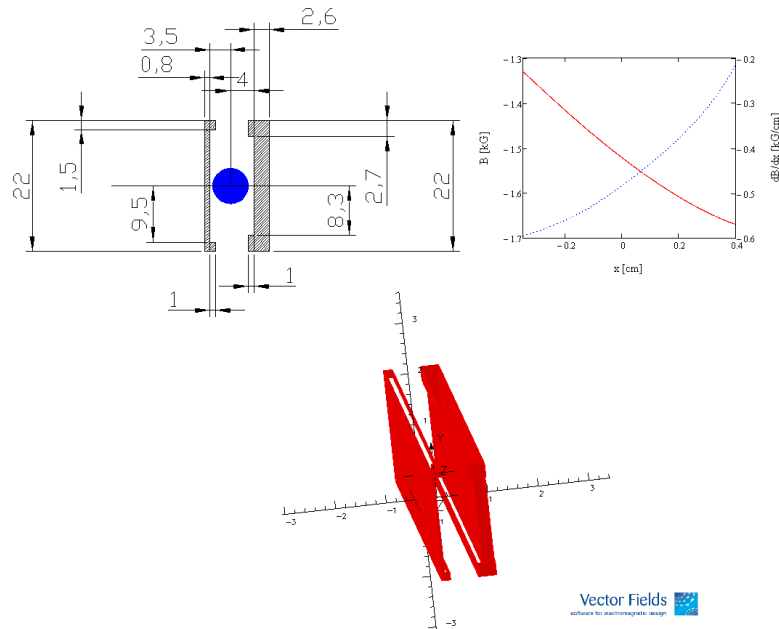
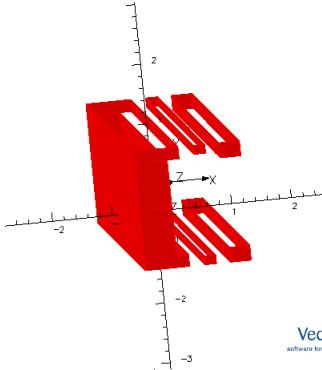


Figura 4.40: In alto a sinistra è mostrata la sezione del canale M3; in alto a destra vengono mostrati il campo magnetico e il gradiente prodotti da esso; in basso, il disegno realizzato con OPERA.

Per quanto riguarda il canale M2, la sua sezione, il campo magnetico e il gradiente prodotti e il suo disegno realizzato con OPERA sono mostrati in Fig.4.38.

L'effetto sulla prima armonica dovuto all'inserimento di M2 e di M2 con la sua barra di compensazione si può vedere in Fig. 4.39.



con la sua barra di compensazione si può vedere in Fig. 4.41.

Infine, in Fig. 4.42 è mostrato il canale M4.

4.3.2 Canali per l'estrazione del H_2^+

I canali per l'estrazione del H_2^+ sono tre. In Tab. 4.6 sono riportate le loro caratteristiche mentre in Fig. 4.43 sono mostrate le loro posizioni all'interno del ciclotrone.

Magnetic channel	R [cm]	θ_{in} [deg]	θ_{out} [deg]	B [kG]	dB/dx [kG/cm]
M1	139	326	336	3.5	2.0
M2	145.8	336	350	3.5	2.9
M3	151	350	356	3.5	2.9

Tabella 4.6: Caratteristiche dei canali magnetici.

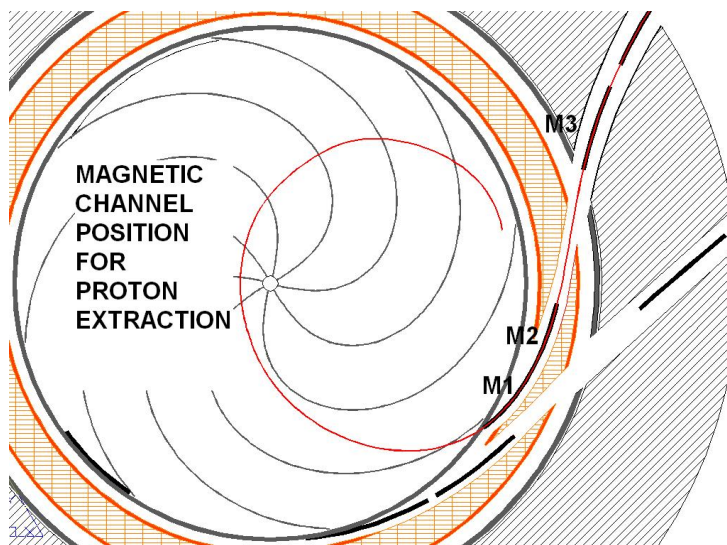


Figura 4.43: Posizione dei canali magnetici per l'estrazione del fascio di H_2^+ all'interno del ciclotrone.

