

Tesi di Laurea in Fisica
Università di Roma “La Sapienza”
Anno Accademico 2000/2001

LA NEUTRINO FACTORY DEL CERN
E I PROBLEMI RADIOLOGICI
DELL'ANNESSO PROTON DRIVER

Candidata: *Beatrice Alessandra Bressan*

Relatore interno: *Prof. Claudio Luci*

Relatore esterno: *Dott.ssa Luisa Ulrici*

*A Marco Silari,
Michela Vernazza,
Alessandra Bressan
e Aldo Francone*

CERN Neutrino Factory and the radiological problems of the annex proton driver

ABSTRACT

The thesis, *La Neutrino Factory del CERN e i problemi radiologici dell'annesso proton driver* (CERN Neutrino Factory and the radiological problems of the annex proton driver), deals with the new particle accelerators for the post LHC (Large Hadron Collider) era. The first part of the work describes these innovative accelerators with particular emphasis on the muon collider which, producing μ^+/μ^- collisions in the 100 GeV energy range, should explore deeply the Higgs Boson physics. The second part of the thesis describes the three-step scenario proposed for the muon accelerators: *Neutrino Factory*, *Higgs Factory* and a collider with TeV C.M. energy. The third chapter explains how a *Neutrino Factory* works. In a *Neutrino Factory* the neutrino beam is generated by high-energy muons decaying in a storage ring. The muons are produced by pions generated in a target bombarded by an intense proton beam. In the CERN project, the proton beam is produced by a super conducting LINAC (with 75 Hz frequency and 2.2 GeV energy) and an accumulator and compressor rings. This complex of accelerators poses various radiological safety problems that require an accurate study on shielding of the various machines, targets and dumps, and on the activation of the various structures. The central part of the thesis assesses the radiological problems of the proton driver, first dealing with simplified models then with Monte Carlo simulation techniques. The last chapter of the thesis discusses the calculations made for the SPL shielding and for the beam transfer lines with the methods illustrated in the previous chapter in two ways: the empirical method and the FLUKA Monte Carlo Code.

INDICE

INTRODUZIONE	p. 1
 CAPITOLO 1. I PROGETTI PER GLI ACCELERATORI PER LA FISICA DELLE PARTICELLE ELEMENTARI DOPO LHC	 p. 5
1.1 Introduzione	p. 5
1.2 Very Large Hadron Collider	p. 8
1.3 Collisori lineari elettroni positroni	p. 10
1.4 Collisori di muoni	p. 19
 CAPITOLO 2. ANELLI DI ACCUMULAZIONE DI MUONI	 p. 21
2.1 Introduzione	p. 21
2.2 Neutrino Factory	p. 24
2.2.1 Oscillazione dei neutrini	p. 25
2.2.2 Esperimenti di comparsa e scomparsa	p. 26
2.3 Higgs Factory	p. 27
2.4 Collisori $\mu^+\mu^-$ di alta energia	p. 32
2.5 Il rischio radiologico posto dai neutrini	p. 32
 CAPITOLO 3. LA NEUTRINO FACTORY E I PROBLEMI RADIOLOGICI	
ANNESI	p. 37
3.1 Introduzione	p. 37
3.2 Proton driver	p. 39
3.3 Produzione e raccolta dei pioni	p. 41
3.4 Generazione e raffreddamento del fascio di muoni	p. 45
3.5 Accelerazione e accumulazione dei muoni	p. 48
3.6 Problemi di schermature e radioattività indotta	p. 49

CAPITOLO 4. CALCOLO DELLE SCHERMATURE	p. 53
4.1 Introduzione	p. 53
4.2 Specifiche di progetto	p. 54
4.3 Schermature	p. 56
4.4 Il modello di sorgente puntiforme	p. 57
4.5 Il modello di Moyer	p. 58
4.6 Fattore sorgente e lunghezza d'attenuazione	p. 59
4.7 Sorgente lineare	p. 62
4.8 Labirinti	p. 63
4.9 Il codice FLUKA	p. 66
 CAPITOLO 5. CALCOLO DELLE SCHERMATURE PER IL PROTON DRIVER DELLA NEUTRINO FACTORY DEL CERN	 p. 69
5.1 Introduzione	p. 69
5.2 Ipotesi di progetto	p. 70
5.3 Calcolo delle schermature mediante modello empirico	p. 71
5.3.1 Perdite di fascio durante il funzionamento di routine	p. 72
5.3.2 Perdita totale di fascio	p. 74
5.4 Simulazioni Monte Carlo	p. 75
5.5 Condotti per le guide d'onda	p. 86
5.6 Linea di trasferimento del fascio e collimatori	p. 88
 CONCLUSIONI	 p. 91
 APPENDICE. IL METODO MONTE CARLO	 p. 93
 GLOSSARIO	 p. 99
 RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI	 p. 101

INTRODUZIONE

La fisica delle alte energie è già orientata verso un possibile scenario per lo stato della ricerca nell'era post-LHC, ovvero verso ciò che indirizzerà la scelta per la costruzione di nuove macchine. Uno dei principali obiettivi di LHC, il grande collisore di adroni che si prevede sia operativo a partire dal 2006, è l'esplorazione dell'intervallo di energia intorno al TeV allo scopo di chiarire l'origine della massa delle particelle, il meccanismo di rottura spontanea della simmetria della forza elettrodebole, nonché l'eventuale scoperta del bosone di Higgs elementare. Si prevede che LHC sia in grado di rivelare un gran numero di nuove particelle ma certamente non tutte. Molte delle domande ancora aperte saranno allora indirizzate ai nuovi tipi di collisori di cui daremo una presentazione generale ed introduttiva nel primo capitolo di questa tesi. Sono allo studio tre possibili tipi di macchine future: un collisore di adroni tipo LHC ma con una circonferenza maggiore, un collisore lineare elettrone-positrone ed infine un tipo di macchina completamente innovativa, ovvero un anello di accumulazione di muoni per realizzare collisioni μ^+/μ^- .

Con il termine VLHC si designa il primo dei tre tipi di collisori, ovvero un collisore protone-protone che sarà in grado di fornire una prima esplorazione nell'intervallo di energia immediatamente successivo a quello di LHC, da un valore dell'energia nel centro di massa di 10 TeV fino a valori dell'ordine di 100 TeV o più. Parallelamente in diversi laboratori si stanno progettando alcune varianti di macchine del secondo tipo, e cioè collisori lineari elettrone-positrone con tecnologie piuttosto diverse da un progetto all'altro (TESLA a DESY, JLC al KEK, NLC a SLAC e CLIC al CERN), operanti a energie del centro di massa comprese tra 0,5 TeV e 1 TeV, che dovrebbero permettere di misurare con precisione le proprietà relative a qualsivoglia bosone di Higgs leggero. Per riuscire a svolgere un'indagine completa, complementare anche a LHC, sarà probabilmente necessario spingere ulteriormente l'energia nel centro di massa a valori ancora più elevati. In effetti al CERN, nell'ambito dello studio del collisore lineare compatto CLIC, si sta sviluppando la tecnologia richiesta per collidere elettroni e positroni a energie comprese tra 200 GeV e 5 TeV. Le previsioni più ottimistiche ritengono che la costruzione di un collisore lineare e^+e^- possa essere intrapresa mentre LHC è ancora in funzione.

Infine i collisori $\mu^+\mu^-$, producendo collisioni fra leptoni pesanti ($m_\mu = 200 m_e$), sarebbero in grado di fornire capacità uniche nell'esplorazione dei bosoni di Higgs a energie a partire da 100 GeV. Si tratta di un'idea nata circa vent'anni fa nell'allora Unione Sovietica che dal 1997 è divenuta un'entità formale grazie alla costituzione della *Muon Collider Collaboration* per aggregare le competenze necessarie in materia di ricerca e sviluppo nell'ambito dei collisori di muoni e degli anelli di accumulazione per muoni. Da alcuni anni sono in corso studi negli Stati Uniti ed in Giappone per valutare la possibilità di costruire macchine di questo tipo. Anche se ad uno stadio meno avanzato rispetto a quello statunitense, dal giugno del 1998 è iniziato uno studio analogo a livello europeo, in particolare al CERN si è recentemente concluso un primo studio esplorativo incoraggiato dall'ECFA (*European Committee for Future Accelerators*), che ha confermato interessanti prospettive di ricerca per questo tipo di macchine così come considerevoli sfide tecnologiche da risolvere. Il primo problema è posto da fatto che il muone è una particella instabile con breve vita media. Si può comunque pensare di realizzare collisioni fra muoni di alta energia sfruttando la dilatazione temporale relativistica della vita del muone nel sistema del laboratorio, accelerando fasci intensi di muoni con una sopravvivenza di circa il 25% del numero di muoni prodotti alla sorgente. La maggior parte delle perdite si verificano all'inizio del processo di accelerazione, il che rende il progetto di questo primo stadio particolarmente critico.

Il secondo capitolo del presente lavoro è dedicato alla descrizione generica dei collisori $\mu^+\mu^-$, in particolare dello scenario in tre fasi proposto per queste macchine. Ciascuna di queste fasi è giustificata da un ben definito campo di indagini possibili, la cui realizzazione dovrebbe allo stesso tempo permettere di sviluppare le necessarie competenze e tecnologie che costituiranno la base della fase seguente. Queste tre fasi sono rappresentate da una *Neutrino Factory*, una *Higgs Factory* ed un collisore con energia nel centro di massa di parecchi TeV. Per ciascuna di queste macchine vengono brevemente descritte sia le caratteristiche (che per la *Neutrino Factory* verranno poi riprese in maniera molto più estesa nel capitolo seguente) sia il campo di studi previsto. Nell'ultimo paragrafo di questo capitolo si è anche fatto un accenno al rischio radiologico alquanto "esotico" posto da un futuro collisore con energia superiore al TeV, causato dalla dose da radiazione generata dai neutrini e dalla radiazione secondaria associata.

