

# Untersuchungen zur Strahldynamik am Harmonischen Doppelseitigen Mikrotron von MAMI-C

Dissertation

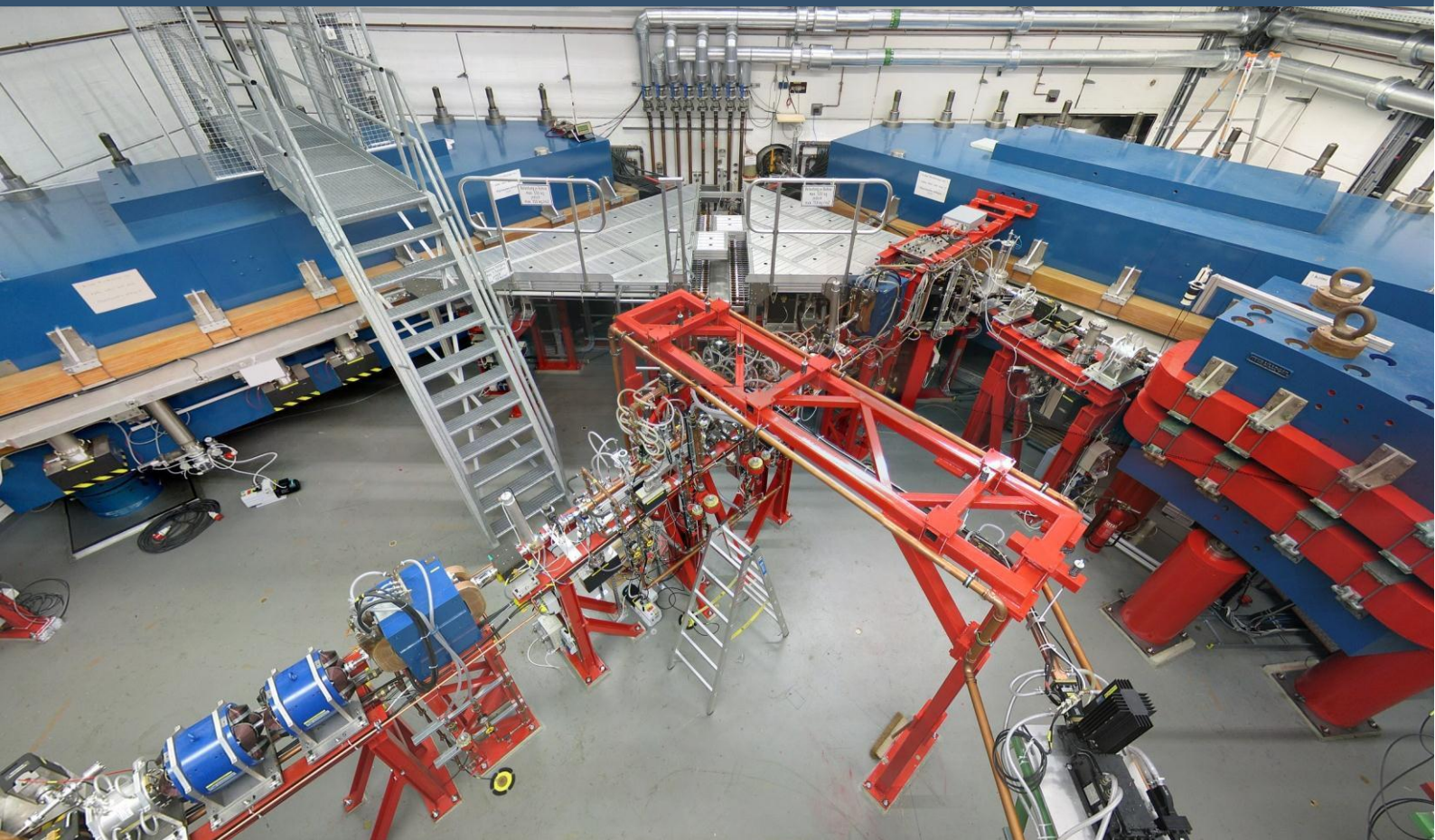
zur Erlangung des Grades  
„Doktor der Naturwissenschaften“

am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik  
der Johannes Gutenberg-Universität  
in Mainz

Marco Dehn

Institut für Kernphysik  
Johannes Gutenberg-Universität Mainz

13. Juni 2013







# **Indagini sulla dinamica del fascio al microtron armonico bifacciale del MAMI- C**

**Dissertazione  
per il conseguimento del titolo di studio  
"Dottore in Scienze Naturali"  
presso il Dipartimento di Fisica, Matematica e  
Informatica dell'Università Johannes Gutenberg  
a Magonza**

Marco Dehn

Istituto di Fisica Nucleare  
Università Johannes Gutenberg di  
Mainz

13 giugno 2013

Giorno dell'esame orale: 28 ottobre 2013

---

D77 - Dissertazione Università di Magonza

# Sintesi

Dal 1990, l'Istituto di Fisica Nucleare dell'Università di Magonza gestisce un impianto di accelerazione per esperimenti di fisica nucleare e delle particelle unico al mondo: il Microtron di Magonza (MAMI-B). Questa cascata di acceleratori è composta da tre microtroni a pista (RTM) con acceleratori lineari ad alta frequenza a 2,45 GHz, che possono accelerare un fascio di elettroni quasi continuo fino a  $100\text{ }\mu\text{A}$  a 855 MeV.

Nel 1999 è stata avviata l'implementazione della fase finale dell'espansione - un microtron armonico a doppia faccia (HDSM, MAMI-C) - con un'energia finale di 1,5 GeV. La progettazione ha richiesto alcuni passi coraggiosi, ad esempio la deflessione dei magneti con gradiente di campo e le conseguenti proprietà ottiche del fascio, che hanno un grande impatto sulla dinamica longitudinale dell'acceleratore. Ciò ha reso necessaria l'introduzione della modalità di funzionamento "armonica" con due frequenze dei due acceleratori lineari.

Molti parametri della macchina (come le ampiezze o le fasi HF) hanno un effetto diretto sul processo di accelerazione, ma le loro grandezze fisiche non sono sempre facilmente accessibili tramite misurazione. Nel caso di un RTM con una dinamica della trave relativamente semplice e ben definita, questo non è un problema nel funzionamento di routine, ma nel caso dell'HDSM la conoscenza delle grandezze fisiche è molto più importante, se non altro per il maggior numero di parametri. Nell'ambito di questo lavoro, è stato possibile sviluppare metodi adeguati di diagnosi delle travi con cui questi parametri della macchina possono essere controllati e confrontati con le specifiche di progettazione.

Poiché l'adattamento del modello di macchina a una singola misura di fase non sempre fornisce risultati univoci a causa degli inevitabili errori di misura, si ricorre a una forma di tomografia. Lo spazio di fase longitudinale viene quindi esaminato sotto forma di misura di accetanza. Un modello esteso può quindi essere adattato alla varietà di dati ottenuti, ottenendo così una maggiore significatività dei parametri del modello.

I risultati di queste indagini mostrano che l'acceleratore come sistema complessivo si comporta essenzialmente come previsto e che è possibile un gran numero di configurazioni diverse per il funzionamento del fascio - nel funzionamento di routine, tuttavia, si evita di utilizzare una configurazione collaudata per la maggior parte delle situazioni. Questo porta a una buona riproducibilità, ad esempio, dell'energia finale o dell'angolo di polarizzazione dello spin nelle stazioni sperimentali.

I risultati di questi esami sono stati parzialmente automatizzati, in modo da mettere a disposizione dell'operatore una diagnostica aggiuntiva e utile, che consente di gestire la macchina in modo ancora più affidabile.



# Astratto

L'Istituto di Fisica Nucleare dell'Università di Magonza gestisce dal 1990 un acceleratore unico al mondo per esperimenti di fisica nucleare e delle particelle. Il Mikrotron di Mainzer (MAMI-B) utilizza tre microtroni racetrack (RTM) in cascata con linac a radiofrequenza operanti a

2,45 GHz per accelerare un fascio continuo di elettroni fino a  $100\mu\text{A}$  a 855 MeV.

Nel 1999 è stata avviata la realizzazione del quarto stadio - l'Harmonic Double Sided Microtron (HDSM, MAMI-C) - che raggiunge un'energia massima del fascio di 1,5 GeV. Durante lo sviluppo sono state necessarie alcune decisioni coraggiose. Ad esempio, i magneti di curvatura con il loro gradiente e le corrispondenti proprietà ottiche del fascio hanno una grande influenza sulla dinamica longitudinale del fascio. Ciò richiede a sua volta un funzionamento armonico con due linac a radiofrequenza operanti a 4,9 GHz e 2,45 GHz.

Molti parametri delle impostazioni della macchina (come la tensione o la fase RF) hanno un grande impatto sul processo di accelerazione, ma non sempre sono facilmente quantificabili in unità fisiche. Per quanto riguarda gli RTM, con la loro dinamica del fascio relativamente semplice e ben definita, questo non è un problema. Tuttavia, nell'HDSM il maggior numero di parametri richiede una conoscenza più precisa di queste quantità. Pertanto, è necessario sviluppare metodi dedicati di diagnostica della trave per verificare i parametri importanti della macchina rispetto ai loro valori di progetto.

Tutti questi metodi non sono esenti da errori sistematici o insufficienze e quindi l'applicazione di un modello della macchina ai dati misurati non sempre produce risultati univoci. Per ovviare a questo problema si utilizza un tipo speciale di tomografia per scansionare lo spazio di fase longitudinale, ottenendo misure di accettazione. La grande quantità di dati con variazioni sistematiche consente ora di ottenere una migliore significatività dei parametri rilevati.

I risultati di queste indagini dimostrano che l'acceleratore come entità agisce come previsto e mostrano che è possibile utilizzare molte configurazioni differenti per far funzionare l'HDSM. Tuttavia, per la maggior parte delle situazioni viene stabilita una singola configurazione per migliorare la riproducibilità, ad esempio, dell'energia del fascio o dell'angolo di polarizzazione dello spin nelle aree sperimentali.

Alcuni dei risultati ottenuti sono stati automatizzati per aiutare gli operatori del MAMI con strumenti diagnostici aggiuntivi. Questi strumenti garantiscono ora un approccio più affidabile e sistematico durante il funzionamento di routine dell'HDSM.