Il procedimento di compensazione dei canali magnetici per l'estrazione di H_2^+ è del tutto analogo a quello seguito per i canali magnetici per

l'estrazione di $^{12}\text{C}^{6+}$.

Ci limiteremo, quindi, a mostrare la sola forma dei canali magnetici, dato che essi non presentano problematiche particolari.

Il canale M1 è mostrato in Fig. 4.44.

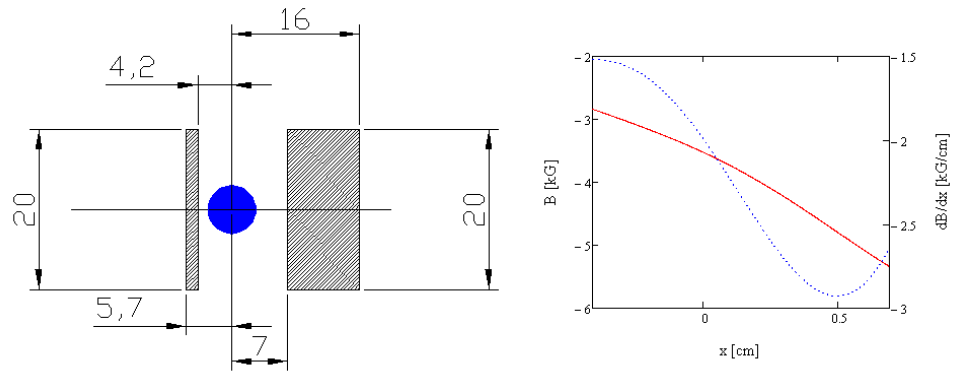


Figura 4.44: In alto a sinistra è mostrata la sezione del canale M1 per H_2^+ ; in alto a destra vengono mostrati il campo magnetico e il gradiente prodotti da esso; in basso, il disegno realizzato con OPERA.

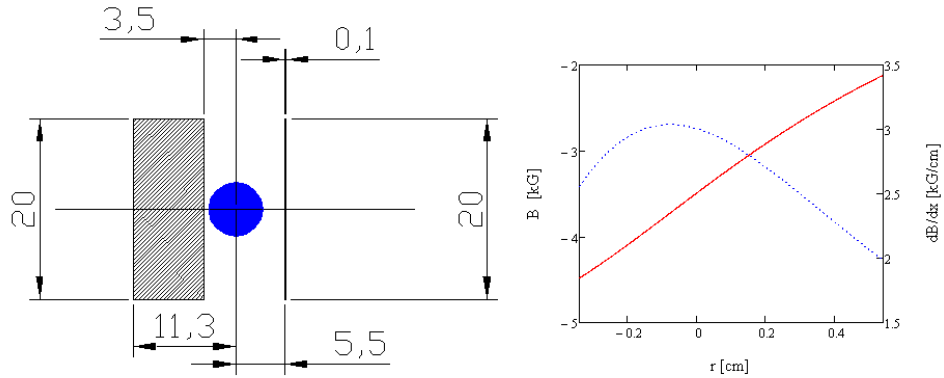


Figura 4.45: n alto a sinistra è mostrata la sezione del canale M2 per H_2^+ ; in alto a destra vengono mostrati il campo magnetico e il gradiente prodotti da esso; in basso, il disegno realizzato con OPERA.

Il canale M2 è mostrato Fig. 4.45.