Il terzo capitolo della tesi è dedicato alla descrizione del progetto della *Neutrino Factory* (letteralmente, “Fabbrica di neutrini”) del CERN. Da circa un paio d’anni il CERN in collaborazione con altri laboratori ha iniziato uno studio per una possibile macchina di questo tipo da realizzare sul sito stesso del CERN. In una *Neutrino Factory* il fascio dei neutrini è il prodotto del decadimento di muoni di alta energia circolanti in un anello di accumulazione. I muoni sono a loro volta il prodotto del decadimento dei pioni generati dall’interazione di un fascio intenso di protoni con un opportuno bersaglio. Nell’attuale progetto del CERN il fascio di protoni è prodotto da un LINAC superconduttore (SPL) che accelera ioni H^- , operante ad una frequenza di 75 Hz e con un’energia di 2,2 GeV, seguito da due macchine circolari in cascata, un accumulatore e un compressore, che conferiscono al fascio la struttura temporale opportuna.

In aggiunta ai numerosi problemi tecnici da affrontare questo complesso di acceleratori presenta numerosi aspetti legati alla sicurezza radiologica che richiedono uno studio accurato che viene affrontato negli ultimi due capitoli di tale lavoro. In particolare questi aspetti includono lo studio delle schermature delle varie macchine, bersagli e *dump*, e dell’attivazione dei vari componenti. Questa tesi si è occupata del progetto delle schermature dell’SPL e della linea di trasferimento del fascio dal LINAC alla macchina successiva. Una prima valutazione viene fatta con modelli semplificati, mentre uno studio più approfondito è basato su tecniche di simulazione Monte Carlo mediante il codice FLUKA.

Il quarto capitolo è dedicato alla descrizione della procedura e dei metodi di calcolo impiegati per la definizione delle schermature di un acceleratore. Della prima vengono descritte le tre fasi, che sono rappresentate: 1) dalla definizione di uno o più fattori sorgente della radiazione, 2) dalla definizione dei valori di progetto dei parametri radiologici e 3) dal calcolo vero e proprio delle schermature, che include un processo di ottimizzazione e la scelta dei materiali. Nel caso di un acceleratore lineare, la progettazione degli schermi si riferisce principalmente alle schermature laterali ed è di questo che tratta la presente tesi. Vengono poi descritte le specifiche di progetto per quanto riguarda i limiti di rateo di dose a seconda della classificazione dei vari tipi di area presenti sul sito del CERN.

Per quel che riguarda i metodi di calcolo, vengono descritti i due approcci usati nel capitolo quinto. Viene dapprima descritto un modello analitico semplice basato su un’ipotesi di sorgente puntiforme e di sorgente lineare, nonché la versione

impiegabile per energie superiori a 1 GeV (modello di Moyer). Vengono illustrati in dettaglio i due parametri fondamentali, il fattore sorgente e la lunghezza di attenuazione (che descrive le proprietà di attenuazione del materiale dello schermo per la radiazione in esame). Vengono poi illustrate le caratteristiche essenziali del codice di calcolo Monte Carlo FLUKA impiegato nella fase di raffinamento dei calcoli. Viene infine descritta una metodologia per la valutazione della trasmissione della radiazione neutronica attraverso le penetrazioni e i labirinti inevitabilmente presenti in qualunque schermo, di cui viene pure fatto uso nel capitolo seguente.

Nel quinto capitolo vengono dapprima illustrate le ipotesi di progetto e poi i calcoli effettuati per le schermature dell'SPL e delle linee di trasferimento del fascio. Per quel che riguarda le perdite di fascio si sono prese in esame due situazioni: 1) perdite in continuo durante il funzionamento di routine della macchina e 2) una condizione accidentale con perdita di fascio totale. Per il progetto delle schermature si è scelto come valore di progetto per il rateo di equivalente di dose quello per le aree occupate dalla popolazione, per una Zona Controllata o per una Zona Sorvegliata in funzione della zona e delle alternative possibili attualmente allo studio. I calcoli sono stati svolti usando le metodiche illustrate nel capitolo precedente, utilizzando cioè dapprima il modello empirico (confrontando i risultati forniti dalle due versioni per sorgente puntiforme e sorgente lineare infinita nell'ambito di validità dell'approssimazione di Moyer) per poi perfezionare lo studio impiegando il codice di calcolo FLUKA e simulando, in geometria semplificata rispetto alla vera struttura dell'acceleratore e dell'ingegneria civile, perdite di fascio basate su ipotesi realistiche. Si sono effettuate svariate simulazioni per diversi valori di energia del fascio di protoni e si sono confrontati i risultati con quelli ottenuti tramite il modello semplice. Si è poi effettuata una stima della trasmissione della radiazione neutronica attraverso i condotti per le guide d'onda che collegano il tunnel del LINAC con la galleria klystron. Si sono anche calcolate le schermature "locali" necessarie per i collimatori della linea di trasferimento del fascio.

Per motivi pratici, il significato dei numerosi acronimi che appaiono nella tesi sono elencati nel Glossario che si trova alla fine del lavoro.

CAPITOLO 1. I PROGETTI PER GLI ACCELERATORI PER LA FISICA DELLE PARTICELLE ELEMENTARI DOPO LHC

Nella sezione 1.1 vengono descritte le problematiche di fisica post-LHC. Nelle sezioni 1.2-1.4 vengono discussi i meriti e i parametri generali di sviluppo dei futuri acceleratori.

1.1 Introduzione

Una delle priorità della fisica delle alte energie, che indirizzerà la scelta per la costruzione dei futuri acceleratori, è quella di indagare i problemi concernenti il Modello Standard. Tali problemi possono essere riuniti in tre classi principali:

1) la massa, 2) l'unificazione e 3) il sapore.

1) Il problema della massa

Uno dei principali interrogativi riguardante il problema della massa è legato all'origine della massa delle particelle, e cioè se sia dovuta o meno al bosone di Higgs. In caso affermativo, si cerca inoltre di comprendere se il fatto che il bosone di Higgs sia così leggero sia dovuto alla Supersimmetria. La teoria della Supersimmetria prevede infatti che l'Higgs abbia una massa leggera, così come prevede una possibile relazione tra gli accoppiamenti di gauge e le masse delle particelle del Modello Standard.

2) Il problema dell'unificazione

Il problema dell'unificazione riguarda in primo luogo l'esistenza di una semplice struttura di gruppo che contenga le interazioni di gauge debole, forte e elettromagnetica. In secondo luogo si domanda se tale unificazione possa predire i fenomeni osservabili come il decadimento del protone e la massa del neutrino. Le teorie di grande unificazione, GUT, prevedono diverse relazioni tra gli accoppiamenti e le masse delle particelle che possono essere studiate nei collisori.

3) Il problema del sapore

Un'importante questione posta dal problema del sapore concerne il numero complessivo dei quark e dei leptoni. Il Modello Standard prevede infatti 6 quark e 6 leptoni (figura 1.1). Tra gli obiettivi di questo Modello vi è anche quello di comprendere l'origine degli angoli di mixing generalizzati, nonché l'origine della violazione CP. Una possibile risposta risiede nel fatto che sia quark sia leptoni sono particelle composite dotate di una sottostruttura.

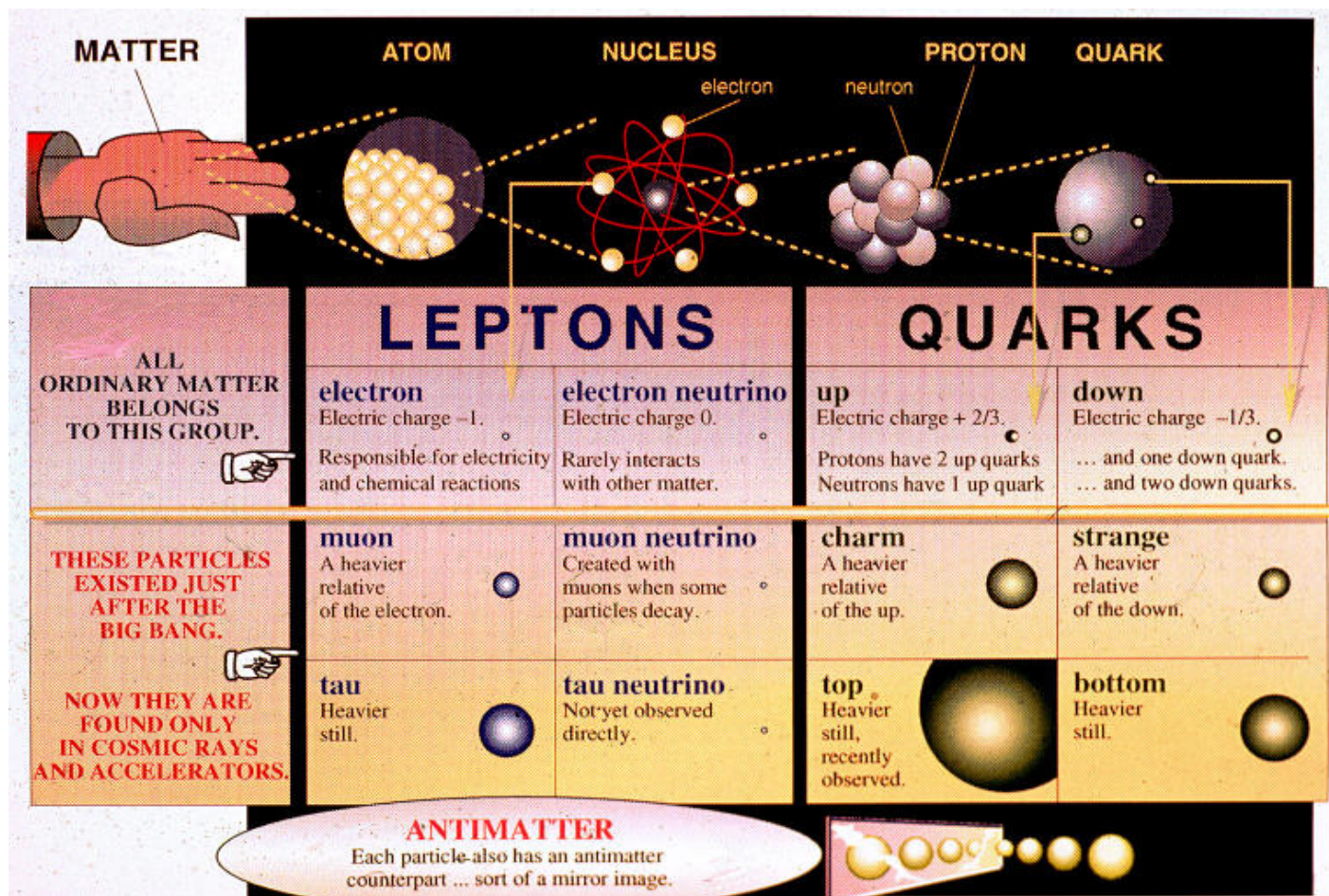


Figura 1.1. Rappresentazione schematica del Modello Standard.