# Indice dei contenuti

<b>Parte I. Di microtroni e politroni</b>	<b>1</b>
<b>1 Il microtron armonico a doppia faccia (HDSM)</b>	<b>3</b>
1.1 Il Microtron di Magonza (MAMI) .....	3
1.1.1 Acceleratori lineari RF a ricircolo per particelle relativistiche .....	4
1.1.2 La cascata MAMI-B dal 1990 .....	8
1.1.3 Estensione della cascata a MAMI-C .....	8
1.1.4 Il microtron armonico a doppia faccia (HDSM) .....	10
1.2 Il principio del microtron .....	13
1.2.1 Condizioni di coerenza alle energie relativistiche .....	13
1.2.2 Energie più elevate con MAMI-C .....	14
1.3 Il sistema di deflessione e le sue proprietà .....	15
1.3.1 Messa a fuoco del fascio di luce .....	17
1.3.2 Messa a fuoco longitudinale .....	20
1.4 Sistemi periodici: fondamenti di dinamica longitudinale .....	21
1.4.1 Descrizione per dinamica lineare del fascio .....	21
1.4.2 Formalismo matriciale della dinamica del fascio .....	22
1.4.3 Stabilità, autovalori e fenomeni di risonanza .....	24
1.4.4 Influenza del gradiente di campo magnetico sulla dinamica longitudinale ..	28
1.4.5 Stabilità longitudinale del DSM .....	29
1.5 Il microtron armonico a doppia faccia come caso speciale per MAMI-C .....	29
1.5.1 Colpo subarmonico .....	31
1.5.2 Stabilità longitudinale dell'HDSM .....	32
1.5.3 Conseguenza del cambiamento di fase del target nell'HDSM .....	32
1.5.4 Conseguenze in esercizio e per le indagini dinamiche sulle travi .....	34
1.5.5 Accoppiamento tra gli spazi di fase .....	35
<b>Parte II. Diagnostica del fascio e altri sistemi al MAMI</b>	<b>37</b>
<b>2 Diagnosi a raggi e altri sistemi al MAMI</b>	<b>39</b>
2.1 Sistemi di monitoraggio invasivi .....	41
2.1.1 Sfumature .....	41

2.2	Sistemi di monitoraggio non invasivi .....	43
2.2.1	Monitor per radiazioni di sincrotrone .....	43
2.3	Vari sistemi diagnostici .....	43
2.3.1	Sonda Forester per la misura della corrente .....	44
2.3.2	Le sonde di ionizzazione monitorano le perdite del fascio .....	44
2.4	Sistema ad alta frequenza .....	45
2.4.1	Tensione di accelerazione.....	45
2.4.2	Cambiamento di fase .....	47
2.4.3	Misure di fase Autodyne.....	51
2.5	Misure di campo magnetico .....	52
2.6	Monitor ad alta frequenza .....	53
2.6.1	Fondamenti.....	53
2.6.2	Varie funzioni dei monitor HF .....	54
2.6.3	Elaborazione del segnale analogico.....	55
2.6.4	Monitoraggio HF nell'acceleratore a ricircolo .....	56
2.6.5	Raccolta dati .....	58
2.7	Elaborazione dati .....	62
2.7.1	Interpretazione e analisi dei segnali.....	62
2.7.2	Archiviazione dei dati grezzi dell'ADC .....	63
2.7.3	Prestazioni di acquisizione dati.....	64

### **Parte III. Processi e metodi elementari**

**67**

#### **3 Processi e metodi elementari**

**69**

3.1	Misure di fase con monitor HF nel microtron.....	70
3.1.1	Monitor di fase negli RTM.....	70
3.1.2	Monitor di fase in HDSM.....	71
3.2	Metodi elementari per le misure di fase in HDSM.....	72
3.2.1	Misura precisa della fase con sfasatori a guida d'onda .....	73
3.2.2	Determinazione delle fasi del proiettile .....	73
3.3	Calibrazione dei monitor di fase .....	75
3.3.1	Requisiti per una routine di misurazione automatica .....	76
3.3.2	Analisi migliorata con segnale di fase e intensità (simultaneo) .	76
3.3.3	Miglioramento dell'analisi del segnale dei dati grezzi dell'ADC.....	78
3.3.4	Misure di fase veloci con singoli impulsi diagnostici .....	81
3.4	Esame dei linac.....	81
3.4.1	Metodi di misurazione .....	84
3.4.2	Risultati .....	88
3.5	Calibrazione dei monitor di posizione dell'HDSM.....	91

*Indice dei contenuti*

---

3.6	Metodi di misura flessibili .....	94
3.6.1	Indagine sulla misurazione della fase negli RTM .....	94

3.6.2	Determinazione della fase nelle sezioni di corrispondenza e annichilazione di MAMI-B .....	94
3.6.3	Utilizzo nel controllo della posizione delle radiazioni prima dell'esperimento A4 .....	94
3.7	Risultati delle indagini .....	94

## **Parte IV. Dinamica del fascio 97**

<b>4</b>	<b>Dinamica del fascio</b>	<b>99</b>
4.1	Studio della dinamica longitudinale dell'HDSM .....	99
4.2	Dinamica longitudinale nell'HDSM .....	101
4.2.1	Modello di dinamica longitudinale .....	103
4.2.2	Implementazione del modello di dinamica della trave longitudinale ....	104
4.2.3	Adattamento del modello .....	106
4.3	La tomografia dello spazio di fase come base per ulteriori indagini .....	109
4.3.1	Misure di accettazione come tomogrammi dello spazio di fase .....	110
4.3.2	Misure di fase durante la misurazione di accettazione .....	112
4.3.3	Ottimizzazione dei parametri di simulazione (fit) .....	115
4.4	Risultati del modello .....	121
4.4.1	Simulazione dell'energia di scarto .....	122
4.4.2	Stabilità dell'angolo di rotazione .....	124
4.5	Analisi delle oscillazioni di sincrotrone .....	125
4.5.1	L'andamento del punto operativo nell'HDSM .....	126
4.5.2	Determinazione dell'oscillazione del sincrotrone dalla risposta di fase .	129
4.5.3	Valutazione dell'oscillazione del sincrotrone .....	131
4.5.4	Misure di accettazione e oscillazioni di sincrotrone .....	133
4.5.5	Stabilità della dinamica longitudinale .....	133
4.6	Ottimizzazione dell'acceleratore in modalità fascio .....	134
4.6.1	Ottimizzazione con tomogrammi dello spazio di fase .....	136
4.6.2	Ottimizzazione della fase grazie all'oscillazione di sincrotrone .....	136
4.7	Risultati delle indagini dinamiche sulle travi .....	138

## **Parte V. Sintesi e prospettive 141**

<b>5</b>	<b>Sintesi e prospettive</b>	<b>143</b>
5.1	Sintesi .....	143
5.2	Prospettiva .....	145

## **Parte VI. Appendice 147**

### **Elenco delle figure 149**

### **Elenco delle tabelle 151**

<b>Indice</b>	<b>153</b>
<b>Bibliografia</b>	<b>155</b>
<b>Pubblicazioni</b>	<b>163</b>
<b>Riconoscimento</b>	<b>165</b>

## Elenco dei simboli

Simbolo	Spiegazione	Unità
$q, e$	Carica, carica elementare	[C]
$m, m_0$	Massa, massa a riposo	[kg]
$t, T_i$	Tempo, punto nel tempo di una rotazione	[s]
$u(t)$	Tensione del segnale dipendente dal tempo	[V]
$\phi$	Fase di un'alta frequenza (come specifiche)	[°]
$\Delta\phi$	spostamento di fase statico tra due linac	[°]
$\phi$	Fase misurata (ad es. con monitor di fase)	[°]
$\Psi$	Avanzamento di fase dell'oscillazione del sincrotrone	[°]
$q = \Psi/2\pi$	Punto di lavoro ("sintonia") dell'oscillazione di sincrotrone	
$A_s$	Ampiezza dell'oscillazione del sincrotrone	[°]
$\psi_0$	Fase iniziale dell'oscillazione di sincrotrone	[°]
$x, y, z$	Coordinate cartesiane (sistema di coordinate mobili)	[m]
$x^\theta, y^\theta, z^\theta$	Impulsi in coordinate cartesiane (sistema di coordinate in movimento)	[mrad]
$R$	Radius di un percorso circolare	[m]
$\theta$	Angolo di deflessione	[°]
$c$	Velocità della luce	[m/s]
$v$	Velocità	[m/s]
$\beta = v/c$	Velocità in unità <i>dic</i>	
$\gamma = \frac{1}{1-\beta^2}$	fattore di Lorentz relativistico	
$\lambda$	Lunghezza d'onda dell'alta frequenza	[m]
$\nu, f$	Frequenza dell'alta frequenza	[GHz]
$\omega$	Frequenza circolare	[Hz]
$\tau$	Periodo di alta frequenza	[s]
$\eta$	Efficienz	[%]
$k$	Numero d'onda	[1/m]
$i$	Corrente di radiazione	[A]
$i, j, k$	Numero di una circolazione	
	Campo magnetico	[T]
$E, \Delta E, \delta E$	Energia, guadagno di energia, variazione di energia	[MeV/c <sup>2</sup> ]
$U_0$	Tensione di picco (anche ampiezza) del linac	[MV]
	Lunghezza totale del linac	[m].
$Q(Q_0, Q)_L$	Qualità di un risonatore (scarico/carico)	
$r_{shunt} = Q/Z$	Impedenza shunt di un risonatore	[MΩ/m]
$Z$	Impedenza di un circuito risonante	[Ω]
	Costante di accoppiamento	
	Potenza	[W]
$p, \Delta p, \delta p$	Impulso	[MeV/c]
$N$	Numero di linac o sistemi di deflessione (Polytron)	
$n$	numero armonico del microtronco	
$M, D, L$	matrici di trasferimento della dinamica della trave	
	longitudinale	
$M$	Modello di acceleratore	
$k, \Delta k$	Configurazione dell'acceleratore, modifica della configurazione	

## Elenco delle abbreviazioni

Abbreviazione	Pagina	Significato
MAM	MainzerMikrotron	3
RTM	racetrackmicrotron	3
DSM	DoubleSidedMicrotron	4
HDSM	MarmonicaDoppia facciaMicrotrone	29
DBM	" <b>doublebalancedmixer</b> " (mixer HF)	55
HF	alta frequenza	4
Linac	"linearaccelerator" (acceleratore lineare ad alta frequenza)	3
CW	"onda continua	7
DC	" <b>directcurrent</b> " (corrente continua)	56
DAC	"convertitore digitale <b>analogico</b> "	39
ADC	"convertitore <b>analogico</b> digitale"	58
Algoritmo LM	Levenberg-Marquardt	117
PSO	" <b>ParticleSwarmOptimisation</b> " (ottimizzazione delle	118



**Parte I.**

**Di microtroni e politroni**

**Microtrone, n, ciclotrone, n di elettroni**, un acceleratore di elettroni simile al ciclotrone ionico per le energie fino a circa 30 MeV. Gli elettroni scorrono in una camera a vuoto tra i poli di un campo magnetico costante su percorsi circolari che si toccano tangenzialmente in un punto. Nel punto di contatto dei percorsi circolari, vengono accelerati dal forte campo elettrico di un risonatore a cavità a microonde. Poiché la velocità degli elettroni a queste energie è prossima alla velocità della luce, il tempo orbitale varia con l'energia e il raggio orbitale, a differenza del ciclotrone ionico. Pertanto, l'aumento di energia per orbita deve essere scelto in modo che l'aumento del tempo orbitale sia un multiplo del periodo dell'oscillazione a microonde. La stabilità si ottiene quando l'aumento di energia è di nuovo un multiplo della massa a riposo dell'elettrone. Nel 1944 il principio fu descritto da V. Veksler e nel 1948 la prima M. fu descritta da W. J. Henderson, H. Le Caine e R. Montalbetti.