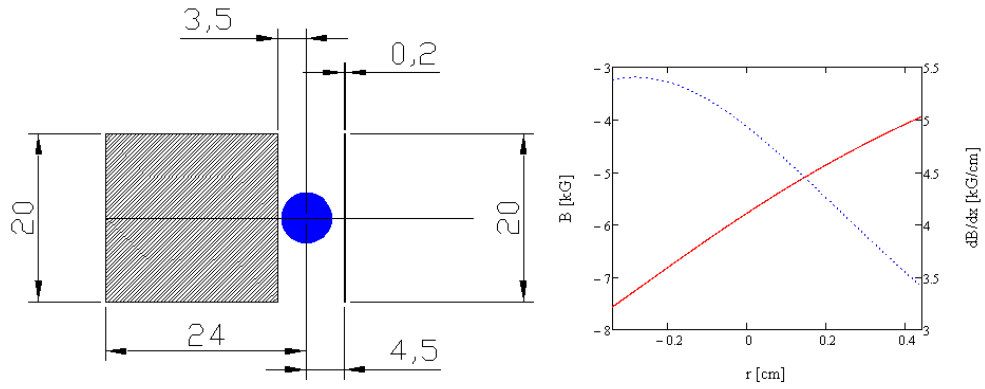


Figura 4.46: in alto a sinistra è mostrata la sezione del canale M2b per H_2^+ ; in alto a destra vengono mostrati il campo magnetico e il gradiente prodotti da esso; in basso, il disegno realizzato con OPERA.

Il canale M3 è mostrato in Fig. 4.46.

Provando a effettuare un primo studio di dinamica dei fasci, si è visto che l'inserimento di tutti i canali magnetici e di tutte le barre di compensazione nel ciclotrone non presenta problemi particolari, consentendo, quindi, di avere una corretta accelerazione.

CONCLUSIONI

Lo scopo di questo lavoro di tesi è stato quello di studiare il sistema magnetico per l'estrazione dei fasci di ioni di Carbonio e di protoni dal ciclotrone SCENT300.

Il metodo applicato per lo studio dei canali magnetici e per l'analisi dei relativi campi prodotti si basa sulla cosiddetta approssimazione di tipo *current-sheet*.

In tale approccio, si assume che le barre che costituiscono il canale siano uniformemente magnetizzate nella direzione del campo magnetico (ipotesi abbastanza accurata nel caso del campo magnetico elevato di un ciclotrone superconduttore). Il campo magnetico generato da una barra di ferro completamente saturo può essere, dunque, facilmente calcolato analiticamente in termini di un campo magnetico indotto da una corrente che fluisce sulle superficie laterali della barra.

In primo luogo, l'obiettivo è stato quello di ottimizzare la geometria e la configurazione dei canali magnetici e, a tal fine, è stato realizzato un programma in Mathcad, in cui sono stati applicati il metodo dei gradienti e il metodo di programmazione lineare.

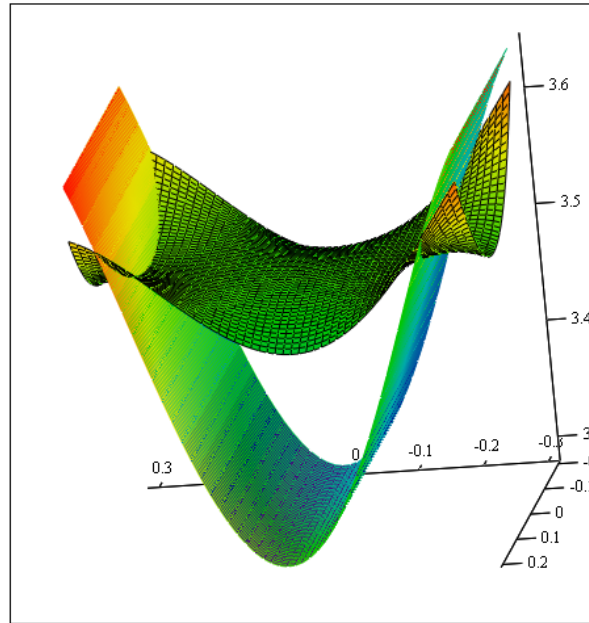
Per preservare la qualità del fascio, infatti, è necessario che il gradiente del campo prodotto dal canale sia uniforme lungo la direzione radiale,

non solo sul piano mediano ma anche sui piani al di sopra e al di sotto di esso, poiché il fascio ha dimensioni finite sia nella direzione radiale sia in quella verticale.

L'uniformità del gradiente dipende strettamente dai parametri dimensionali che definiscono la geometria del canale magnetico.