Ci sono buone ragioni per prevedere incoraggianti sviluppi della fisica attuale lavorando a energie dell'ordine del TeV. Uno dei principali obiettivi di LHC, il grande collisore di adroni, sarà infatti l'esplorazione intorno a tale valore di energia allo scopo di chiarire l'origine della massa delle particelle, nonché il meccanismo di rottura spontanea della simmetria della forza elettrodebole. L'inizio del funzionamento di LHC per la fisica è previsto per il 2006. Una possibile conseguenza potrebbe essere la scoperta del bosone di Higgs elementare, anche se la maggior parte dei fisici è propensa a pensare ad una fisica più complessa capace di includere una nuova spettroscopia di particelle supersimmetriche. Si prevede che il più leggero bosone di Higgs pesi meno di 120 GeV, che risulta consistente con l'intervallo indicato da misure di precisione elettrodebole. Negli ultimi mesi di funzionamento del LEP i quattro esperimenti L3, ALEPH, OPAL e DELPHI, hanno misurato un segnale con significatività di 3σ compatibile con un bosone di Higgs leggero con una massa di 115 GeV. LHC sarà in grado di effettuare misurazioni per rivelare il bosone di Higgs e le particelle supersimmetriche, qualora esistano, ma non di rispondere a tutte le domande concernenti la Supersimmetria. In particolare si prevede che questo acceleratore sarà in grado di rivelare un gran numero di particelle supersimmetriche ma non tutte. Molte delle domande ancora aperte saranno allora indirizzate ai nuovi tipi di collisori di cui ci occuperemo nel presente capitolo: i collisori circolari adrone-adrone e i collisori leptone-antileptone, sia lineari e^+e^- sia circolari $\mu^+\mu^-$, i quali rappresentano un possibile scenario per lo stato della fisica dopo LHC [Ell98, Ass00, Aut99, Neu99]. Con il termine VLHC si designa il primo dei tre tipi di collisori, ovvero un collisore protone-protone che sarà in grado di fornire una prima esplorazione nell'intervallo di energia immediatamente successivo a quello di LHC, vale a dire a partire da un valore dell'energia nel centro di massa di 10 TeV fino a valori dell'ordine di 100 TeV o più. Diversi laboratori stanno poi progettando diverse varianti di macchine del secondo tipo, e cioè collisori lineari elettrone-positrone (TESLA a DESY, JLC al KEK, NLC a SLAC e CLIC al CERN), operanti a energie del centro di massa comprese tra 0,5 TeV e 1 TeV. Queste macchine dovrebbero permettere di misurare con precisione le proprietà relative a qualsivoglia bosone di Higgs leggero e fornire la possibilità di produrre particelle supersimmetriche più leggere, senza però essere in grado di esplorare tutto lo spettro supersimmetrico o di studiare in dettaglio ogni nuova interazione forte. Per riuscire a svolgere un'indagine

completa, complementare anche a LHC, saranno probabilmente necessari collisori operanti ad energie del centro di massa dell'ordine di 2 TeV o più. In effetti al CERN, nell'ambito dello studio del collisore lineare compatto CLIC, si sta sviluppando la tecnologia richiesta per collidere elettroni e positroni a energie comprese tra 0,2 e 5 TeV. Le tecnologie sono piuttosto diverse da un progetto all'altro. TESLA è una macchina a magneti superconduttori, mentre le altre hanno magneti che lavorano a temperatura ambiente, e le frequenze variano da 1,3 a 30 GHz da TESLA a CLIC. La sorgente di potenza RF è costituita da klystron per tutte le macchine eccetto che per CLIC, che usa un sistema non convenzionale che estrae la potenza da un secondo fascio parallelo al principale. Per contro altri parametri, quali emittanza e tolleranza nell'allineamento dei componenti, sono abbastanza simili. Le previsioni più ottimistiche ritengono che la costruzione di un collisore lineare e^+e^- possa essere intrapresa mentre LHC è ancora in funzione. Infine le collisioni tra leptoni pesanti ($m_\mu = 200\text{ m}_e$) negli acceleratori $\mu^+\mu^-$ sarebbero in grado di fornire capacità uniche nell'esplorazione dei bosoni di Higgs a energie a partire da 100 GeV, con possibilità di estensione fino ad energie di diversi TeV.

1.2 Very Large Hadron Collider

E' difficile prevedere con precisione gli aspetti della fisica che dovrebbero essere studiati dopo LHC esplorando ad energie ancora più alte nelle collisioni adrone-adrone. Tuttavia si prevede un'esplorazione iniziale nell'intervallo di energia del centro di massa superiore a 10 TeV. Studi preliminari indicano che un VLHC con energia nel centro di massa di 100 TeV e una luminosità di $10\text{ nb}^{-1}\text{s}^{-1}$ ha la potenzialità di produrre quark pesanti, particelle supersimmetriche interagenti fortemente o quark leptonici con massa superiore a 10 TeV.

Gli studi effettuati in relazione ai possibili risultati forniti dai rivelatori associati a un VLHC dimostrano che una delle maggiori sfide per rivelatori di questo tipo è quella di trattare un numero molto elevato di eventi per interazione e di mantenere una risoluzione energetica per leptoni di decine di TeV dell'ordine di qualche per cento. In conclusione questi studi preliminari dimostrano che, per una luminosità comparabile con quella di LHC, i rivelatori associati ad un VLHC

sembrano fattibili. In ogni caso sarà necessario perfezionare ulteriormente le tecnologie esistenti e svilupparne di nuove per ottenere risultati soddisfacenti.

Nella tabella 1.2 vengono confrontati i parametri relativi a LHC con quelli di altre tre macchine potenziali. Le prime due sono macchine circolari rispettivamente a basso (1,8 T) e ad alto (12,6 T) campo magnetico B , operanti ad un'energia di 50 TeV per fascio; la terza, chiamata E12T, è anch'essa circolare con una circonferenza C pari a circa 220 km e dipoli di 12 T operante ad un'energia di 100 TeV per fascio. Il numero di eventi in una collisione è stato calcolato assumendo in tutte e quattro le macchine una sezione d'urto inelastica non diffrattiva, σ_{inel} , pari a 60 mb.

A parte le dimensioni ed il costo, l'energia immagazzinata per fascio G , la potenza della radiazione di sincrotrone P e la potenza D che va a finire nei frammenti di collisione protone-protone ad alto momento trasferito sono gli aspetti più rilevanti in un VLHC. In particolare la perdita di energia per radiazione di sincrotrone per rivoluzione cresce come $E^3 B$. Inoltre la potenza irradiata per radiazione di sincrotrone P e l'energia immagazzinata per fascio G sono proporzionali alla luminosità L , a $E^{3/2}$ e ad alcuni parametri di macchina che non possono essere scelti liberamente. Parte dell'energia trasportata dai frammenti di collisione protone-protone ad alto momento trasferito viene depositata in alcune componenti del rivelatore. La parte rimanente di questa energia viene dissipata nelle componenti della macchina nel seguente ordine: i *dump* di particelle neutre vicini ai dipoli che separano il fascio, i collimatori che proteggono la faccia d'ingresso dei quadrupoli per la focalizzazione finale del fascio (vale a dire appena prima del punto d'interazione) ed infine le loro bobine superconduttrici.

Sono stati realizzati programmi di Ricerca e Sviluppo al BNL e al Fermilab finalizzati ad una riduzione significativa dei costi di realizzazione di un VLHC. Una semplice stima, effettuata scalando il costo del tunnel del LEP e/o SSC ed il costo dei magneti superconduttori da quello dei magneti di LHC e/o SSC, fornisce un costo che risulta esorbitante.

In definitiva per poter considerare la costruzione di un VLHC sono necessari diversi anni: almeno una decina per la Ricerca e Sviluppo ed alcuni per lo studio di un possibile progetto. La costruzione potrebbe dunque partire solo nella seconda decade di questo secolo, senza contare che il tempo necessario alla realizzazione della versione a basso campo di un VLHC sarebbe comunque condizionata dal tunnel.

Questo significa che una tale macchina non potrebbe iniziare a funzionare prima del 2020 [Ell98].

Tabella 1.2. Paragone tra i parametri di LHC e di alcuni VLHC.

	LHC	Basso campo B	Alto campo B	E12T
<i>Energia del fascio E (TeV)</i>	7	50	50	100
<i>Campo magnetico nei dipoli B (T)</i>	8,4	1,8	12,6	12
<i>Circonferenza C (km)</i>	27	646	104	229
<i>Intervallo tra i pacchetti (ns)</i>	25	16,7	16,7	37,5
<i>Popolazione del pacchetto $N/10^{10}$</i>	10	0,94	0,5	0,9
<i>Raggio del fascio (μm)</i>	16	1,9	0,74	1,3
<i>Lunghezza dei pacchetti (mm)</i>	75	30	18	28
<i>Luminosità ($(\text{nbs})^{-1}$)</i>	10	10	12	10
<i>Eventi/collisione</i>	19	10	12	23
<i>Energia persa al giro per radiazione di sincrotrone (MeV)</i>	0,0069	0,53	3,68	28
<i>Potenza irradiata per radiazione di sincrotrone P (MW)</i>	0,0037	0,048	0,189	1,08
<i>Energia immagazzinata G (t TNT)</i>	0,07	2,07	0,19	0,63
<i>Potenza nei frammenti di collisione D (kW)</i>	0,8	4,8	5,8	9,6

1.3 Collisori lineari elettroni positroni

Un collisore lineare leptone-leptone con un'energia nel centro di massa pari a 2 TeV o più sarebbe l'ideale per continuare la fisica già intrapresa con macchine e^+e^- come il LEP, vale a dire fisica elettrodebole in un ambiente di rivelazione di alta precisione e con bassi fondi. Ad esempio si potrebbero studiare particelle di Higgs di massa elevata e forte interazione in modelli di tipo technicolour. Diventano inoltre accessibili le misure di massa, modi di decadimento e spin dei quark supersimmetrici, qualora le loro masse si trovassero nella metà superiore dell'intervallo di fisica esplorabile da LHC, cioè da 1 a 2 TeV. Il livello attuale degli studi riguardanti possibili rivelatori per collisori e^+e^- dice che con la tecnologia attuale tali rivelatori, capaci cioè di soddisfare i requisiti dell'analisi fisica sopra elencati, potrebbero essere realizzati.