Brockhaus Enzyklopädie, 17a edizione, volume 12, 1971

**Risonatore a cavità**, circuito oscillante utilizzato nella tecnologia ad alta frequenza per oscillazioni elettromagnetiche di frequenza molto elevata. Nel caso più semplice si tratta di una scatola metallica cilindrica chiusa su tutti i lati. Si può immaginare che venga creato facendo ruotare un normale circuito oscillante costituito da due piastre circolari parallele (condensatore) e da un arco di filo (bobina) attorno alla linea che collega i centri dei cerchi.

Enciclopedia Brockhaus, 17a edizione, volume 8, 1971

Prima vedere, poi pensare,  
poi testare. Ma sempre  
prima vedere. Altrimenti  
vedrete solo  
quello che ci si aspettava.  
Molti scienziati lo  
dimenticano.

---

(Douglas Adams)

# 1 Il microtron armonico a doppia faccia (HDSM)

L'affascinante storia di successo dell'Istituto di Fisica Nucleare di Magonza risale agli anni '60, quando entrò in funzione l'acceleratore lineare pulsato da 300 MeV (Linac) [1]. Da allora, sono stati raggiunti importanti successi internazionali nei campi della fisica nucleare e delle particelle, nonché nel campo della fisica degli acceleratori, poiché l'impianto di accelerazione è stato costantemente sviluppato per soddisfare i requisiti degli esperimenti [2, 3].

Per lo studio della materia e delle forze fondamentali della fisica, l'elettrone è apprezzato come sonda elettromagnetica perché può essere considerato una particella puntiforme negli esperimenti. A differenza degli adroni, dove la quantità di moto individuale dei partoni deve essere presa in considerazione nelle collisioni ad alta energia, l'intera energia  $E_e$  dell'elettrone può entrare direttamente nella collisione. Pertanto, le indagini con un fascio di elettroni sono solitamente più facili e precise da analizzare rispetto ai fasci di adroni.

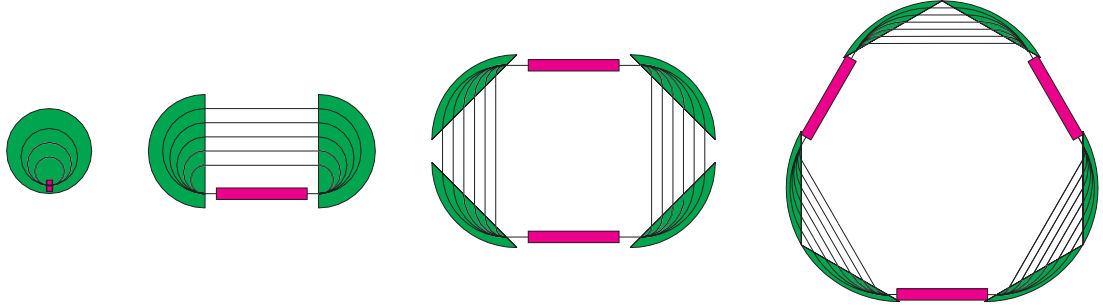
## 1.1 Il Microtron di Mainz (MAMI)

Già negli anni '70 i ricercatori di Magonza studiavano la possibilità di generalizzare il microtron racetrack (RTM), costituito da una sezione accelerante e due magneti deflettori da  $180^\circ$ , a più sezioni *acceleranti* e magneti deflettori accoppiati, al fine di generare un fascio di elettroni il più possibile continuo con energie ben superiori a 1 GeV per esperimenti di fisica nucleare e delle particelle. Le intensità del fascio fino a 100  $\mu A$  sono mirate a raggiungere un'elevata efficienza negli esperimenti a bersaglio fisso. La denominazione generica di *politrone*<sup>1</sup> dovrebbe essere utilizzata per questi microtroni a più facce con "molti" magneti [5];

---

<sup>1</sup>In realtà, il termine "polytron" è stato coniato in relazione alla ricerca sul plasma e alla fusione nucleare già nel 1961 da M.G. Haines ("Experiments on the Polytron, a toroidal Hall accelerator employing cusp containment") per la generazione di un plasma [4].

il microtron bifacciale (DSM,  $N = 2$  per i tratti ramificati) era inizialmente "Bizyklotron" [6], i successivi ordini superiori sarebbero "Hexatron" ( $N = 3$  linee rette) o "Octotron" ( $N = 4$ ). La Figura 1.1 mostra schematicamente i primi rappresentanti dei politroni.



**Figura 1.1:**

Famiglia di microtroni: microtron "classico", RTM, DSM, hexatron. I magneti sono mostrati in verde, i linac RF in viola e i percorsi di ricircolo in nero (non in scala).

---

La struttura fondamentalmente semplice dei microtroni fa sì che poche correlazioni fondamentali forniscano già una buona panoramica delle possibilità del rispettivo acceleratore [5, 7]. Queste interrelazioni sono riassunte nelle sezioni seguenti per comprendere le difficoltà che sono state elaborate in dettaglio durante la progettazione. Ciò dà origine a diverse domande, che vengono esaminate a partire dal Capitolo 2. Il capitolo 3 mostra come i risultati delle misurazioni fondamentali siano stati combinati per ottenere informazioni aggiuntive. In particolare, il capitolo 4 confronta i risultati con i parametri scelti in fase di pianificazione.

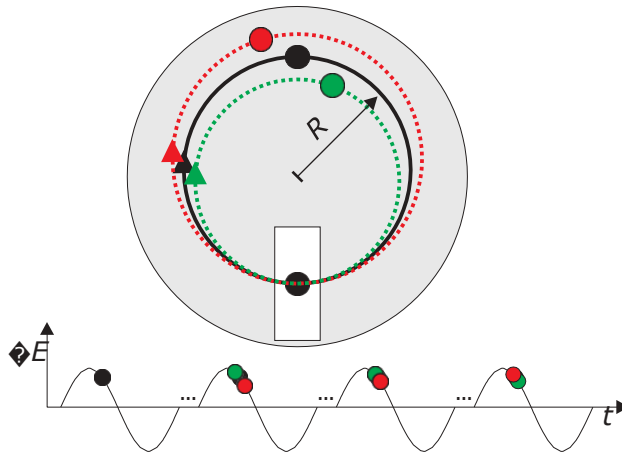
Normalmente, il comportamento della particella bersaglio viene studiato mentre attraversa l'acceleratore sulla traiettoria del bersaglio. La particella sperimenta il guadagno di energia del bersaglio  $\Delta E_{\text{Soll}}$ , poiché raggiunge la distanza di accelerazione nella fase del bersaglio  $\varphi_{\text{Soll}}$ . Tutte le altre particelle sono caratterizzate nella dinamica lineare del fascio dalle loro deviazioni (ad esempio  $\delta E$ ,  $\delta \varphi$  o simili).

### 1.1.1 Acceleratori lineari RF a ricircolo per particelle relativistiche

I microtroni da pista (RTM *per race track microtron*) basati su un'idea di Schiff [8] combinano acceleratori lineari ad alta frequenza (linac) con il ricircolo del fascio di elettroni relativistici attraverso un opportuno sistema di magneti deflettori. Il fascio può essere accelerato più volte dal linac grazie al guadagno di energia  $\Delta E = eU_{\text{Linac}} - \cos(\varphi_{\text{Soll}})$  se il tempo di volo del ricircolo è un multiplo intero del periodo di accelerazione RF  $\tau = \lambda_{\text{HF}} / c$ . Qui  $U_{\text{Linac}}$  (nel seguito per lo più indicato con  $U_0$ ) è la tensione massima del linac e  $\varphi_{\text{Soll}}$  la fase nominale del fascio

rispetto al massimo della radiofrequenza. Poiché si utilizza un linac a radiofrequenza, il fascio accelerato non può essere continuo, ma sarà costituito da singoli pacchetti (bunches) la cui velocità massima di inseguimento corrisponde normalmente alla radiofrequenza utilizzata.

Tra i vari acceleratori lineari a ricircolo, gli RTM svolgono un ruolo speciale: nonostante il ricircolo relativamente semplice con l'aiuto di due magneti deflettori da  $180^\circ$  ciascuno, la focalizzazione di fase intrinseca (Figura 1.2 e Sezione 1.4) di tali ricircolatori compensa automaticamente le fluttuazioni del guadagno di energia  $\Delta E$ , poiché a causa della dispersione longitudinale del sistema deflettore, il tempo di volo di un'orbita per le particelle relativistiche è proporzionale alla loro energia [9]. Di conseguenza, le fluttuazioni del guadagno di energia non agiscono come una somma sull'energia finale, ma sono ridotte dal numero di ricircoli, cosicché un microtron con pochi ricircoli avrà idealmente una fluttuazione dell'energia finale significativamente minore rispetto a un linac di energia comparabile.



**Figura 1.2:**

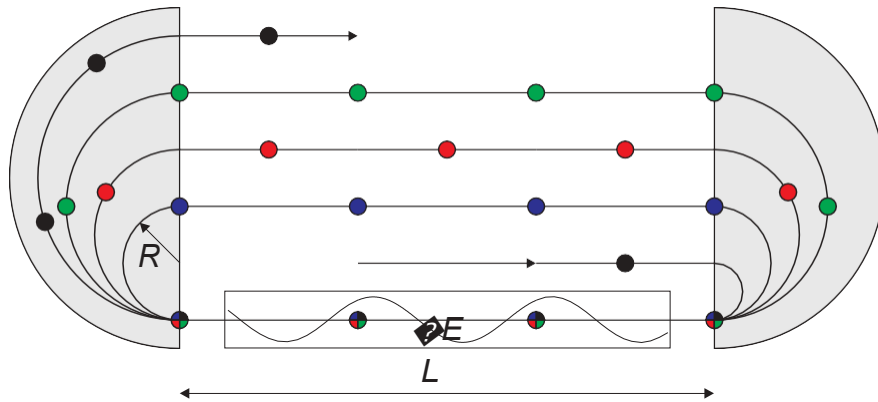
Focalizzazione longitudinale (focalizzazione di fase) nel microtron "classico": anche nel piano longitudinale, la focalizzazione di fase attraverso il campo magnetico (grigio) e l'accelerazione (bianco) assicura che le particelle con errori di energia  $\Delta E$  (rosso) e  $\Delta E$  (verde) raggiungano il target (nero) in ritardo o in anticipo rispetto alla particella target (nero). Se la fase dell'HF è selezionata in modo che la particella bersaglio si trovi sul fianco di caduta del campo elettrico, le deviazioni di energia sono entro pochi giri.