Nel processo di ottimizzazione bisogna, comunque, fissare il valore del campo magnetico che il canale deve produrre al fine di agevolare l'estrazione dei fasci. Questo valore deve restare pressochè invariato nel passaggio dalla configurazione iniziale a quella ottimizzata.

Il grado di uniformità del gradiente raggiunto mediante il processo di ottimizzazione è notevole, come si può vedere in Fig. 1.



Gplot,Gold

Figura 1: Andamento del gradiente nel piano xy del canale magnetico nella configurazione di partenza e nella configurazione ottimizzata. Come si può notare l'uniformità raggiunta mediante l'ottimizzazione è notevole.

Per verificare la validità del metodo utilizzato per eseguire l'ottimizzazione dei canali magnetici, è stato simulato con il programma FEMM (Finite Element Method Magnetics) il canale nella sua configurazione ot-

timizzata ottenuta dall'analisi eseguita con Mathcad, inserendolo in un campo magnetico generato da due bobine percorse da corrente. I risultati ottenuti con FEMM mostrano che il metodo utilizzato per l'ottimizzazione dei canali magnetici è valido.

In una seconda fase, ci si è occupati di studiare gli effetti che la presenza dei canali magnetici induce sul campo globale riferito al piano mediano sul quale sono accelerate le particelle.

Infatti, l'inserimento dei canali magnetici all'interno del ciclotrone, nonostante questi siano posizionati su raggi più esterni rispetto alle orbite accelerate, causa delle perturbazioni magnetiche locali che generano delle asimmetrie nella periodicità del campo principale. Tale periodicità dipende dal numero di settori in cui sono suddivise le espansioni polari e, nel caso di SCENT300, è uguale a 4.

Le suddette asimmetrie, in particolare quella di ordine 1 (contributo o ampiezza di prima armonica), se di ampiezza superiore a una parte su 10000 rispetto al valore medio del campo principale, possono ledere la qualità dei fasci accelerati in termini di intensità di corrente, se non addirittura impedirne il completamento del trasporto fino all'estrazione.

Dunque, sono stati simulati i canali magnetici da utilizzare per estrarre sia i protoni che il Carbonio con il codice OPERA, che è un programma basato sul calcolo agli elementi finiti, utilizzato per la risoluzione di problemi di magnetostatica in tre dimensioni.

Considerando l'approssimazione del tipo *current-sheet*, le barre di cui sono composti i suddetti canali sono state simulate con dei conduttori di sezione infinitesima, che seguono il profilo, quindi le pareti laterali, delle stesse barre.

Infine, i contributi magnetici dovuti ai canali sono stati sommati al campo principale e quindi sono state calcolate e analizzate le mappe magnetiche risultanti.

L'analisi delle mappe magnetiche e delle relative asimmetrie è stata fatta

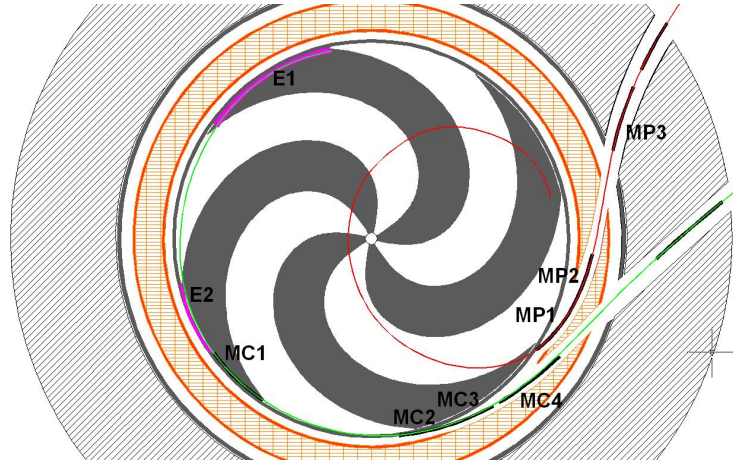


Figura 2: Schema di SCENT300. Sono mostrati le traiettorie per l'estrazione del Carbonio (verde) e dei protoni (rosso), i deflettori elettrostatici (E1 e E2), i canali magnetici per l'estrazione di $^{12}\text{C}^{6+}$ (denotati da MC) e quelli per H_2^+ (denotati con MP).

esaminando le ampiezze di cui si compone il campo magnetico globale, effettuando l'analisi in serie di Fourier. Gli effetti delle perturbazioni magnetiche, in particolare quelle che introducono asimmetrie di ordine 1 e 2, sono stati corretti (minimizzati) introducendo delle barre magnetiche, dette, appunto, di *compensazione*, e posizionandole in maniera opportuna all'interno della macchina.