Studi preliminari indicano una chiara complementarità tra le prospettive fisiche di LHC e quelle dei collisori lineari compatti come CLIC, in studio attualmente al CERN e di cui ci occuperemo più in dettaglio nel presente paragrafo. In particolare, CLIC ha come scopo quello di estendere l'intervallo di scoperta di particelle non soggette ad interazione forte. Una delle prime particelle da cercare potrebbe essere la particella Z' , simile al bosone Z , noto come il mediatore della forza debole, presente generalmente in modelli con nuove interazioni forti o dimensioni assai grandi. Questa potrebbe mostrarsi come una *risonanza*, cioè come un picco nel grafico del rateo d'interazione in funzione dell'energia del fascio, quando questo è “regolato” sulla massa Z' . La figura 1.2 mostra una simulazione di come potrebbe essere vista una particella Z' in CLIC. La radiazione fotonica riduce la sezione d'urto totale di un fattore maggiore di quello che si ha per la Z al LEP, ma la risonanza è chiaramente visibile. CLIC potrebbe facilmente essere una Z' *Factory*, proprio come LEP è stato una Z *Factory* nel suo stadio iniziale. In anni più recenti LEP ha studiato la produzione di coppie di particelle W e ha anche cercato il bosone di Higgs neutro, prodotto in associazione con il bosone Z .

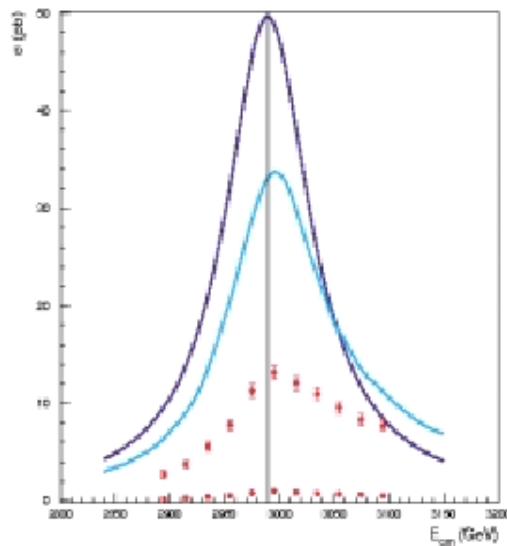


Figura 1.2. Simulazione della produzione Z' a CLIC. L'asse verticale misura il rateo dell'evento (in picobarn) e l'asse orizzontale l'energia in GeV. Le linee continue indicano i ratei attesi senza la radiazione fotonica (curva celeste) e con l'ammontare minimo di possibile radiazione (curva viola) in un collisore ideale. I punti simulati dei dati sono relativi alla produzione di quark-antiquark (linea tratteggiata superiore) e la produzione di leptoni-antileptoni (linea tratteggiata inferiore), includendo la radiazione fotonica attesa a CLIC.

Non si sa quale nuova soglia di particelle CLIC potrebbe esplorare, ma due esempi sono illustrati nella figura 1.3. La figura 1.3a mostra la simulazione di un evento di produzione di una coppia di bosoni pesanti di Higgs carichi, previsti dai modelli supersimmetrici; la figura 1.3b illustra invece la simulazione di un evento di produzione di una coppia di elettroni supersimmetrici (vale a dire le controparti supersimmetriche agli elettroni), uno dei quali decade in un bosone di Higgs neutro più leggero. Questi sono solo due esempi che possono rendere un'idea della complessità della nuova fisica che potrebbe essere accessibile a CLIC, che si estende oltre la portata di LHC [ElI00].

Dopo un primo collisore lineare e^+e^- con un energia del centro di massa compresa tra 0,5 e 1 TeV, il passo successivo potrebbe essere una macchina con energia nel centro di massa superiore ai 2 TeV (notare che 2 TeV è il valore originariamente proposto per CLIC). Una collaborazione tra SLAC ed il gruppo CLIC del CERN ha prodotto uno studio di massima per un collisore a 5 TeV [DeI97, ElI98]. Al CERN si sta studiando una versione di CLIC con energia del centro di massa compresa tra 0,5 e 5 TeV ed alta luminosità (10^{34} e 10^{35} $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), come una possibile macchina per la fisica delle alte energie per l'era post-LHC. Gli esperimenti richiedono una luminosità di almeno 10^{34} $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ per energia del centro di massa di 1 TeV. Tale luminosità inoltre aumenta al crescere dell'energia. Sebbene il progetto sia stato ottimizzato per una valore d'energia nel centro di massa pari a 3 TeV, il collisore potrebbe diventare operativo con energia inferiore che poi verrebbe aumentata gradatamente. Il progetto infatti è tale che questo aumento d'energia potrebbe essere attuato senza ulteriori modifiche. CLIC si basa su un metodo di accelerazione a doppio fascio, detto TBA, in cui la potenza RF acceleratrice viene estratta da un fascio secondario a bassa energia ed alta intensità che corre parallelamente a quello principale. La potenza viene estratta dal fascio grazie a speciali strutture denominate PETS. Per un collisore con energia di 3 TeV ci sono 22 fasci pilota, ognuno dei quali fornisce abbastanza potenza per accelerare il fascio principale di circa 70 GeV. Tutti i fasci pilota sono generati da una struttura localizzata centralmente.

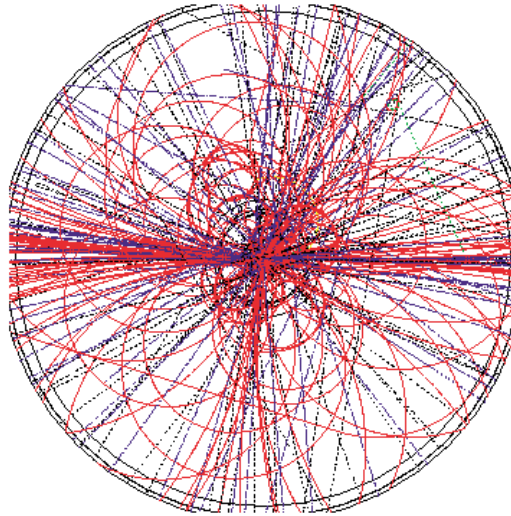


Figura 1.3a. Un tipico evento della nuova fisica che CLIC potrebbe esplorare. Simulazione della produzione e del decadimento di coppie di bosoni di Higgs carichi. Le particelle di Higgs cariche sono instabili e decadono in getti di altre particelle cariche che lasciano tracce in un rivelatore. E' necessario ricombinare i getti per identificare i bosoni di Higgs.

CLIC 3 TeV

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \chi_L \chi_R$$

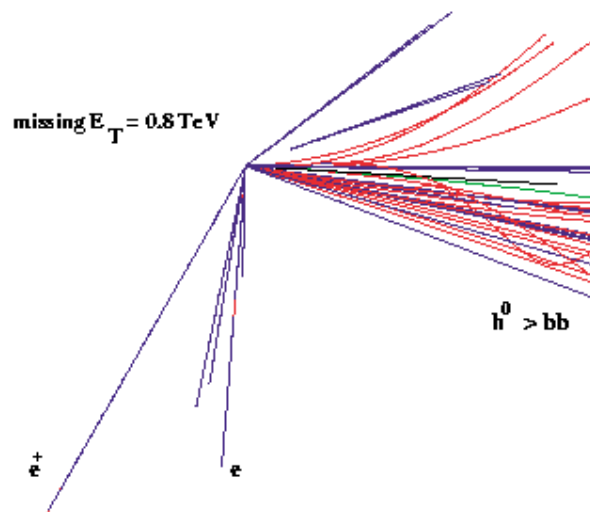


Figura 1.3b. Un tipico evento della nuova fisica che CLIC potrebbe esplorare. Simulazioni di produzione e decadimento di coppie di elettroni supersimmetrici. Uno degli elettroni supersimmetrici prodotti decade direttamente in un elettrone ed in una particella supersimmetrica neutra invisibile, mentre l'altro decade in una cascata che include un bosone di Higgs neutro.

L'unica differenza tra gli schemi di generazione dei fasci pilota per un funzionamento di CLIC a energia alta o bassa sta nella lunghezza dell'impulso modulatore, mentre l'hardware installato è esattamente lo stesso. Questo significa che l'intero sistema di generazione dei fasci pilota deve essere installato nel primo stadio. Il progetto complessivo è illustrato nella figura 1.4, mentre nella tabella 1.2 sono elencati i parametri principali di CLIC associati al fascio principale.

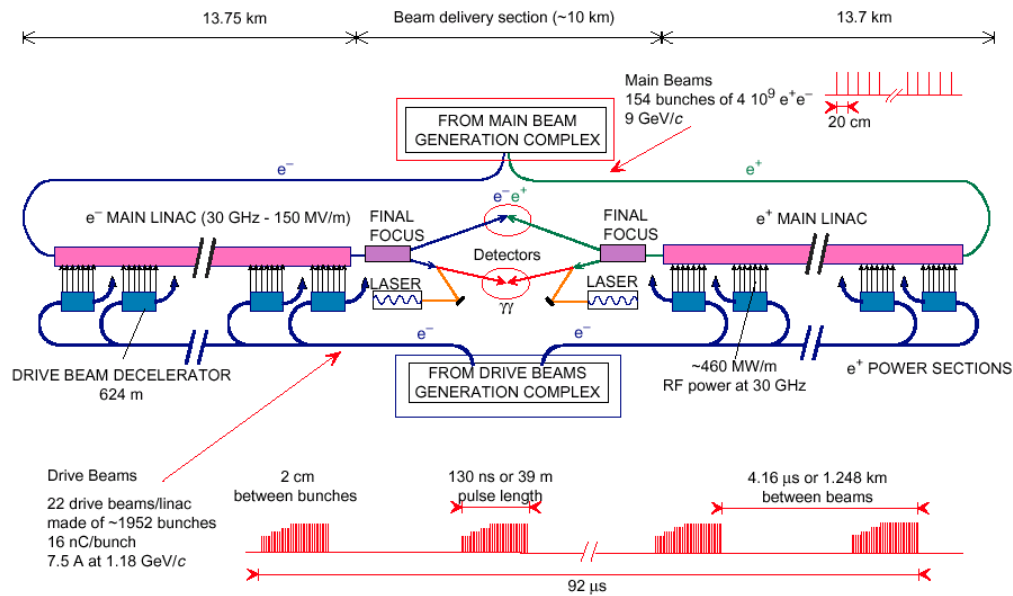


Figura 1.4. Progetto completo di CLIC per un'energia nel centro di massa di 3 TeV.