Poiché gli elettroni sono già relativistici a basse energie e quindi la velocità aumenta solo di poco, un singolo acceleratore lineare a radiofrequenza può essere utilizzato per accelerare contemporaneamente diverse energie <sup>2</sup>.

<sup>2</sup>La velocità di fase dell'accelerazione ad alta frequenza  $v_p$  deve corrispondere alla velocità della luce. Quindi la fase nominale  $\phi_{\text{Soll}}$  rimane praticamente costante durante un passaggio Linac.

### Caratteristiche principali: Sistema di deflessione e acceleratore lineare

Le caratteristiche essenziali dei microtroni racetrack sono due magneti deflettori normalmente omogenei a  $180^\circ$  (si può immaginare il microtron "classico" diviso al centro) e un linac a radiofrequenza, che fornisce il necessario guadagno di energia per le particelle relativistiche (Figura 1.3). Già nel 1967 è stato proposto di utilizzare gli RTM per generare un fascio continuo di elettroni ad alta energia per esperimenti di precisione [10].



**Figura 1.3:**

Racetrack microtron (RTM): i magneti (grigi) deviano il fascio o i grappoli (iniezione, cerchi neri) di  $180^\circ$  nel linac. Dopo l'accelerazione di  $\frac{q}{\gamma m_0}$  il raggio di deflessione  $R$  più grande (grappoli blu), ecc. La distanza  $L$  dei sistemi di deflessione può essere utilizzata per il linac e gli elementi di focalizzazione.

### Le alte energie richiedono una cascata di microtroni

Affinché gli elettroni nel linac vengano accelerati a ogni passaggio, devono sempre entrare nel risonatore con la fase  $\varphi$  corretta (condizione di coerenza, sezione 1.2.1). Per questo, il tempo di volo deve essere un multiplo intero del periodo RF  $T_{HF}$ . La frequenza del ciclotrone  $f_z$  corrisponde alla frequenza orbitale della prima orbita e quindi alla frequenza minima dell'acceleratore RF nel microtron "classico". Collega l'energia  $E = \gamma m c_0^2$  (massa a riposo  $m_0$ ) e il campo magnetico  $B$ :

$$f_z = \frac{1}{2\pi} - \frac{q}{\gamma m_0} - B \quad (1.1)$$

Con un campo magnetico di 1 T, per  $\gamma = 1$  si ottiene una frequenza di ciclotrone di 28 GHz. Da ciò si possono trarre due conclusioni:

1. Nel microtron classico, gli elettroni "lenti" ( $\gamma < 10$ ) possono essere accelerati in modo sensibile solo con campi magnetici  $B \sim 0,1$  T per ottenere alte frequenze nella gamma tecnica.

L'obiettivo è quello di poter utilizzare la gamma della banda S (2-4 GHz), che è facile da controllare; tuttavia, le alte energie sono antieconomiche a bassi campi magnetici a causa dei grandi raggi di curvatura.

2. Gli elettroni ad alta relatività ( $\gamma \gg 1$ ), invece, possono essere accelerati anche con la tecnica della banda S, ma ora con campi magnetici di 1 T o più.

Nel complesso, entrambe le conclusioni giustificano la costruzione di una cascata di microtroni per raggiungere energie più elevate [11]. Con una frequenza di accelerazione costante<sup>3</sup> nella cascata, i campi magnetici di ogni stadio sono quindi selezionati per corrispondere al rispettivo intervallo di energia.

### Acceleratore ad alta frequenza

I parametri di lunghezza totale  $L$ , guadagno energetico  $\Delta E$  e frequenza operativa  $\nu$  del linac possono essere adattati alle condizioni locali. Di solito si utilizzano risonatori a cavità normalmente conduttivi con  $Q_0$  scarico da  $10^3$  a circa  $10^4$ . A frequenze nella banda S, si possono ottenere gradienti di accelerazione di circa 10 MV/m e oltre (pulsati) e di circa 1 MV/m (CW), limitati solo dalla potenza RF disponibile o dal raffreddamento, poiché gran parte della potenza  $P_{HF}$  è dissipata nei risonatori [7, 12, 13].

Con l'impedenza shunt<sup>4</sup>  $r_{shunt}$  è possibile calcolare la tensione massima di accelerazione di una sezione di accelerazione in funzione della potenza RF accoppiata:

$$U_0 = n_{acc} \sqrt{2 \lambda_{HF} r_{shunt} P_{HF}}$$

(1.2) Dove  $n_{acc}$  è il numero di celle di accelerazione. Nel caso delle sezioni MAMI  $r_{shunt}$  a circa 70 MΩ/m a 2,45 GHz e a circa 80 MΩ/m a 4,9 GHz. Con una lunghezza di circa 1 m e  $n_{acc} = 35$ , è necessaria una potenza di circa 15 kW per un guadagno di energia di 1 MeV dalle sezioni a 4,9 GHz. Sia la sezione a 2,45 GHz che quella a I klystron a 4,9 GHz forniscono una potenza di uscita compresa tra 50 kW e 60 kW. La potenza è ideale per alimentare una sezione di due metri a 2,45 GHz o due sezioni a 4,9 GHz ciascuna.

Se si vuole accelerare un fascio di corrente di 100 μA con un linac, l'Efficienza  $\eta = P_{Strahl}/P_{HF}$  100 W/15 kW di queste strutture normalmente conduttrici è molto piccola. È quindi molto più economico se il fascio attraversa la struttura più volte.

<sup>3</sup>La frequenza di ripetizione del bunch  $\nu_{bunch}$  del primo stadio determina la frequenza minima di tutti gli stadi successivi. <sup>4</sup>Nella cascata possono essere utilizzati solo *multipli* interi di questa frequenza.

La relazione  $U_0 = \sqrt{2 P_{HF} r_{shunt}}$  lega alla risonanza l'impedenza shunt  $r_{shunt}$ , la

è determinata dalla geometria di un risonatore, la potenza accoppiata  $P_{HF}$  con la tensione di picco  $U_0$  del singolo risonatore [14].

### 1.1.2 La cascata MAMI-B da 1990

L'era dell'acceleratore lineare pulsato di Magonza si è conclusa nel 1989. Più di dieci anni prima, si era deciso di costruire una cascata di tre RTM che avrebbero raggiunto un'energia di 855 MeV con una corrente di fascio di 100  $\mu\text{A}$  [11, 15]. Gli RTM, costruiti in due fasi di espansione, si sono dimostrati molto affidabili e hanno fornito un'eccellente qualità del fascio: energie finali fino a 855 MeV e intensità di fascio fino a 100  $\mu\text{A}$  con polarizzazione all'85% sono disponibili in operazioni di routine per esperimenti di fisica nucleare e delle particelle [16-18]. La Figura 1.4 mostra l'attuale planimetria dell'impianto di accelerazione.

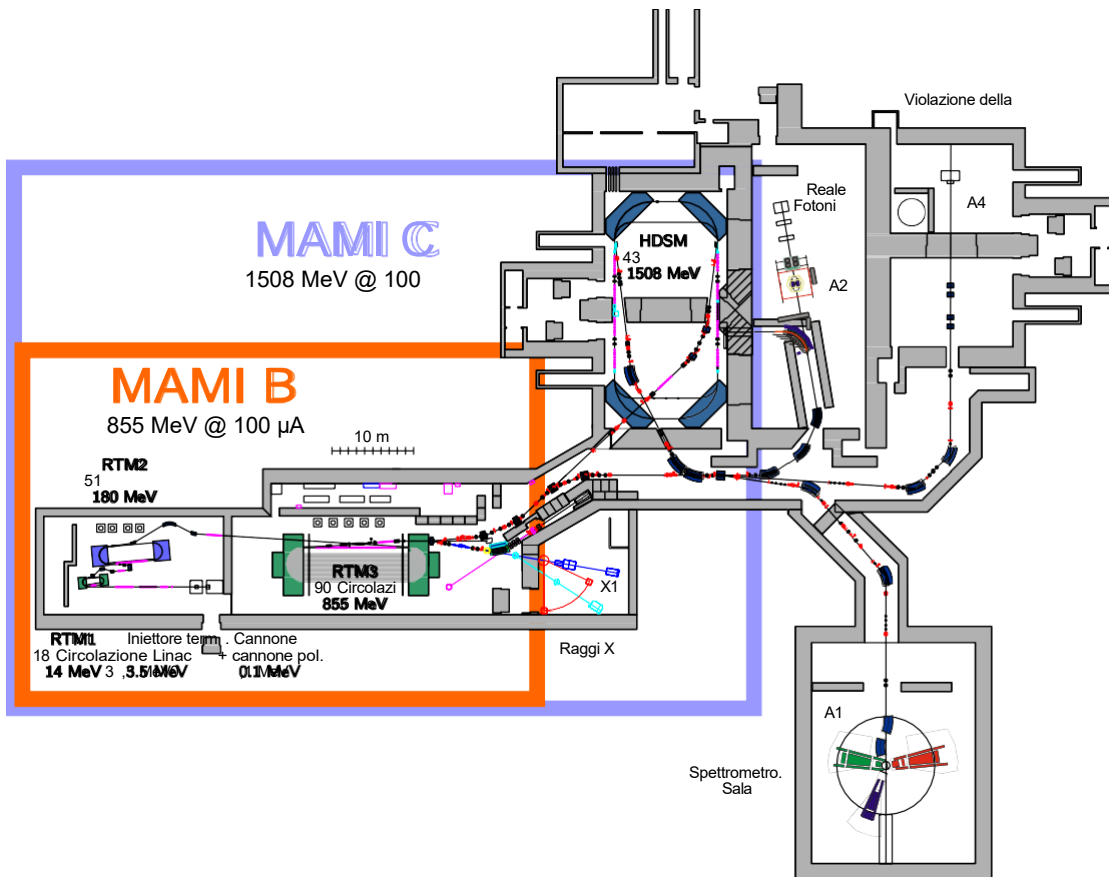
### Alta qualità del fascio del microtron a cascata

L'energia assoluta del fascio può essere determinata con un'accuratezza di  $\pm 160$  keV misurando con grande precisione il raggio di curvatura nel campo magnetico noto del magnete deflettore RTM3 [19]. Inoltre, le fluttuazioni relative naturali  $\Delta p/p^{10^{-4}}$  possono essere ridotte a quasi  $\Delta p/p^{10^{-6}}$  misurando il tempo di volo dipendente dall'energia del fascio estratto attraverso il magnete deflettore RTM3 utilizzando due monitor di fase RF (vedi capitolo 2) e stabilizzandolo di conseguenza [20]. L'ampiezza naturale dell'impulso a 855 MeV è di circa  $\delta p$  12 keV, causata essenzialmente dall'emissione stocastica di quanti di radiazione di sincrotrone nell'RTM3.