Nel contempo, si è cercato di mantenere il valore di campo medio quanto più prossimo a quello isocrono, necessario per il confinamento e la focalizzazione dei fasci.

Analisi in serie di Fourier

Consideriamo una funzione di una variabile reale a valori complessi $f(t)$ che sia periodica con periodo $T = \frac{2\pi}{\omega}$, finita, continua e dotata di derivata (generalmente continua). Essa può essere rappresentata per qualsiasi valore di t da una serie del tipo:

$$f(t) = a_0 + \sum_{n=1}^{+\infty} [a_n \cos(n\omega t) + b_n \sin(n\omega t)]$$

che si può anche scrivere:

$$f(t) = a_0 + \sum_{n=1}^{+\infty} [C_n \sin(n\omega t + \phi_n)]$$

Poichè le due espressioni devono essere identiche, è necessario che:

$$C_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}$$

$$\tan \phi_n = \frac{a_n}{b_n}$$

Lo studio di una funzione periodica $f(t)$ tramite il suo sviluppo in serie di Fourier viene detto *analisi armonica* della funzione data.

Il termine n -esimo dello sviluppo in serie di Fourier ha periodo $T_n =$

$\frac{2\pi}{n\omega} = \frac{T}{n}$ e, quindi, frequenza $\nu_n = \frac{1}{T_n}$ proporzionale a n . Per il calcolo dei coefficienti valgono le formule:

$$a_0 = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) dt$$

che rappresenta il valore medio della funzione $f(t)$;

$$a_n = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) \cos(n\omega t) dt$$

$$b_n = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) \sin(n\omega t) dt$$

Metodo dei gradienti

Il metodo dei gradienti è una tecnica di ottimizzazione.

Data una funzione matematica multidimensionale, il metodo dei gradienti consente di trovare un suo estremo locale. La ricerca di un minimo per la funzione, tramite questo metodo, viene effettuata “percorrendo” passi successivi proporzionali all’opposto del gradiente della funzione calcolato a partire da un punto iniziale (*guess point*) x_0 .

Più in dettaglio, il metodo dei gradienti si basa sull’osservazione che una funzione $f(x)$, definita in un intorno di un punto x_0 e ivi differenziabile, decresce più rapidamente nella direzione opposta a quella del gradiente di f calcolato in x_0 , $-\nabla f(x_0)$. Si ha, perciò, che se:

$$x_1 = x_0 - \gamma \nabla f(x_0)$$

con γ sufficientemente piccolo, allora $f(x_0) \geq f(x_1)$. Alla luce di ciò, partendo da un valore di prova x_0 per il minimo locale di f e considerando la successione $x_0, x_1, x_2, \dots$ tale che:

$$x_{n+1} = x_n - \gamma_n \nabla f(x_n),$$

si ha:

$$f(x_0) \geq f(x_1) \geq f(x_2) \geq \dots$$

e la successione converge al minimo locale cercato.

Programmazione lineare

Un problema di *Programmazione Lineare* (PL) è un problema di ottimizzazione (di massimo o di minimo) caratterizzato dalle seguenti proprietà:

- la funzione oggetto $f(x)$ è lineare, ovvero è tale da soddisfare la relazione $f(\alpha x + \beta y) = \alpha f(x) + \beta f(y) \quad \forall x, y \in \mathbb{R}^n$ e $\forall \alpha, \beta \in \mathbb{R}$.
Si ricordi che $f(x)$ è lineare se e solo se esiste $c \in \mathbb{R}^n$ tale che $f(x) = cx$;
- l'insieme ammissibile è definito da un insieme finito di vincoli lineari del tipo $ax = b$ e/o $ax \leq b$ e/o $ax \geq b$, dove $a \in \mathbb{R}^n$ e $b \in \mathbb{R}$.

Un problema di PL può, quindi, essere espresso per mezzo della seguente forma canonica:

$$\max c^T x$$

$$Ax \leq b$$

Le disequazioni $Ax \leq b$ sono i vincoli che determinano un poliedro convesso sul quale la funzione oggetto deve essere ottimizzata.