Come si può osservare dalla figura 1.4 sono previsti due punti d'interazione, uno per e^+e^- uno per $\gamma\gamma$. CLIC, con un'energia del centro di massa pari a 3 TeV ed un gradiente di accelerazione di 150 MW/m, dovrebbe coprire una lunghezza totale di circa 38 km, considerando che circa 10 km sono occupati dalla zona di interazione dei fasci.

Un grosso vantaggio dello schema TBA è rappresentato dal fatto che, poiché non ci sono componenti attive quali possono essere i modulatori o i klystron, entrambi i LINAC possono essere installati in un singolo tunnel di piccolo diametro. Nella figura 1.5 è illustrata la sezione del tunnel con i due LINAC installati su una base comune. Esistono differenti tecniche di costruzione di un collisore lineare. Nel caso di CLIC si è scelta, e se ne studia la fattibilità, un'accelerazione a doppio fascio che impiega alta frequenza, cavità a temperatura ambiente e strutture ad onde viaggianti.

Tabella 1.2. Parametri principali di CLIC associati al fascio principale a varie energie.

Parametri	Simboli	Unità	Energia del centro di massa (TeV)			
			0,5	1	3	5
Fascio al punto d'interazione						
<i>Luminosità</i>	L	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	1,4	2,7	10,0	10,0
<i>N° di fotoni per elettrone</i>	N_γ		0,7	1,1	2,3	3,2
<i>N° di particelle per pacchetto</i>	N_b	$10^9 \text{ e}^\pm$	4,0	4,0	4,0	4,0
<i>N° di pacchetti per impulso</i>	k_b		154	154	154	154
<i>Intervallo tra i pacchetti</i>	Δ_b	cm	20	20	20	20
<i>Emittanze trasversali</i>	$\gamma \mathcal{E}_{x/y}$	10^{-8} rad m	200/2	130/2	68/2	78/2
<i>Lunghezza del pacchetto</i>	σ_z	μm	30	30	30	25
<i>Potenza di ciascun fascio</i>	P_b	MW	4,9	7,4	14,8	12,3
LINAC principale						
<i>Frequenza RF</i>	$\omega/2\pi$	GHz	30	30	30	30
<i>Campo accelerante</i>	G_a	MV/m	150	150	150	172
<i>Lunghezza efficace per LINAC</i>	L_A	km	1,74	3,54	10,74	15,64
<i>Lunghezza totale dei 2 LINAC</i>	L_{tot}	km	5	10	27,5	40
<i>N° di fasci pilota per LINAC</i>	N_D		4	8	22	32
<i>N° di strutture per LINAC</i>			3470	7070	21470	31282

E' stata scelta una frequenza RF elevata per essere in grado di operare con alto gradiente di accelerazione in modo da ridurre la lunghezza e di conseguenza il costo del LINAC. Si considera che la scelta di 30 GHz sia vicino al limite per l'impiego di tecnologia standard per la fabbricazione di strutture acceleranti. Per ottenere un'operazione di fascio stabile con un numero di pacchetti N_b molto grande e per minimizzare la dispersione in energia alla fine del LINAC, la carica per pacchetto e la lunghezza del pacchetto σ_z deve essere scalata con la frequenza RF $\omega/2\pi$, il valore medio del gradiente in presenza di fascio G_a e l'emittanza normalizzata iniziale $\mathcal{E}_{ny0}$ come:

$$N_b \propto \omega^{-6/5} G_a \mathcal{E}_{ny0}^{1/3} \quad \text{e} \quad \sigma_z \propto \omega^{-2/3} G_a^{-1/3} \mathcal{E}_{ny0}^{1/3} \quad (1.1)$$

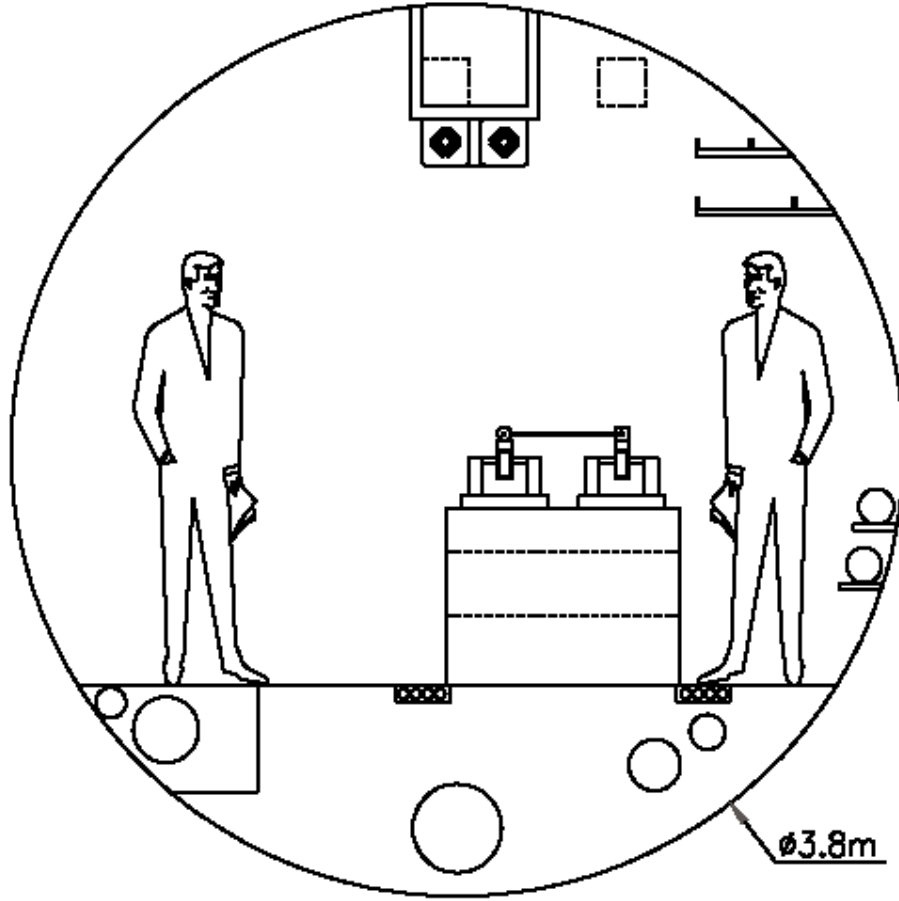


Figura 1.5. Sezione del tunnel di CLIC.

Per CLIC a 30 GHz si ottiene $N_b = 4 \times 10^9$ e $\sigma_z = 30 \mu\text{m}$. Dopo aver fissato queste due quantità, l'ottimizzazione dell'efficienza di trasferimento dalla RF al fascio dimostra che essa è quasi indipendente dal gradiente di accelerazione e dalla frequenza RF, e rimane alta nonostante la carica per pacchetto ridotta e l'elevato gradiente.

A 3 TeV la luminosità totale L cresce proporzionalmente ad ω ed è indipendente da G_a secondo la legge:

$$L \propto \frac{\omega^{\frac{1}{3}} P_{AC}}{(\beta_y)^{\frac{1}{2}} (\varepsilon_{ny0} + \Delta\varepsilon_{ny})^{\frac{1}{2}}} \quad (1.3)$$

dove β_y è l'ampiezza verticale di betatrone al punto di interazione e P_{AC} è la perdita di potenza. Gli altri parametri di fascio importanti si deducono dai limiti imposti dalla regione d'interazione. La dimensione orizzontale del fascio al punto di interazione viene regolata scegliendo un opportuno compromesso tra la luminosità totale e la luminosità vicino all'energia nominale del centro di massa. La dimensione verticale del fascio è limitata dalla radiazione di sincrotrone e dalla cromaticità generata dal doppietto di quadrupoli nel punto di interazione. Queste condizioni sulle dimensioni dei fasci e le considerazioni sull'ottica dei fasci determinano le ampiezze della funzione di betatrone nel punto d'intersezione e di conseguenza un preciso valore delle emittanze.

I principi di base della tecnica d'accelerazione a due fasci sono stati stabiliti nei primi due test di fattibilità di CLIC, CTF1, che è terminato, e CTF2, che è ancora in corso. CTF1 inizialmente decelerava un fascio di elettroni in una sezione del LINAC a 30 GHz e trasferiva la potenza RF fino a 76 MW per 3 ns in una seconda sezione del LINAC sempre a 30 GHz che accelerava il fascio di elettroni stesso. CTF1 ha raggiunto un picco del gradiente di decelerazione pari a 123 MV/m ed un picco del gradiente di accelerazione pari a 94 MW/m. In seguito CTF1 è stato sostituito da un prototipo di LINAC a doppio fascio, chiamato CTF2. La prossima fase, in due stadi, si propone di dimostrare la fattibilità di molti aspetti chiave di CLIC. Il primo stadio, che dovrebbe durare cinque anni, consiste nel costruire un nuovo prototipo CTF3, e testare tutte le componenti critiche dello schema di generazione di potenza RF sebbene su una scala molto più ridotta e con un LINAC pilota operante a frequenza più elevata. Tale prototipo sarà installato negli edifici dell'esistente LPI (LIL+EPA) del CERN. Il secondo stadio, che seguirebbe immediatamente dopo CTF3 e che dovrebbe durare altri cinque anni, consisterebbe nel costruire una prima versione limitata, CLIC1, della sorgente di potenza reale di CLIC per produrre un singolo fascio pilota. Il fascio pilota avrebbe l'energia e la corrente nominali di CLIC e fornirebbe potenza sufficiente in una sezione del LINAC di CLIC lunga circa 624 m per accelerare un fascio a multipacchetti fino a 68 GeV. Poiché si tratta di un test finale dello schema di CLIC, tutte le componenti saranno definitive e, una volta ottenuto un esito positivo del test, verrebbero utilizzate per la versione finale. Gli schemi dei progetti di CTF1, CTF2 e CTF3 sono illustrati rispettivamente nelle figure 1.6, 1.7 e 1.8 [Ass00].