### 1.1.3 Estensione della cascata a MAMI- C

Tuttavia, la soglia di produzione di alcuni mesoni e iperoni di interesse fisico-nucleare richiede un'energia del fascio più elevata di quella del MAMI-B. A partire da circa 2 GeV, l'impianto di stiramento di elettroni (ELSA) di Bonn potrebbe essere utilizzato per esperimenti complementari. Tuttavia, tale sincrotrone non è adatto per alcuni degli esperimenti previsti (ad esempio, intensità superiori a 1  $\mu\text{A}$ , violazione della parità). Pertanto, nel 1999, si è deciso di aumentare l'energia da 855 MeV a circa 1,5 GeV nell'ambito del neonato Centro di Ricerca Collaborativa 443 del DFG ("Struttura a molti corpi di sistemi fortemente interagenti") per colmare questa lacuna. Anche in questo caso è stata utilizzata essenzialmente la tecnologia collaudata di MAMI (cioè nessuna innovazione tecnologica come strutture superconduttrici ad alta frequenza o magneti) per non compromettere la buona qualità e affidabilità del fascio di MAMI anche alle energie più elevate.





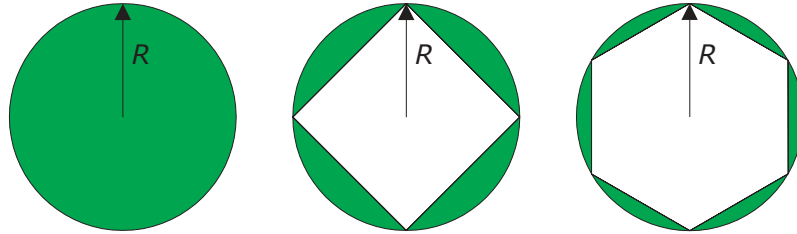
**Figura 1.4:**

Pianta dell'impianto di accelerazione MAMI: il MAMI-B è entrato in funzione nel 1990-1991 negli edifici appositamente costruiti. La linea di fascio da RTM3 e la sala spettrometri sono state costruite in parallelo. Le altre parti dell'edificio (HDSM, A2 e A4) risalgono all'epoca dell'acceleratore lineare di Magonza e sono state utilizzate come stazioni sperimentali prima del MAMI-C. I costi elevati di un nuovo edificio separato per l'HDSM hanno fatto sì che l'HDSM venisse allestito in due di queste sale sperimentali (originariamente collaborazione X1). La collaborazione X1 si è a sua volta trasferita nella sala di carico più piccola direttamente adiacente all'RTM3. Per tutti gli altri esperimenti (A1, A2 e A4), tutte le energie accessibili con MAMI-C sono disponibili dal 2007.

## No RTM4

Diverse argomentazioni sono contrarie a un altro RTM: a causa della grande massa magnetica<sup>5La</sup>, l'acceleratore sarebbe relativamente costoso; inoltre, il guadagno di energia relativamente piccolo implica un numero relativamente elevato di ricircoli, che al di sopra di 1 GeV significherebbe anche un forte aumento delle perdite di radiazione di sincrotrone e un aumento dell'ampiezza dell'energia.

Un microtron bifacciale richiede solo una frazione della massa magnetica rispetto a un microtron comparabile (cioè con lo stesso campo magnetico), soprattutto perché il fascio penetra meno profondamente nel magnete e la Polfläche diventa complessivamente più piccola [7]: Se il magnetflächendell'RTM è  $2R^2$ , per un microtron bifacciale si ottiene  $(\pi - \frac{3\sqrt{3}}{2})R^2$  etc., dove  $R$  è il raggio di curvatura dell'ultima rivoluzione. L'effetto di risparmio relativo di Polfläche è maggiore da  $N = 1$  a  $N = 2$ , come illustrato schematicamente nella Figura 1.5.



**Figura 1.5:**

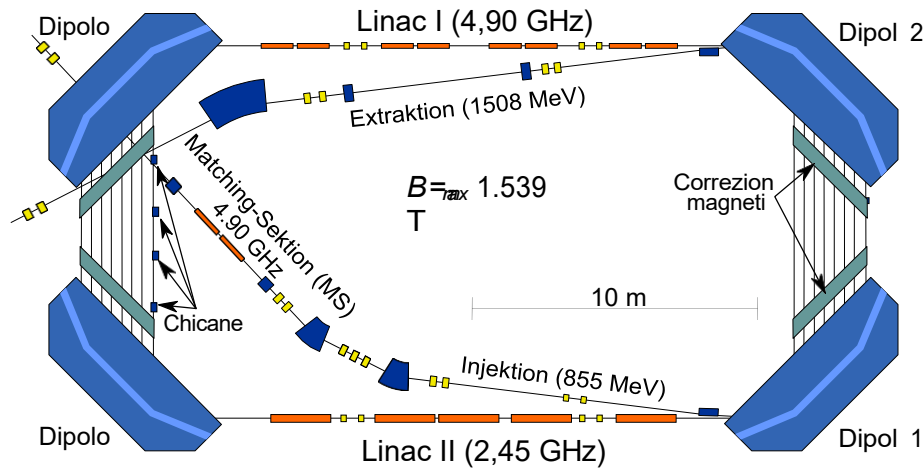
Polfläche di diversi tipi di microtron: La Polfläche a un dato campo magnetico  $B$  ed energia  $E$  è maggiore per il microtron classico (cercchio) e diminuisce con l'aumentare del numero di facce (poligono).

### 1.1.4 Il microtron armonico a doppia faccia (HDSM)

L'HDSM (Figura 1.6 e 1.7) è adattato alla situazione specifica del MAMI:

- L'acceleratore occupa l'intero spazio disponibile di due ex sale esperimenti (vedi Figura 1.4).
- La focalizzazione trasversale può essere realizzata come negli RTM con magneti a quadrupolo sugli assi del linac, perché il rapporto tra l'energia di scarto e quella iniettata è di soli 1508 MeV / 855 MeV, molto più piccolo rispetto a tutti i precedenti RTM del MAMI.

<sup>5La</sup> massa magnetica scala quasi con  $E^3$ , quindi aumenterebbe drasticamente da RTM3 con 2×450 t a RTM4 con 2×3000 t, se il campo magnetico rimane costante.

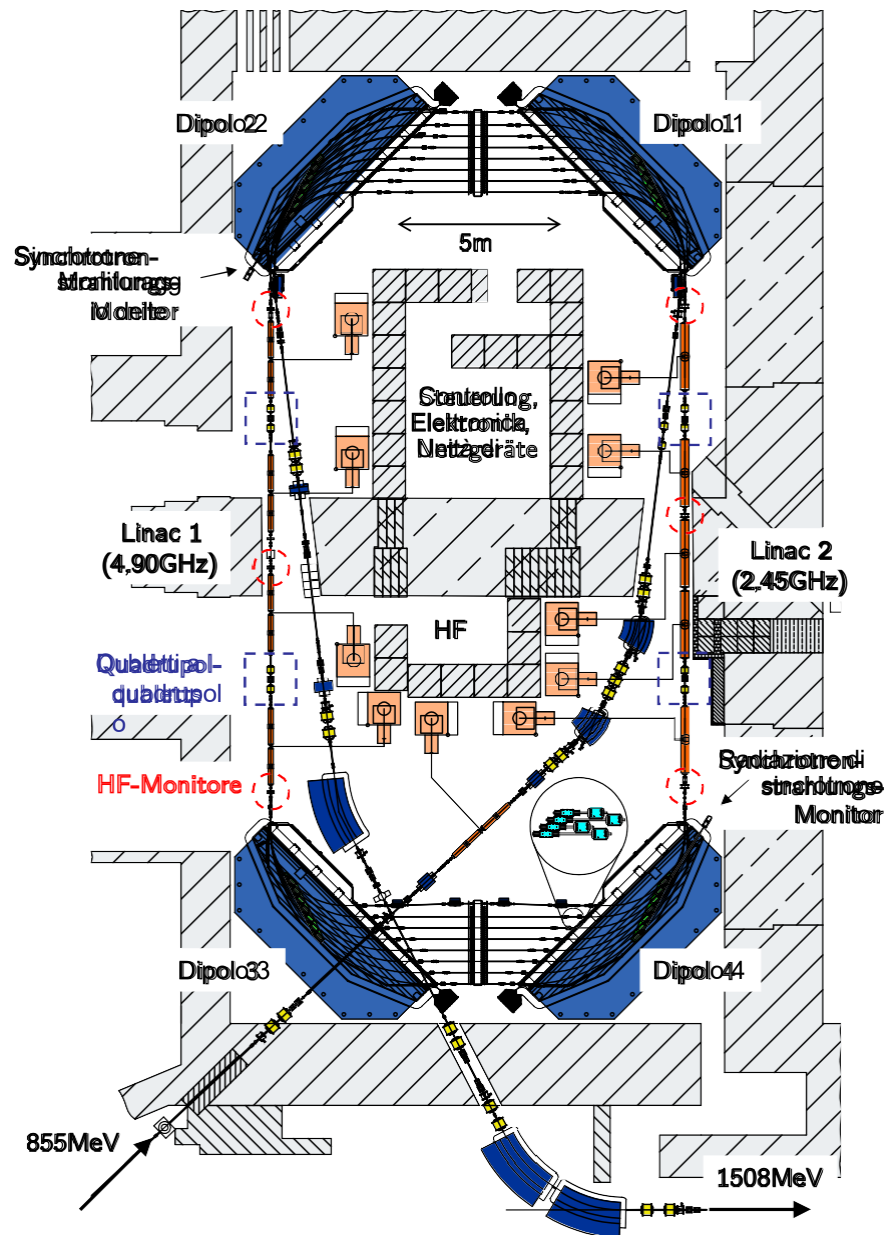
**Figura 1.6:**

Schema dell'HDSM: dopo l'iniezione (corrispondenza dell'energia con la sezione di corrispondenza), due linac (4,9 GHz e 2,45 GHz, sezione 1.5) accelerano gli elettroni. Magnet di correzione (due coppie h/v ciascuna) sui percorsi di ritorno dispersivi guidano ogni orbita centrata dal linac successivo. La "chicane" di quattro magneti nel primo circuito tra il dipolo 3 e 4 estende la distanza di corsa per completare la regolazione longitudinale (sezione 1.4.3).

Gli approcci più importanti dell'HDSM sono elencati qui di seguito:

- Frequenza di base a 4,9 GHz per ridurre il guadagno energetico (sezione 1.2.2)
- Schema di focalizzazione innovativo grazie al gradiente di campo dei magneti a dipolo per controllare lo spazio di fase verticale (sezione 1.3.1)
- Ciò comporta una migrazione della fase target  $\varphi_{\text{Soll}}$  da un round all'altro (sezione 1.4).
- I problemi di stabilità longitudinale possono essere evitati dal linac a 2,45 GHz (Linac II), poiché con l'iniezione di subarmoniche in un linac viene occupato solo un risonatore su due, da cui la *denominazione HarmonicDSM* (sezione 1.5, figura 1.8).