Altre tipologie di PL , come, per esempio, problemi di minimizzazione, possono facilmente essere riscritti in una forma analoga a quella presentata sopra.

Metodo degli elementi finiti

Il metodo degli elementi finiti (FEM) è una tecnica numerica atta a cercare soluzioni approssimate di problemi descritti da equazioni differenziali alle derivate parziali, riducendo queste ultime ad un sistema di equazioni algebriche.

Benché esso competa in alcuni ambiti limitati con altre strategie numeriche (metodo delle differenze finite, metodo dei volumi finiti, metodo degli elementi al contorno, metodo delle celle, metodo spettrale, etc.), il metodo FEM mantiene una posizione dominante nel panorama delle tecniche numeriche di approssimazione e rappresenta il *kernel* di gran parte dei codici di analisi automatici disponibili in commercio.

L'acronimo FEM deriva dall'inglese *finite element method*.

La caratteristica principale del metodo degli elementi finiti è la discretizzazione del dominio continuo di partenza in un dominio discreto (*mesh*) mediante l'uso di primitive (*elementi finiti*) di semplice forma (triangoli e quadrilateri per domini 2D, esaedri e tetraedri per domini 3D). Su ciascun elemento caratterizzato da questa forma elementare, la soluzione del problema è assunta essere espressa dalla combinazione lineare di funzioni

dette *funzioni di base*. Da notare che la funzione viene approssimata, e non necessariamente saranno i valori esatti della funzione quelli calcolati nei punti, ma i valori che forniranno il minor errore su tutta la soluzione.

RINGRAZIAMENTI

A conclusione di questa intensa *avventura* universitaria, voglio cogliere l'occasione per ringraziare coloro i quali hanno contribuito a rendere indimenticabile questo periodo della mia vita.

Prima di tutto, vorrei esprimere la mia gratitudine nei confronti del Prof. S. Lo Nigro, che mi ha dato la possibilità di lavorare con delle persone competenti a un progetto veramente entusiasmante.

Un grazie di cuore va al Dott. L. Calabretta, per la pazienza e la comprensione che mi ha riservato in ogni momento. Per lo straordinario acume e la grande esperienza che hanno stimolato la mia curiosità e la mia voglia di migliorare. E' riuscito a risvegliare il mio entusiasmo verso la Fisica, quando ormai lo credevo estinto.

Un grazie immenso al Dott. M. Maggiore per tutta la disponibilità e l'attenzione che mi ha dedicato e per la competenza con cui mi ha seguito in questi mesi. Grazie per avermi sempre incoraggiata. Sarei felice di avere anche solo il 10% del suo intuito e della sua preparazione.

Ringrazio i miei genitori per tutti i sacrifici che hanno fatto per permettermi di studiare e arrivare alla laurea. Per il sostegno che mi hanno donato, per aver accettato ogni mia scelta anche quando per loro i miei pensieri erano incomprensibili. Per aver sopportato i miei sbalzi d'umore,

i miei pianti prima di un esame...per tutto l'amore che ogni giorno mi donano. Vi voglio un bene immenso!

Un grazie enorme va a mia sorella, per l'appoggio che mi ha dato in questi anni e, soprattutto, per aver reso le mie mattine più avventurose grazie agli inseguimenti all'autobus per CT, che puntualmente riuscivo a prendere dopo almeno cinque fermate dalla mia.

Grazie ai miei Ciccini, alias sig. Rosario e sig. Sebastiano, che riescono a trasmettermi tutta la loro gioia di vivere e la loro ansia di diventare grandi. Siete due bimbi favolosi e io vi adoro.

Ringrazio Andrea, il mio cognato preferito! Grazie per essere un esempio di solidità e consistenza. Non sai quanto io apprezzi il tuo tacito sostegno.

Grazie alla mia nonna, la mia seconda mamma. E, anche se non c'è più, grazie al mio nonnino, che fino alla fine ha sperato di vedermi diventare una *maestra*. Vi voglio bene entrambi.

Ringrazio, poi, la prima, e unica, iscritta al mio fan club: zia M. Carmela! Grazie per tutte le volte che mi hai detto di non mollare. Grazie allo zio Mario, il mio accompagnatore della domenica sera, a Rosaria e a Seby.