E' stata anche presa in considerazione la possibilità di collisori circolari e^+e^- con valori di energia superiori a quelli del LEP, ma la perdita di energia per radiazione di sincrotrone sarebbe troppo rilevante. Basti pensare che dalla prima fase del LEP a 45 GeV alla seconda fase a 100 GeV la radiazione di sincrotrone cresciuta al punto che la potenza RF necessaria a compensarla è aumentata di un fattore 25. Macchine e^+e^- circolari più potenti del LEP diventano dunque praticamente irrealizzabili.

1.4 Collisori di muoni

Un collisore $\mu^+\mu^-$ possiede rispetto ai collisori lineari e^+e^- alcuni vantaggi relativi alla fisica ed anche alcuni inconvenienti di carattere pratico. Con collisori $\mu^+\mu^-$ ad esempio è realisticamente possibile raggiungere valori di energia nel centro di massa di 4 TeV o più. Inoltre la dispersione energetica del fascio potrebbe essere significativamente inferiore rispetto a quella di un collisore e^+e^- , grazie alla relativa soppressione della radiazione fotonica (come la *bremsstrahlung* del fascio). Un altro possibile vantaggio potrebbe essere dato dalla violazione dell'universalità leptonica presunta nell'accoppiamento dei bosoni di Higgs. Nel Modello Standard il rapporto degli accoppiamenti dei bosoni di Higgs tra $\mu^+\mu^-$ e e^+e^- è pari al rapporto tra le masse m_μ/m_e , e questo significa che il rateo di produzione nel canale diretto dovrebbe essere più grande di un fattore 40.000.

Poiché ci sono ancora molti aspetti tecnici da risolvere prima di poter proporre un collisore $\mu^+\mu^-$ di alta energia (l'accumulazione dei muoni stessi, il loro raffreddamento, come schermare i rivelatori, etc.), una *Higgs Factory* potrebbe rivelarsi un interessante progetto dimostrativo su scala ridotta. Trascurando la dispersione energetica, la sezione d'urto della collisione $\mu^+\mu^-$ in funzione del quadrato dell'energia nel centro di massa s , $\sigma_H(s)$, nell'intorno del picco di Higgs H è data da:

$$\sigma_H(s) = \frac{4\pi \Gamma(H \rightarrow \mu^+\mu^-) \Gamma(H \rightarrow X)}{(s - m_H^2)^2 + m_H^2 \Gamma_H^2} \quad (1.4)$$

dove m_H è la massa del bosone di Higgs. $\Gamma(H \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ e $\Gamma(H \rightarrow X)$ rappresentano rispettivamente la larghezza del decadimento della reazione $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ e del decadimento di H in qualsiasi coppia di particelle X , ivi compresa $\mu^+ \mu^-$. Si prevede che la larghezza naturale di un Higgs di 100 GeV sia di circa 3 MeV, mentre la dispersione energetica del fascio potrebbe essere di soli 10 MeV. Tale *Higgs Factory* dovrebbe essere in grado di misurare il rapporto tra le probabilità di decadimento dei bosoni di Higgs in canali come $\bar{b}b$, $\tau^+ \tau^-$ e WW^* e ZZ^* . Altre applicazioni possibili includono la misura di m_H con una precisione di circa 45 MeV [Ell98].

I vantaggi offerti dai collisori a muoni nell'esplorazione delle nuove frontiere della fisica costituiscono una delle ragioni per la quale è stato dato ampio spazio nella presente tesi a queste future macchine, a cominciare dal prossimo capitolo nel quale verranno analizzate con maggiore dettaglio.

CAPITOLO 2. ANELLI DI ACCUMULAZIONE DI MUONI

Nella sezione 2.1 vengono descritti gli stadi di cui è composta una Neutrino Factory. Nella sezione 2.2 si discute la fisica degli esperimenti possibili alla Factory. Le sezioni 2.3 e 2.4 descrivono rispettivamente le caratteristiche della Higgs Factory e dei collisori a muoni ad alta energia. La sezione 2.5 illustra il rischio radiologico rappresentato dai neutrini, che potrebbe costituire il limite di queste macchine.

2.1 Introduzione

Non è evidente che LHC sarà seguito da un collisore adrone-adrone ancora più grande con energia nel centro di massa fra i 50 e i 100 TeV. Lo sviluppo di una macchina di questo tipo richiederebbe molto probabilmente una riduzione nel costo per TeV di un ordine di grandezza rispetto a LHC. Inoltre una tale macchina dovrebbe avere una luminosità uguale o superiore al $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ per sfruttare appieno le sue potenzialità, ponendo di conseguenza nuovi problemi da risolvere in termini di radiazione e per lo sviluppo dei rivelatori. In aggiunta la realizzazione di un acceleratore con una circonferenza molto più grande di quella di LHC dovrà probabilmente superare ostacoli di tipo politico. Poiché un collisore leptone-leptone dà accesso a studi di fisica confrontabili a quelli di un collisore adrone-adrone con energia nel centro di massa un ordine di grandezza superiore, un tale collisore rappresenta un'opzione molto interessante.

Il nemico naturale di un tale collisore leptone-leptone di alta energia è la radiazione di sincrotrone. Le due strategie per combatterlo sono, come abbiamo già visto, o un collisore lineare di elettroni o un collisore circolare di muoni. Questi due tipi di macchina hanno molti scopi in comune e ciascuna ha caratteristiche distintive che possono fornire determinati vantaggi. Vantaggi specifici di un collisore di muoni potrebbero per esempio essere rappresentati dall'esplorazione di bosoni di Higgs più pesanti come quelli previsti dal modello MSSM [Aut99].

Sono in corso da alcuni anni studi negli Stati Uniti, in Europa ed in Giappone per valutare la possibilità di costruire un anello di accumulazione per muoni. Anche se ad uno stadio meno avanzato rispetto a quello statunitense, al CERN si è recentemente concluso un primo studio esplorativo, incoraggiato dalla ECFA, per valutare le prospettive di ricerca e gli aspetti tecnologici posti dai collisori di muoni e dagli anelli di accumulazione per muoni [Aut99]. Questo studio ha confermato interessanti

prospettive di ricerca per questo tipo di macchine così come considerevoli sfide tecnologiche da risolvere, in particolare per macchine d'energia molto alta. Il primo problema è posto dal fatto che il muone è una particella instabile con breve vita media. La sua vita media a riposo è $\tau = 2,2 \mu\text{s}$ e la sua lunghezza di decadimento $c\tau = 660 \text{ m}$. Si può comunque pensare di realizzare collisioni fra muoni di alta energia sfruttando la dilatazione temporale relativistica della vita del muone nel sistema del laboratorio ($\gamma\tau$). Per un gradiente medio di accelerazione di 1 MeV/m , l'accelerazione da 250 MeV a $2,5 \text{ TeV}$ impiega 8 ms su un percorso di 2500 km , con una sopravvivenza del 25% del numero di muoni originali. La maggior parte delle perdite si verificano all'inizio del processo di accelerazione, il che rende il progetto di questo primo stadio particolarmente critico.

Per gli acceleratori di muoni è stato proposto uno scenario in tre fasi, ciascuna delle quali è giustificata da un ben definito campo di indagini possibili, permettendo allo stesso tempo di sviluppare le necessarie competenze e tecnologie che costituiranno la base per la fase seguente. Queste tre fasi sono rappresentate da una *Neutrino Factory*, una *Higgs Factory* ed un collisore con energia nel centro di massa di parecchi TeV .

Una *Neutrino Factory* è costituita da un acceleratore di protoni di alta intensità, un sistema per produrre, raccogliere e “raffreddare” i muoni, una macchina che li accelera fino ad un'energia fra i 20 e i 50 GeV ed un anello di accumulazione dove essi decadono producendo un fascio intenso di neutrini. Alla descrizione di questo tipo di complesso è dedicato il capitolo seguente.

Una volta risolta la sfida tecnologica posta dal raffreddamento di un fascio di muoni (vedi prossimo capitolo) in modo da ottenere un'elevata luminosità, si può pensare di realizzare varie generazioni di collisori di muoni con energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 100 - 1000 \text{ GeV}$. Rispetto ad una *Neutrino Factory*, in un collisore circolano contemporaneamente ed in senso opposto fasci di muoni di entrambi i segni che devono essere fatti interagire in maniera opportuna. Macchine di questo tipo sono abbastanza compatte e offrono le stesse opportunità di ricerca di un collisore di elettroni di pari energia ma con migliore risoluzione energetica. Questo tipo di macchine sono lo strumento ideale per uno studio accurato del bosone di Higgs (*Higgs Factory*).