Per capire come funziona questo nuovo acceleratore, nei prossimi paragrafi verranno illustrate le difficoltà che si sono dovute considerare nella progettazione. Verrà spesso utilizzato l'RTM, che facilita la comprensione di alcuni problemi.



**Figura 1.7:**

Pianta dell'HDSM: la diagnostica del fascio (intensità, fase, nonché  $\odot$  e  $\ominus$ ) per tutte le circolazioni è realizzata con i monitor HF sugli assi delle lenti (segni rossi, dettagli nella sezione 2.6), e anche la focalizzazione è realizzata esclusivamente con quattro doppietti quadrupolari (gialli) sugli assi delle lenti. A

linac a 2,45 GHz, un klystron alimenta ogni sezione di accelerazione; con il linac a 4,9 GHz, la potenza di ogni klystron è distribuita su due sezioni. I monitor di sincrotrone sono utilizzati per controllare le proprietà trasversali del fascio.

La sezione ingrandita in corrispondenza del dipolo 4 mostra un esempio della disposizione dei

magneti di correzione (in turchese) sui percorsi di dispersione.

---



## 1.2 Il principio del microtron

L'idea di base del microtron è quella di attraversare più volte una struttura accelerante (o linac) e quindi di utilizzarla in modo più efficiente<sup>6</sup>. Soprattutto nel caso di strutture acceleranti a conduzione normale, l'Efficienza  $\eta = P_{Strahl}/P_{HF}$  è troppo piccola per accelerare economicamente un fascio di elettroni continuo nell'intervallo dei GeV. I componenti fondamentali del microtron sono la struttura accelerante e un sistema di deflessione comune a tutte le energie, che prima separa i fasci di energie diverse e poi li riconduce nell'asse dell'acceleratore nella fase corretta. L'esempio più semplice è il microtron "classico" (vedi Figura 1.2): Il campo magnetico omogeneo perpendicolare al piano dell'acceleratore fa sì che gli elettroni di diverse energie tornino sempre al punto di partenza comune, dove contemporaneamente il risonatore HF viene utilizzato per l'accelerazione.

La generalizzazione di questo principio sostituisce il magnete deflettore circolare del ricircolo con  $2 \times N$  magneti deflettori accoppiati con angolo di deflessione  $180^\circ/N$ . Grazie alla disposizione a coppie, i fasci vengono anche deviati su un asse comune dopo aver attraversato una coppia di magneti [5].

### 1.2.1 Condizioni di coerenza per energie relativistiche

Nel caso del microtron ( $\beta \gg 1$ ), il tempo di volo di un ricircolo è determinato essenzialmente dall'aumento del raggio orbitale (dispersione trasversale), in funzione dell'energia:

$$R = \frac{\beta E}{e c B} \quad (1.3)$$

La variazione del tempo di volo che ne deriva è la dispersione longitudinale.

Già nel 1944, Veksler pubblicò il seguente semplice concetto di accelerazione di particelle relativistiche (microtron "classico"):

1. Il tempo di volo del primo ricircolo all'energia  $E_0$  deve essere un multiplo intero ( $m N$ ) del periodo di accelerazione della radiofrequenza (condizione di coerenza statica, equazione 1.4).
2. I tempi di volo dei successivi ricircoli alle energie  $E_i = E_{i-1} + \Delta E$  devono aumentare di un multiplo intero ( $n N$ ) del periodo di accelerazione ad alta frequenza (condizione di coerenza dinamica, numero armonico  $n$ , equazione 1.5).

<sup>6</sup>Rispetto a un Linac con la stessa energia e intensità del fascio, i risparmi sui costi di acquisizione e di funzionamento possono essere considerevoli.

Ciò corrisponde alle due relazioni (per  $\beta=1$ ):

$$\frac{2\pi - E_0}{e-c-B} = m - \lambda_{HF} \quad (1.4)$$

$$\frac{2\pi - \frac{\Delta E}{e-c-B}}{e-c-B} = n - \lambda_{HF} \quad (1.5)$$

Pertanto, il guadagno minimo di energia da applicare è determinato unicamente dalla scelta del campo magnetico  $B$  e della lunghezza d'onda RF  $\lambda_{HF}$ . Nel caso di due sistemi di deflessione, ciascuno costituito da due magneti di deflessione a  $90^\circ$ , le relazioni per una rotazione completa cambiano come segue a causa della sola disposizione dei magneti:

$$2(\pi/2) - \frac{\Delta E}{e-c-B} = n - \lambda_{HF} \quad (1.6)$$

Il guadagno energetico minimo di un microtron "unilaterale" a doppia faccia è quindi quasi tre volte ( $2\pi/2(\pi/2) = 3$ ) superiore a quello di un RTM. Se un microtron di questo tipo è dotato di due linac, le condizioni di coerenza per entrambe le mezze rivoluzioni devono valere simultaneamente, per cui la variazione della lunghezza orbitale di un'intera rivoluzione deve essere almeno di  $2\lambda$ :

$$2(\pi/2) - \frac{\Delta E}{e-c-B} = 2n - \lambda_{HF} \quad (1.7)$$

Questo riduce drasticamente le Polfläche di un microtron bifacciale, ma due linac devono fornire un guadagno energetico cinque volte superiore a quello di un RTM.

In linea di principio, nel funzionamento CW si preferisce ottenere il minor guadagno energetico possibile (cioè  $n = 1$ ); tuttavia, per costruire contemporaneamente l'acceleratore nel modo più compatto possibile, il campo magnetico deve essere il più grande possibile.

### 1.2.2 Energie più elevate con MAMI- C

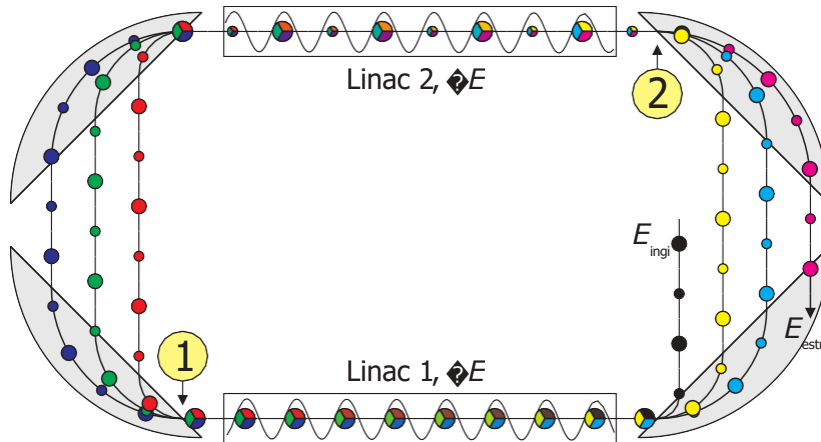
Il MAMI-C doveva essere allestito in due sale precedentemente utilizzate come sito sperimentale per risparmiare i costi di un nuovo edificio (vedi Figura 1.6). Poiché i magneti convenzionali con una grande area polare omogenea ( $\delta B/B^{10-4}$ ) raggiungono campi massimi di circa 1,5 T, il guadagno di energia di un microtron bifacciale secondo l'equazione 1.7 dovrebbe essere di circa 40 MeV alla frequenza MAMI di 2,45 GHz.

#### Conseguenza per la MAMI-C

Entrambi i linac dovrebbero quindi fornire una tensione di accelerazione massima di  $U_0$  25 MV - con circa 12 m di lunghezza disponibile.

Il guadagno di energia secondo l'equazione 1.7 è proporzionale a  $\lambda_{HF}$ , quindi può essere influenzato dalla scelta della frequenza di accelerazione e quindi di  $\lambda_{HF}$ . La cascata MAMI-B come pre-acceleratore fornisce un fascio con una struttura a 2,45 GHz, in modo tale che





**Figura 1.8:**

Microtron bifacciale (DSM): rappresentazione schematica con grappoli di elettroni. Da (1) a (2), la distanza  $\frac{v}{c} \frac{L}{\lambda}$ , da (2) a (1) è già  $\frac{v}{c} \frac{L}{\lambda}$  lunga, poiché l'energia radiante è già  $\frac{v}{c} \frac{L}{\lambda}$  che da (1) a (2). Il primo viaggio di andata e ritorno è quindi lungo  $\frac{v}{c} \frac{L}{\lambda}$ . Da (1) a (2) la distanza è ora di  $\frac{v}{c} \frac{L}{\lambda}$  lungo, esattamente  $\frac{v}{c} \frac{L}{\lambda}$  in più rispetto al primo turno, da (2) a (1) ora  $\frac{v}{c} \frac{L}{\lambda}$ . Quindi il secondo

Circolazione  $\frac{v}{c} \frac{L}{\lambda}$ , 2 volte più lunga della prima circolazione, come richiesto dall'equazione 1.7.

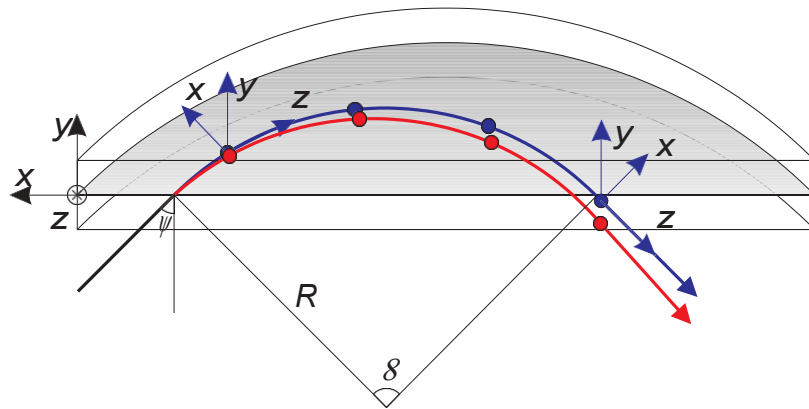
Ogni secondo grappolo è mostrato più piccolo perché a MAMI-C (4,9 GHz) solo ogni secondo grappolo ( $\frac{v}{c} \frac{L}{\lambda}$  GHz) è occupato. Pertanto, nel caso di  $\frac{v}{c} \frac{L}{\lambda}$  i bunch sono separati da  $\frac{v}{c} \frac{L}{\lambda}$  su una linea linac e da  $\frac{v}{c} \frac{L}{\lambda}$  sull'altra. La lunghezza della prima orbita ( $\frac{v}{c} \frac{L}{\lambda}$  pari/dispari) determina la spaziatura dei bunch su quale linea linac. In linea di principio, ciò consente il funzionamento con due linac a 4,9 GHz (DSM) e il funzionamento misto (linac a 4,9 GHz e 2,45 GHz, DSM armonico, sezione 1.5).