Grazie a zio Franco, zia Tina, Seby e Martina.

Grazie a zio Turi, zia Daniela, Seby, Daniele e Costanza.

Un grazie di cuore a Nino, Lucia e Angela. E grazie anche a Giusy, la mia sorellina, che da Napoli ha saputo farmi sentire il suo affetto e il suo appoggio.

Grazie a Cinzia, Andrea, Laura, Francesca, Rosario e Sarah, per l'amicizia che mi donano. Spero che il legame che ci unisce duri ancora a lungo...insomma, mi dovete sopportare!

Grazie ai sig. Faro, che mi hanno sempre accolta come una di famiglia, e a Elisa per la dolcezza che sa donare agli altri.

Grazie al mio vecchio gruppo di Azione Cattolica e, soprattutto, a Don. Agostino Russo, Salvo Greco, Luisa Grasso e Ciro Vitale.

Un grande grazie va anche ai miei compagni di studio, nonché amici, Ausilia Milluzzo, Peppe Stella e Angelo Occhipinti; alle mie simpatiche coinquiline, Rossella e Federica; a tutti i soci dell'*Allegra Cafè Social Club*, in modo particolare, a Rosalba, a Nadia, a Luciano, a Giuseppe e a David; a Daniela e Francesca, che mi hanno sempre fatto sentire il loro affetto e che mi sono state accanto in un momento particolarmente difficile per me e per la mia famiglia; ai ragazzi della sala tesisti, soprattutto a Roberta, a Cristina e a Diana, per i bei mesi (in particolare *Novembre*) trascorsi in loro compagnia; a Leandro per la gentilezza e la disponibilità che mi ha sempre riservato.

Un grazie particolare al Prof. C. Spitaleri per la solidarietà dimostrata mentre completavo la stesura di questa tesi.

Grazie a Lorenzo e Valeria, assidui frequentatori del galeotto *Ostello* di via Firenze; a Giovanni e Marilena per il calore rassicurante che si percepisce in loro presenza.

Grazie a Peppe, a Davide e a Fabio per le belle serate trascorse in loro compagnia guardando dvd stravaccati sul divano.

Un grazie enorme a Daniele, per l'amicizia incondizionata che mi riserva. Ti sarò sempre riconoscente per avermi sostenuto in un momento oscuro della mia vita.

Ringrazio Mariaconcetta e Rosaria, alias Saridda. Grazie per tutto quello che avete saputo donarmi in questi anni. Per avermi ascoltato e sopportato ogni volta che è stato necessario. Siete delle amiche preziose per me.

Grazie ad Angelo e Carlotta, per i tanti momenti che abbiamo trascorso insieme in serenità. Siete due persone speciali e sono felice di avervi nella mia vita.

Grazie di cuore a Salvina, per la genuinità dei suoi sentimenti e della

sua amicizia. Sei tu il vero *punto luminoso nel deserto*.

Infine, voglio ringraziare Rita e Filippo, che in questi anni mi hanno riempita di attenzioni e affetto. Anche se non lo dico spesso, vi voglio bene. Grazie anche a Enza, Lillo, Lucia e Ylenia per l'allegria contagiosa che li contraddistingue. E' bello stare in vostra compagnia.

Dulcis in fundo, ringrazio Luca, il mio tesoro. Grazie per essermi accanto sempre. Sono felice di aver fatto quella bella passeggiata di un lontano mercoledì pomeriggio. Per dirla in elfico: *elen síla lúmenn' omentielvo*.

BIBLIOGRAFIA

- [1] J. Alonso. Hadron particle therapy. In *1995 Particle Accelerator Conference*, page 58, 1995.
- [2] U. Amaldi. Cancer therapy with particle accelerators. *Nuclear Physics A*, 654:375c–399c, 1999.
- [3] U. Amaldi. The italian hadrontherapy project CNAO. *Phys. Med.*, XVII, Supplement 1, 2001.
- [4] U. Amaldi. Nuclear physics applications in diagnostics and cancer therapy. *Nuclear Physics A*, 751:409c–428c, 2005.
- [5] U. Amaldi and M. Silari. Biomedical applications of hadron accelerators. *NIM B*, 113:513–521, 1996.
- [6] J. I. M. Botman and H. L. Hagedoorn. Extraction from cyclotrons. In *CAS-CERN Accelerators School: 5th general accelerators Physics course*, pages 169–185, Jyvaskyla, Finland, 1992.
- [7] B. Carbonel, V. I. Danilov, M. Ianovici, and E. A. Polferov. Calculation of the geometry of magnetic channels for synchrocyclotrons and cyclotrons. *NIM*, 84:144–146, 1970.