Il terzo stadio è rappresentato da un collisore di muoni con energia di parecchi TeV. L'energia massima nel centro di massa che si può pensare di raggiungere in un collisore costruito sul sito del CERN (figura 2.1) e che utilizzi l'infrastruttura esistente, in particolare il tunnel del LEP/LHC, è di circa 7 TeV. Il progetto di una macchina di questo tipo sarebbe una semplice estrapolazione di un collisore di energia più bassa; essa offrirebbe nuovamente lo stesso potenziale di un collisore elettrone-positrone, ma con risoluzione energetica superiore. Un acceleratore di questo tipo

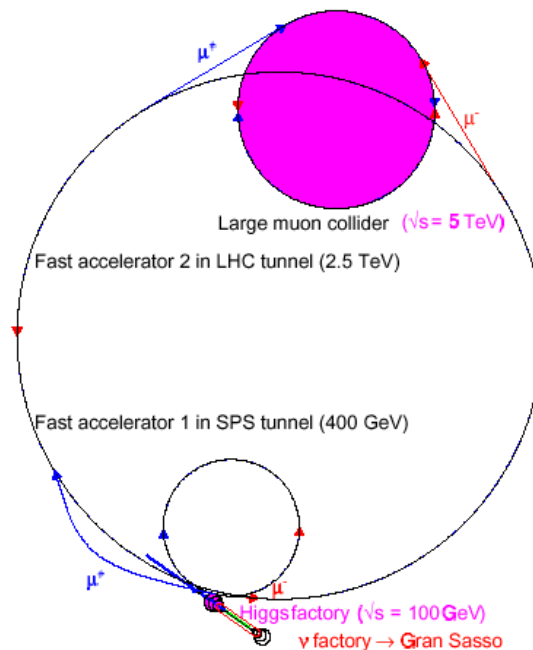


Figura 2.1. Possibile schema di un complesso di acceleratori di muoni sul sito del CERN.

manifesta però un limite intrinseco a un'energia per fascio intorno a 1,5 TeV, rappresentato dal fatto che la radiazione secondaria indotta dal fascio di neutrini nel punto in cui questo emerge dalla superficie terrestre, a decine di km di distanza dalla sorgente, è troppo elevata. Possibili soluzioni a questo problema, che permetterebbero di realizzare un collisore di energia maggiore, contemplano il miglioramento della qualità del fascio di muoni, sviluppi nella tecnologia del raffreddamento dei muoni e un'attenta scelta del sito e dell'allineamento delle sezioni diritte.

2.2 Neutrino Factory

Il neutrino è da sempre considerato una particella fondamentale nel Modello Standard. Recenti evidenze sperimentali delle oscillazioni del neutrino, insieme con la prospettiva di poter studiare i neutrini extragalattici in un futuro non troppo distante, hanno incrementato l'interesse verso nuovi programmi sperimentali di fisica dei neutrini. Il CERN ha una lunga tradizione in questo campo, cui i due esperimenti CHORUS e NOMAD recentemente conclusi hanno dato un notevole contributo [Fog01]. Il passo successivo di questo programma è rappresentato dall'esperimento CNGS in fase di realizzazione che dovrebbe prendere il via nel 2005 [Acq98]. Date queste basi il CERN è fortemente interessato allo sviluppo di una futura *Neutrino Factory*. In questo paragrafo menzioneremo brevemente le opportunità di ricerca offerte dall'intenso flusso di neutrini generato dal decadimento di un fascio di muoni circolanti in un anello di accumulazione. Questo fascio di neutrini potrebbe per esempio costituire la sorgente per esperimenti di seconda generazione al Laboratorio del Gran Sasso. Tale *Neutrino Factory*, che sarà descritta in dettaglio nel successivo capitolo, rappresenta un primo passo essenziale nel programma di ricerca e sviluppo verso un collisore $\mu^+ \mu^-$.

I muoni positivi circolanti nell'anello di accumulazione di una *Neutrino Factory* hanno un momento ben definito ed il loro decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\mu \nu_e$ produce un fascio puro costituito di un eguale numero di $\bar{\nu}_\mu$ e ν_e con uno spettro di energia calcolabile esattamente, che dipende solo dal momento e dalla polarizzazione dei muoni. Un'interessante caratteristica è quella dell'assenza di fondo di polarità opposta. Analogamente un fascio di μ^- produce un eguale numero di ν_μ e $\bar{\nu}_e$. Il momento del fascio di muoni può essere scelto a seconda delle necessità sperimentali. Nel seguito si farà riferimento a un fascio di μ^+ a meno di non specificare altrimenti.

Lo spettro energetico dei ν_μ ha un massimo prossimo all'energia dei muoni mentre lo spettro energetico dei ν_e è più molle con un massimo che si situa intorno ai 2/3 dell'energia dei muoni. Poiché il fascio di muoni è monocromatico gli spettri dei neutrini non mostrano la coda allargata verso le alte energie presente nei fasci prodotti dal decadimento dei pioni.

Oltre alla precisa conoscenza dello spettro, il numero assoluto dei neutrini può essere calcolato con grande precisione dalla conoscenza del numero dei muoni circolanti nell'anello, che è facilmente misurabile. Per una data geometria dell'anello di accumulazione, una frazione ben precisa dei muoni (fino al 40%) decade nella direzione di un determinato esperimento, indipendentemente dal momento. Gli elettroni generati nel decadimento sono rimossi dal campo dei magneti di curvatura mentre il fondo dovuto ai neutroni di bassa energia e ai fotoni generati nella cascata elettromagnetica può essere schermato.

Si possono concepire esperimenti “vicini” e di dimensioni relativamente modeste installati alle due estremità dell'anello di accumulazione. Il progetto di quest'ultimo offre un certo grado di flessibilità che permette varie scelte per il posizionamento dei rivelatori. In effetti si può pensare di allineare le sezioni diritte verso esperimenti differenti situati a distanze ottimali ed anche molto diverse fra loro. A titolo di esempio la figura 2.2 illustra il flusso di ν_μ atteso al Gran Sasso dal decadimento dei muoni circolanti in un anello di accumulazione installato sul sito del CERN.

2.2.1 Oscillazione dei neutrini

Il primo campo di ricerca offerto da una *Neutrino Factory* è quello dello studio delle oscillazioni del neutrino fra le sue varie specie, con elevata sensibilità verso piccole ampiezze di *mixing* $\sin^2 2\theta$ e piccole differenze fra i quadrati delle masse Δm^2 . I vantaggi del fascio di neutrini prodotto da una *Neutrino Factory* sono l'assenza di fondo, la facilità di una normalizzazione assoluta e la possibilità di selezionare il momento dei muoni. Negli esperimenti di oscillazione è molto importante conoscere la composizione iniziale del fascio dei neutrini. In un fascio prodotto dal decadimento muonico, i due tipi di neutrino hanno differente segno e sapore leptonic. Di conseguenza, anche in presenza di oscillazioni, la carica del leptone prodotto nelle interazioni di corrente carica identifica in maniera univoca il sapore del neutrino iniziale. Così in un fascio prodotto dal decadimento di μ^- , un leptone carico negativamente proviene da un ν_μ , mentre un leptone carico positivamente proviene da un $\bar{\nu}_e$. In assenza di oscillazioni ci si aspetta una reazione

di corrente carica con μ^- ed e^+ nello stato finale, mentre la presenza di μ^+ o e^- indicherebbe che si è verificata un'oscillazione.

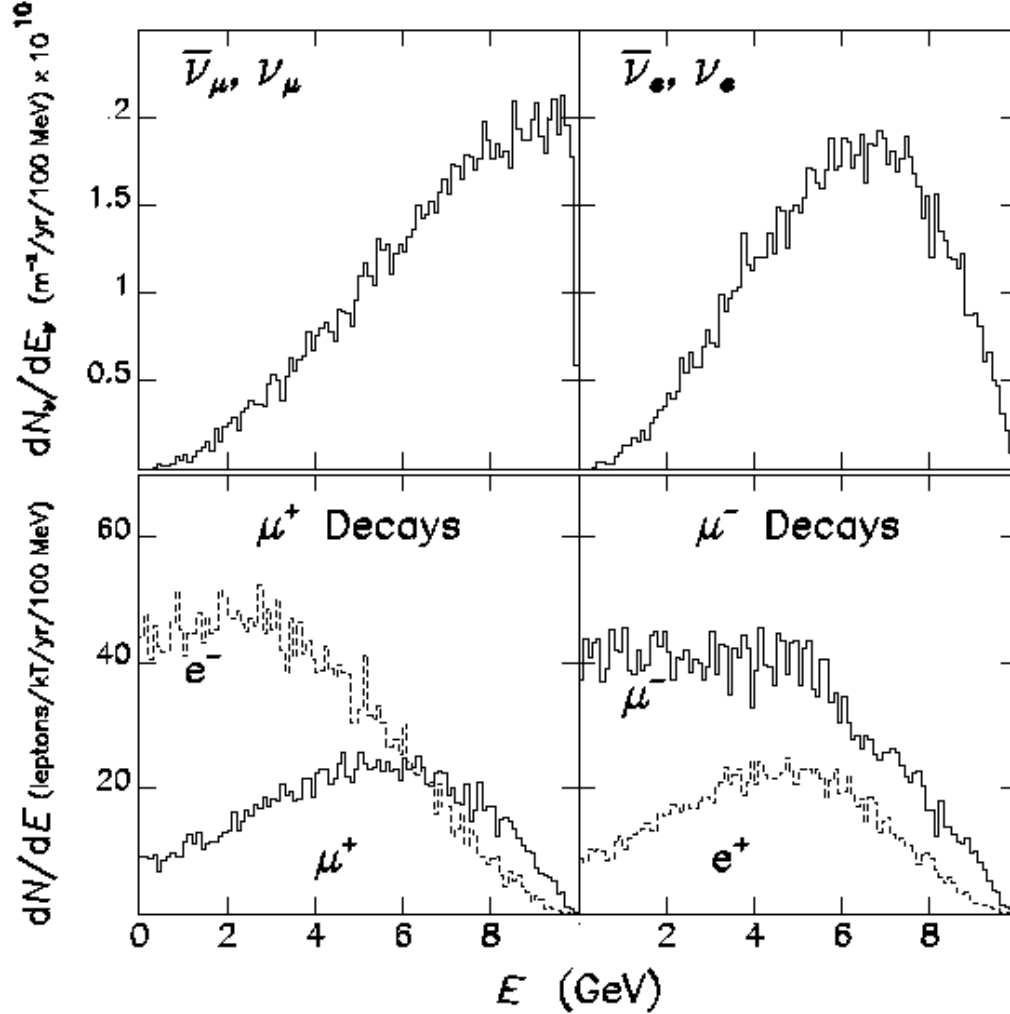


Figura 2.2. Flussi e spettri elettronici per anno in un rivelatore situato a 732 km di distanza da un anello di accumulazione dove circolano muoni non polarizzati con energia di 10 GeV [Gee98]. Il numero dei decadimenti muonici è $7,5 \times 10^{20}$, il 25% dei quali puntano verso il rivelatore. I due grafici superiori mostrano gli spettri dei neutrini e degli antineutrini, quelli inferiori gli spettri dei leptoni carichi per interazioni di correnti cariche

2.2.2 Esperimenti di comparsa e scomparsa

Un esperimento capace di identificare i muoni e determinarne la carica è sensibile alle oscillazioni $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ e $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$ (attraverso il decadimento $\tau^- \rightarrow \mu^-$) nel

canale di comparsa, e alle oscillazioni $\bar{\nu}_\mu \leftrightarrow \bar{\nu}_x$ in quello di scomparsa. Naturalmente anche le oscillazioni $\nu_e \leftrightarrow \nu_x$ possono venire misurate nel canale di scomparsa anche se la carica elettronica non è determinata. Un rivelatore in grado di identificare muoni ed elettroni senza determinazioni di carica, fornisce l'opportunità di studiare le oscillazioni confrontando il tasso di eventi di corrente carica $\bar{\nu}_\mu$ con eventi di corrente carica ν_e . In presenza di oscillazioni $\bar{\nu}_\mu \leftrightarrow \bar{\nu}_x$ e/o $\nu_e \leftrightarrow \nu_x$, una buona misura di scomparsa è fornita dal rapporto degli elettroni e muoni. Tuttavia poiché il fascio è composto di un eguale numero di neutrini muonici ed elettronici, senza determinazione di carica tale misura sarebbe poco sensibile ad un'oscillazione $\bar{\nu}_\mu \leftrightarrow \bar{\nu}_e$.