Inizialmente vengono considerati tutti i multipli interi di questa frequenza. Poiché le dimensioni delle strutture acceleranti scalano con la lunghezza d'onda, 4,9 GHz per il DSM è un buon compromesso tra il guadagno di energia da un lato e la produzione, la regolazione e soprattutto l'apertura dall'altro. La Figura 1.8 mostra schematicamente la situazione particolare del MAMI-C, dovuta alle differenze tra la frequenza del bunch e la frequenza fondamentale del DSM. Ulteriori dettagli sono disponibili, ad esempio, in [21].

### 1.3 Il sistema di deflessione e le sue proprietà



Il ricircolo può essere realizzato da magneti a segmenti con bordi d'attacco e d'uscita comuni (vedi figura 1.9), poiché un magnete di questo tipo ha proprietà di immagine telecentrica nel piano di deflessione per ragioni di simmetria e quindi agisce come uno specchio magnetico. L'angolo di deflessione rimane indipendente dall'energia; solo il raggio di curvatura, e quindi il punto di uscita, varia in funzione di una scala trasversale.


dispersione con l'energia. La combinazione simmetrica di due magneti dello stesso tipo inverte esattamente questo Effetto del singolo magnete, cosicché la dispersione trasversale scompare dopo tale sistema di deflessione e le traiettorie di tutte le energie sono nuovamente unite [6]. L'angolo di deflessione di entrambi i magneti deve essere lo stesso. Angoli di deflessione pari a due volte  $\theta = 180^\circ/N$ , dove  $N$  è il numero di sistemi di deflessione con disposizione accoppiata dei magneti o il numero di linee rette con dispersione  $D = 0$ , sono ragionevoli. Si possono considerare  $180^\circ$  (RTM,  $N=1$ ),  $90^\circ$  (DSM,  $N=2$ ),  $60^\circ$  (Hexatron,  $N=3$ ) ecc.



**Figura 1.9:**

Sistemi di coordinate e magneti di segmento: Il sistema di coordinate che si muove lungo la traiettoria nominale (blu) costituisce la base per tutte le coordinate delle particelle (rosso: traiettoria della particella che devia dalla traiettoria nominale), che sono specificate in modo significativo rispetto alla particella nominale. ♦

Nel segmento il magnete trova l'ingresso e l'uscita con l'angolo del bordo del polo , l'angolo di deflessione  ① ↗ raggio di curvatura.

Il sistema di coordinate nero è destinato alle coordinate del campo magnetico. L'asse  proietta nel piano di disegno o all'interno del magnete.

L'RTM con due magneti deflettori a  $180^\circ$  era già stato menzionato nel 1946 [8]; la disposizione flessibile dei magneti deflettori consente, ad esempio, l'installazione di un linac HF e di singoli elementi di focalizzazione. Nel caso dell'RTM, gli angoli di ingresso e di uscita nei magneti deflettori sono perpendicolari al fronte del magnete, pertanto gli Effetti verticali di defocalizzazione del campo di bordo reale sono più piccoli rispetto ai politroni ( $N > 1$ ) con angoli di bordo *dei poli* obliqui [14].

La distanza maggiore tra le orbite nominali di due orbite vicine nell'RTM è causata dalla dispersione trasversale ed è  $n \cdot \lambda / \pi$ . Pertanto, a una frequenza di accelerazione  $\nu = c / \lambda_{HF} = 2,45$  GHz, la distanza per  $n = 1$  è di circa 3,9 cm. Questa distanza dovrebbe essere sempre di qualche centimetro per poter installare, ad esempio, magneti di correzione sui percorsi di dispersione [11].

Le distanze di volo in un RTM crescono con l'aumentare dell'energia, in modo tale che alla

RTM3 la prima rivoluzione è già di circa 25 m. Ciò significa che errori angolari di  $\delta x \approx 1$  mrad possono portare a errori di posizione di  $\delta x \approx 25$  mm già dopo un'orbita, se non si prendono precauzioni per la messa a fuoco. Tuttavia, è possibile tollerare solo piccole deviazioni locali dal campo magnetico nominale: Con MAMI

i magneti sono corretti da bobine di correzione della superficie in modo tale che si possano osservare  $10^{-4}$  per le deviazioni. In seguito, "piccoli" magneti di correzione meccanici sui percorsi di dispersione sono sufficienti a compensare gli errori di deflessione rimanenti (tipicamente  $|\delta x| < 1$  mrad). Inoltre, questo assicura per la dinamica longitudinale che non ci siano "salti" nella lunghezza del percorso, che a loro volta causerebbero cambiamenti non correggibili nella *fase nominale*  $\phi_{\text{Soll}}$  [11].

#### 1.3.1 Messa a fuoco del fascio

Per minimizzare gli effetti degli errori posizionali e angolari, il fascio deve essere focalizzato. Quindi un fascio che devia dal percorso nominale esegue una cosiddetta oscillazione di betatron intorno al percorso nominale specificato dai monitor di posizione.

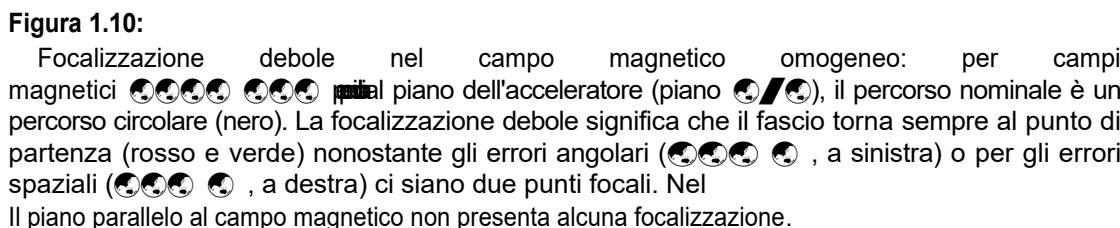
Per focalizzare un fascio di luce si possono utilizzare diversi metodi, che possono essere classificati come "focalizzazione debole" e "focalizzazione forte".
















La "focalizzazione debole" è nota fin dagli albori dei ciclotroni e dei betatroni e può essere osservata con magneti deflettori sia omogenei che disomogenei (vedi Figura 1.10). La "focalizzazione debole" di un magnete deflettore omogeneo si verifica nel piano di deflessione, perpendicolare al quale non vi è alcun effetto di focalizzazione. Tuttavia, un gradiente sovrapposto può causare una debole focalizzazione anche in verticale [14]. Questa focalizzazione è tuttavia molto limitata e poco flessibile, in quanto dovrebbe deviare e focalizzare contemporaneamente in orizzontale e in verticale, il che però ha dei limiti di principio (teorema di Earnshaw).

Una messa a fuoco più forte e più flessibile può essere ottenuta alternando i gradienti, perché il cambio di gradiente mette a fuoco prima su un piano (ad esempio, orizzontale) e poi viceversa. Se la distanza tra le variazioni di gradiente è inferiore alla singola lunghezza focale, questo sistema ha un effetto di messa a fuoco su *entrambi* i piani (ad esempio, la messa a fuoco con un doppietto di quadrupoli). Normalmente, per la "focalizzazione forte" si utilizzano magneti singoli a quadrupolo, ma si possono usare anche magneti a solenoide.

#### Magneti deflettori omogenei

In un campo magnetico omogeneo perpendicolare al piano dell'acceleratore, non si riscontra alcuna focalizzazione in verticale. In orizzontale, esiste un punto focale per i fasci di partenza paralleli ( $\delta x = 0, \delta x' = 0$ ), che è anche il punto di inversione del fascio (vedi Figura 1.10).



Focalizzazione debole nel campo magnetico omogeneo: per campi magnetici      il piano dell'acceleratore (piano  , il percorso nominale è un percorso circolare (nero). La focalizzazione debole significa che il fascio torna sempre al punto di partenza (rosso e verde) nonostante gli errori angolari (    , a sinistra) o per gli errori spaziali (    , a destra) ci siano due punti focali. Nel Il piano parallelo al campo magnetico non presenta alcuna focalizzazione.

Tuttavia, a causa dei campi limite, il campo magnetico è omogeneo e parallelo all'asse  $y$  solo all'interno di un magnete; ai bordi del polo si devono prevedere componenti di campo in *direzione*  $z$  (Figura 1.9). In linea di principio, questa componente di campo porta a una lunghezza *focale* verticale negativa  $f_y$  [7, 11]:  $\square$

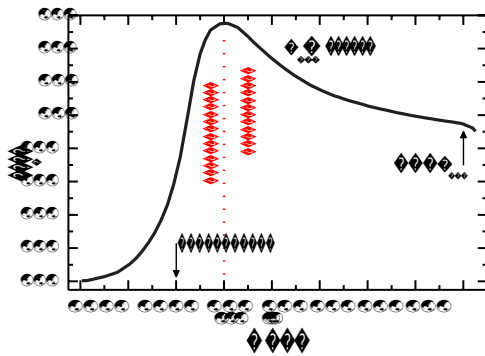
con il raggio orbitale  $R$  nel campo magnetico omogeneo  $B_0$ . Qui il campo limite si estende da  $d$  a 0 in *direzione*  $z$ .  $B^\diamond$  è qui la derivata  $dB/dz$ . Tuttavia, la defocalizzazione può essere compensata con un'opportuna scelta della curva di campo  $B(z)$  nella regione del campo di frangia. La frangia di controcampo secondo Babić Sedlaček si è affermata come soluzione per l'RTM [7, 22]: Davanti al campo principale omogeneo  $B_0$  c'è una frangia  $z$ -direzionale che si estende su tutta la superficie del campo.

Le componenti  $B_z$  hanno un effetto molto più forte se il fascio entra ed esce dal campo magnetico ad angolo *anziché perpendicolarmente* nel caso di magneti a segmento  $90^\circ$ . Dal punto di vista del fascio, sono presenti grandi componenti  $B_x$  che intensificano ulteriormente la defocalizzazione. Si possono prevedere lunghezze focali chiaramente inferiori a 1 m e fino a pochi cm [6].