- [8] G. Cuttone and L. Calabretta. Accelerators for hadrontherapy. *Rivista Medica*, 14:43–51, 2008.
- [9] D. Rifuggiato et al. Ten years of operations with the LNS superconducting cyclotron. In *17th International Conference on Cyclotrons and their Applications*, page 118, 2004.
- [10] G. Cuttone et al. I protoni e la radioterapia delle patologie oculari: primi trattamenti clinici ai LNS.
- [11] L. Calabretta et al. LNS catania project for therapy and radioisotope production. In *17th International Conference on Cyclotrons and their Applications*, pages 179–191, 2004.
- [12] Y. Jongen et al. Current status of the IBA C400 cyclotron project for hadron therapy. In *EPAC08*, page 1806, Genoa, Italy, 2008.
- [13] G. Lo Friddo. Studio di un ciclotrone superconduttore ad alta intensità per i laboratori nazionali del sud. Master’s thesis, A. A. 1997-1998.
- [14] M. M. Gordon and D. A. Johnson. Calculation of fields in a superconducting cyclotron, assuming uniform magnetization of the pole tips. *Particle Accelerators*, 10:217, 1980.
- [15] M. M. Gordon and V. Taivassalo. The Z^4 orbit code and the focusing bar fields used in beam extraction calculations for superconducting cyclotrons. *NIM A*, 247:423–430, 1986.
- [16] T. Haberer, W. Becher, D. Schardt, and G. Kraft. Magnetic scanning system for heavy ion therapy. *NIM A*, 330:296–305, 1993.
- [17] P. Heikkinen. Cyclotrons. In *CAS-CERN Accelerators School: 5th general accelerators Physics course*, pages 805–818, Jyvaskyla, Finland, 1992.

- [18] P. Heikkinen. Injection and extraction for cyclotrons. In *CAS-CERN Accelerators School: 5th general accelerators Physics course*, pages 819–839, Jyvaskyla, Finland, 1992.
- [19] W. Kleeven. Injection and extraction for cyclotrons. In *CAS-CERN Accelerators School and KVI: Specialised CAS Course on Small Accelerators*, pages 271–296, Zeegse, The Netherlands, 2005.
- [20] M. Kramer, O. Jakel, T. Haberer, G. Kraft, D. Schardt, and U. Weber. Treatment planning for heavy-ion radiotherapy: physical beam model and dose optimization. *Phys. Med. Biol.*, 45:3299–3317, 2000.
- [21] J. M. Lagniel. Status of the hadrontherapy projects in Europe. In *PAC07*, page 127, Albuquerque, New Mexico, USA, 2007.
- [22] J. J. Livingood. *Principles of cyclic particle accelerators*. Princeton, New Jersey, d. van nostrand company, inc. edition, 1962.
- [23] M. Maggiore, L. Calabretta, D. Campo, D. Garufi, L. A. C. Piazza, M. Re, and . E. Samsonov. SCENT300, a superconducting cyclotron for hadrontherapy. In *EPAC08*, page 1812, Genoa, Italy, 2008.
- [24] E. Pedroni. Status of proton therapy: results and future trends. In *EPAC94*, page 407, London, England, 1994.
- [25] W. Pohlit. Accelerators for therapy. In *CAS-CERN Accelerators School: 5th general accelerators Physics course*, pages 855–866, Jyvaskyla, Finland, 1992.
- [26] K. Prelec. Ions and ion accelerators for cancer treatment. *Fizika B*, 6:177–206, 1997.
- [27] S. Rossi and R. Orecchia. The national centre of oncological hadrontherapy (CNAO) project. *Rivista Medica*, 14:69–79, 2008.

- [28] P. R. Sarma, V. S. Pandit, and R. K. Bhandari. Improvement of field quality in passive magnetic channels by using linear programming technique. *NIM A*, 455:539–544, 2000.