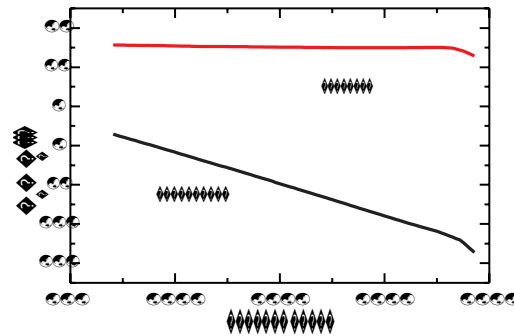
### Gradiente di campo perpendicolare alla faccia del magnete

In alternativa, al posto di magneti omogenei, è possibile utilizzare un magnete con un gradiente lungo l'asse  $z$  per controllare la defocalizzazione verticale. magneti a "funzione combinata". Il fascio penetra sempre più in profondità nel magnete con energia crescente fino al punto di inversione  $z_{\max,i}$  dell'orbita  $i$ . Pertanto, per ogni ulteriore orbita  $j$  con  $j > i$ , la curva di campo  $B(z)$  può essere sviluppata iterativamente nell'intervallo  $z_{\max,i} < z < z_{\max,j}$  senza influenzare le proprietà delle orbite precedenti. Un decadimento esponenziale è ottimale, poiché l'immagine verticale diventa acromatica [23, 24]. Con questo approccio - tenendo conto delle tecniche di produzione - il gradiente di campo è stato sviluppato in modo tale da compensare il defocus verticale praticamente su tutto l'intervallo di energia (Figura 1.11). La lunghezza focale residua è in media di circa 150 m, che può essere facilmente compensata dai quadrupoli sugli assi delle lenti [25].

Il risultato è un magnete con un gradiente di campo la cui immagine orizzontale e verticale corrisponde a un percorso di deriva, ma la cui lunghezza dipende dall'energia (Fig. 1.12) [20, 26].



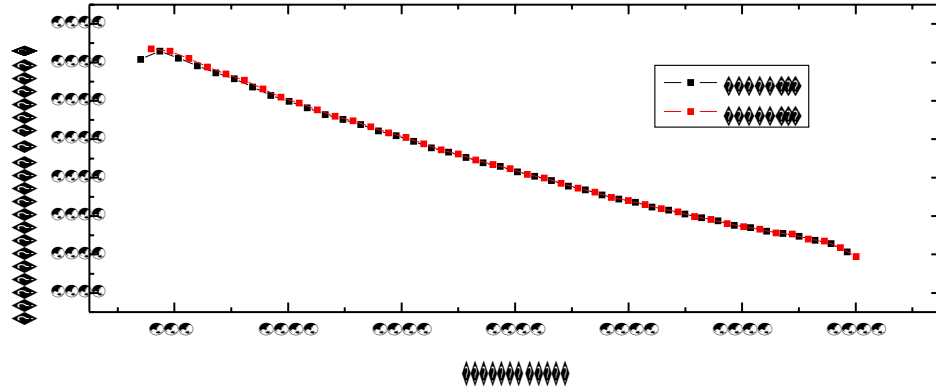
**Figura 1.11:**  
Campo magnetico in funzione della distanza dal bordo del polo (asse  $z-z$ ) di un dipolo HDSM [27].



**Figura 1.12:**  
Percorsi di deriva orizzontale e verticale di un sistema di deflessione [27].

Tenendo conto dell'equazione 1.7, questo gradiente di campo macroscopico porta al fatto che il campo magnetico  $B$ , che si assume costante, deve essere sostituito da  $B < B_{ivi}$ . L'Effetto di riduzione del gradiente aumenta dalla rivoluzione  $i$  alla rivoluzione  $j$ , in modo che  $B_j < B_i$  per  $j > i$ . Ma l'equazione 1.7 deve essere soddisfatta per tutte le rivoluzioni, il che significa che il guadagno di energia del bersaglio deve diminuire allo stesso modo. La focalizzazione di fase intrinseca porta automaticamente a un andamento continuo dell'accelerazione se il guadagno di energia target e la fase sono scelti correttamente. Tuttavia, la stabilità longitudinale deve essere studiata più in dettaglio (sezione 1.4). Il gradiente di campo ottimizzato per l'imaging verticale richiede che il guadagno di energia di circa 16,8 MeV all'energia di lancio sia ridotto a

diminuisce di circa 14 MeV all'energia di scarto; si tratta comunque di circa il 17%, come mostrato nella Figura 1.13 [26].



**Figura 1.13:**

Obiettivo di guadagno energetico nell'HDSM: il gradiente di campo richiede una diminuzione del guadagno energetico di circa il 17% nel corso dell'accelerazione.

### Vantaggi del magnete a segmento telecentrico

La telecentricità consente di gestire in modo relativamente semplice il sistema di deflessione in funzione, poiché è necessario tenere conto essenzialmente solo delle distanze di deriva.

Poiché i magneti deflettori hanno le proprietà telecentriche desiderate, la messa a fuoco è idealmente eseguita esclusivamente da poli quadrupli sugli assi delle lenti, come negli RTM del <sup>MAMI</sup><sup>7</sup>. In [26] vengono discussi in dettaglio anche altri schemi di messa a fuoco, che vengono scartati rispetto a questo semplice schema perché non presentano vantaggi fondamentali rispetto al metodo descritto.

### 1.3.2 Messa a fuoco longitudinale

La combinazione di un ricircolo con dispersione longitudinale e di un linac ha un effetto di focalizzazione longitudinale, poiché gli elettroni relativistici ( $v \approx c$ ) con una deviazione di energia  $\delta E > 0$  hanno una traiettoria un po' più lunga a causa della dispersione longitudinale rispetto alla particella bersaglio e quindi arrivano al risonatore RF un po' più tardi. Se la fase della radiofrequenza viene selezionata in modo che la particella bersaglio si trovi sul bordo di discesa, l'elettrone con  $\delta E > 0$  viene accelerato un po' meno dalla radiofrequenza e si avvicina alla particella bersaglio nel giro successivo, cioè segue una cosiddetta oscillazione di sincrotrone.

<sup>7</sup>La lunghezza focale di un magnete quadrupolo aumenta con  $E$ , mentre quella di un doppietto aumenta con  $E^2$ , così che la focalizzazione del doppietto diminuisce drasticamente con l'aumentare dell'energia. Questo Effetto non è problematico perché l'energia viene solo approssimativamente

raddoppiata con l'HDSM.





intorno alla fase target  $\varphi$ . La figura 1.2 ha già mostrato schematicamente l'effetto della focalizzazione di fase; il contesto teorico è spiegato nella sezione 1.4.

#### Selezione della fase di destinazione.

Sia un'onda elettromagnetica (o un campo elettrico):

$$\begin{aligned} E(x, t) &= E_0 e^{i(kx - \omega t)} \\ &= E_0 e^{i\varphi} \end{aligned} \quad (1.9)$$

Poiché nel risonatore (stazionario) si forma un'onda stazionaria, o.B.d.A.

$kx = \omega t$  quindi  $\varphi = \omega t$ . Pertanto, in questa notazione, la fase  $\varphi$  per una particella con  $\delta E > 0$  è più piccola (o più negativa) di quella della particella bersaglio a causa della *dispersione* longitudinale. Il guadagno di energia del bersaglio  $\Delta E_{\text{Soll}}$  di un singolo risonatore o anche di un linac è:

$$\Delta E_{\text{Soll}} = eU_0 \cos(\varphi)_{\text{Soll}} \quad (1.10)$$

con  $\varphi_{\text{Soll}} < 0$  in questa convenzione. La fase nominale degli RTM è quindi sempre negativa.

## 1.4 Sistemi periodici: fondamenti della dinamica longitudinale

In un sistema periodico, si deve evitare che piccole correzioni errate causino deviazioni crescenti oltre ogni limite (ad esempio, un guadagno di energia  $\Delta E = \Delta E_{\text{Soll}}$  causa deviazioni di fase  $\delta\varphi_i = \varphi_{\text{Soll}} - \varphi_i$ ) in un'orbita successiva  $i$ . I fondamenti della dinamica longitudinale possono essere trovati in modo molto dettagliato in vari lavori (ad esempio [7, 14]) e sono quindi solo riassunti qui.

### 1.4.1 Descrizione tramite la dinamica lineare del fascio

Utilizzando gli strumenti della dinamica lineare delle travi, si possono formulare semplici condizioni per verificare la stabilità sotto la quale può aver luogo un'accelerazione periodicamente stabile. Ciò verrà mostrato nel seguito, utilizzando dapprima l'esempio dello spazio di fase longitudinale  $(\delta\varphi, \delta E)$ .

La derivazione del formalismo matriciale utilizzato a questo scopo dal formalismo di Hamilton-Lagrange e dai potenziali vettoriali dei vari componenti dell'acceleratore si trova in numerose pubblicazioni [14]. Qui di seguito si riporta un breve riassunto della derivazione originale [20].

### 1.4.2 Formalismo matriciale della dinamica del fascio

Il moto di un singolo elettrone in campi elettromagnetici esterni è descritto dalla funzione hamiltoniana  $H(\phi)$  con  $\phi = (\delta x, \delta p_x, \delta y, \delta p_y, \phi, \delta E, \delta z)^T$ , dove  $\delta x, \delta y$  così come  $\delta p_x$  e  $\delta p_y$  definiscono le coordinate locali della particella o la quantità di moto rispetto alla particella bersaglio e inoltre  $\delta \phi$  e  $\delta E$  definiscono la fase e la deviazione energetica. La coordinata  $z$  corrisponde alla distanza percorsa lungo il percorso nominale ed è "fissa" per le particelle altamente relativistiche con la fase  $\phi$  o la deviazione  $\delta \phi$ .

Con una Matrix  $S$

$$S = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

il moto di una particella viene calcolato dalla funzione di Hamilton:

$$\frac{d\phi}{dz} = S \frac{\partial H}{\partial \phi} \quad (1.12)$$

È possibile trovare una soluzione nel caso in cui si consideri solo la matrice *Jacobiana* di  $H(\phi)$  mediante integrazione sulla lunghezza del percorso:

$$\phi(z) = \phi(0) + \int_0^z J(s) \phi(s) ds \quad (1.13)$$

Per un  $J$  indipendente da  $z$  (cioè per una distanza di deriva, per un movimento in un campo magnetico omogeneo, ecc.

$$\phi(z) = e^{S J z} \phi(0) = M(z) \phi(0) \quad (1.14)$$

dove  $M(z)$  nell'ottica del fascio lineare descrive la suddetta sezione dell'acceleratore.

Per una linea di luce reale costituita da  $n$  sezioni individuali di questo tipo, qui indicate  $con i \in [1, n]$ , la soluzione per  $\phi(z)$  è quindi data:

$$\phi(z) = M_n - M_{n-1} - \dots - M_i - \dots - M_2 - M_1 - \phi(0) \quad (1.15)$$

Nel caso dello spazio di fase longitudinale,  $\phi(0)$  è  $(\delta \phi_{vor}, \delta E_{vor})^T$  e analogamente  $\equiv \phi(z) (\delta \phi_{nach}, \delta E_{nach})^T$ . La matrice di trasformazione  $M$  è il prodotto delle matrici  $M_i$ . Pertanto l'equazione 1.15 può essere scritta come segue:

$$\begin{pmatrix} \delta \phi_{to} \\ \delta E_{to} \end{pmatrix} = M - \begin{pmatrix} \delta \phi \\ \delta E \end{pmatrix}_{prima} \quad (1.16)$$