La disponibilità di una sorgente intensa di neutrini elettronici di alta energia è una caratteristica della *Neutrino Factory*. Ciò apre la possibilità di eseguire esperimenti di oscillazione $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$ con una sensibilità simile a quella di esperimenti $\bar{\nu}_\mu \leftrightarrow \bar{\nu}_\tau$. La carica del prodotto di decadimento del τ seleziona il modo d'oscillazione ($\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$ o $\bar{\nu}_\mu \leftrightarrow \bar{\nu}_\tau$). Con la capacità di misurare la carica dei leptoni uscenti, il muone o l'elettrone con segno "sbagliato" può segnalare oscillazioni $\bar{\nu}_\mu \leftrightarrow \bar{\nu}_e$ o $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$. Allo stesso modo i decadimenti del τ possono produrre leptoni di segno "sbagliato" e perciò la rivelazione di questi leptoni è anch'essa in grado di indicare un'oscillazione $\bar{\nu}_\mu \leftrightarrow \bar{\nu}_\tau$ o $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$. Un'analisi cinematica dell'evento è poi in grado di distinguere fra queste differenti possibilità.

2.3 Higgs Factory

Una volta acquisita una sufficiente esperienza nella costruzione e nel funzionamento di una *Neutrino Factory* si potrebbe pensare alla realizzazione di un collisore di muoni, cominciando con una macchina di energia intermedia e di dimensioni relativamente limitate con lo scopo di realizzare misure di precisione delle proprietà di determinate particelle. Per il momento è impossibile definire con esattezza i parametri di un tale acceleratore e il fine per cui potrà essere impiegato, perché entrambi questi aspetti dipendono in gran parte da quello che sarà il panorama della fisica delle alte energie fra vent'anni. Se l'evidenza sperimentale intravista negli

ultimi mesi di funzionamento del LEP di un bosone di Higgs leggero verrà confermata nei prossimi anni dal Tevatron al Fermilab o da LHC al CERN, un collisore di muoni sarebbe la macchina ideale per lo studio delle sue proprietà (*Higgs Factory*).

I parametri di massima di tre possibili collisori di muoni con energia nel centro di massa di 100 GeV, 400 GeV e 3 TeV sono riassunti nella tabella 2.1, basata sullo studio in corso negli Stati Uniti [Sco00]. La sorgente di protoni è un sincrotrone da 16 GeV operante a 15 Hz. Rispetto ad una *Neutrino Factory*, un collisore di muoni differisce per tre aspetti importanti:

- 1) un collisore deve fornire contemporaneamente un numero circa uguale di μ^+ e μ^- ;
- 2) i due fasci di muoni devono avere emittanza piccola. Questo implica che il “raffreddamento” dei muoni deve essere molto più spinto rispetto a quanto richiesto in una *Neutrino Factory*. Il raffreddamento per ionizzazione (*ionisation cooling*) è attualmente considerato il metodo più promettente (come sarà discusso nel capitolo seguente), ma deve ancora essere dimostrato nella pratica;
- 3) i fasci di muoni devono avere un'intensità sufficiente in modo da assicurare un'adeguata luminosità. Questo richiede che le particelle siano suddivise in pochi pacchetti, da cui segue una frequenza di ripetizione dell'impulso relativamente bassa. Il confronto di quest'ultima con la vita media del muone (vedi tabella 2.1) mostra che, specialmente nel caso di collisori di bassa energia, vi è una certa libertà di scelta nella frequenza dell'impulso, da pochi Hz fino a quasi 1 kHz per un collisore con energia nel centro di massa di 100 GeV.

La luminosità mediata sulla vita del muone è data dall'espressione seguente:

$$\bar{L} = \left(\frac{\tau_0}{e\mu_0} \right) \dot{N}_\mu \left(\frac{\xi\gamma}{\beta_\perp} \frac{2\pi\rho B}{C} \right) \quad (2.1)$$

in cui il primo termine in parentesi contiene delle costanti (la vita del muone a riposo τ_0 , la carica del muone e e la permeabilità dello spazio vuoto μ_0), mentre la seconda parentesi contiene i parametri del collisore: un parametro di macchina chiamato *tune shift* ξ , l'energia del muone γ e la funzione di ampiezza nel punto d'interazione $\beta_\perp$. La frazione che contiene il raggio di curvatura ρ , il campo magnetico dei dipoli B e la

circonferenza C del collisore rappresenta il campo magnetico medio $\langle B \rangle$. Il rateo di accumulazione dei muoni $\dot{N}_\mu$ descrive le caratteristiche della sorgente di muoni.

Tabella 2.1. Parametri di massima di collisori di muoni di bassa ed alta energia. Il numero di Higgs/anno è stimato sulla base di una sezione d'urto $\sigma = 5 \times 10^4 \text{ fb}$, ampiezza dell'Higgs $\Gamma = 2,7 \text{ MeV}$, $1 \text{ anno} = 10^7 \text{ s}$.

Energia nel CoM (TeV)	3	0,4	0,1
<i>Energia dei protoni (GeV)</i>	16	16	16
<i>Numero di protoni per pacchetto</i>	$2,5 \times 10^{13}$	$2,5 \times 10^{13}$	$2,5 \times 10^{13}$
<i>Frequenza di ripetizione (Hz)</i>	15	15	15
<i>l/τ_μ (Hz)</i>	32	240	960
<i>Potenza del fascio di protoni (MW)</i>	4	4	4
<i>Numero di muoni per pacchetto</i>	2×10^{12}	2×10^{12}	4×10^{12}
<i>Potenza del fascio di muoni (MW)</i>	28	4	1
<i>Circonferenza (m)</i>	6000	1000	350
<i>Campo magnetico medio (T)</i>	5,2	4,7	3
<i>$\delta p/p$ (%)</i>	0,16	0,14 / 0,12	0,01 / 0,003
<i>Luminosità ($\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)</i>	7×10^{34}	$10^{33} / 1,2 \times 10^{32}$	$2,2 \times 10^{31} / 10^{31}$
<i>Higgs/anno</i>		$1,9 \times 10^3$	4×10^3

Poiché i muoni decadono, il rateo di accumulazione è inferiore a quello di produzione. Se i ratei di accumulazione per μ^+ e μ^- sono diversi, nella formula 2.1 va inserito quello più piccolo. Si assume che il rateo di accumulazione dei muoni sia proporzionale alla potenza del fascio di protoni, con una dipendenza relativamente debole dall'energia dei protoni che si può quindi considerare come un parametro di progetto "libero". Come si vede dall'espressione 2.1 la luminosità media non dipende dal numero di pacchetti che circolano nel collisore che rappresenta quindi un altro parametro libero.

La sorgente di protoni deve inviare sul bersaglio i protoni ad intervalli di parecchi millisecondi, cioè ad intervalli superiori alla vita media dei muoni relativistici. La durata dell'impulso non deve essere più lunga del periodo di rivoluzione dei muoni nel collisore. Queste richieste sono soddisfatte da un acceleratore lineare di protoni funzionante con una frequenza di ripetizione dell'impulso dell'ordine di 100 Hz e durata di ciascun impulso di al più qualche

microsecondo. La scelta del valore esatto di energia e frequenza di ripetizione sono il risultato di un processo di ottimizzazione che andrà eseguito nel corso del progetto.

I componenti per la cattura, il raffreddamento e l'accelerazione dei muoni devono operare alla stessa frequenza e portare l'energia dei muoni al valore richiesto dal collisore. Anche se la dimensione del collisore stesso è relativamente piccola, la macchina che deve accelerare i muoni all'energia richiesta è molto più grande, perché include ovviamente le sezioni d'accelerazione. Lo studio attualmente in corso negli Stati Uniti mostra che la dimensione di un collisore di muoni è comparabile con quella del PS del CERN. Una caratteristica molto importante è la possibilità di scambiare, nello stadio di raffreddamento del fascio, le emittanze trasversali e longitudinali, in modo da ridurre la dispersione energetica. Questo processo può essere realizzato introducendo in una regione di alta dispersione un assorbitore di spessore variabile progettato in modo opportuno. Questo permette di ottenere una dispersione in energia molto piccola, ideale per lo studio di risonanze strette e obbligatoria per il possibile funzionamento con fasci polarizzati. Naturalmente questo si realizza a spese di un peggioramento della luminosità (vedi tabella 2.1).

Una descrizione del campo d'indagini possibili in una macchina di questo tipo si trova nel rif. [Aut99]. Qui daremo solo un breve cenno delle sue possibilità in quanto *Higgs Factory*. In generale un collisore di muoni è in grado di fare tutto quello che può essere realizzato con un collisore e^+e^- . Un possibile svantaggio è la difficoltà di ottenere un'elevata luminosità, che è essenzialmente limitata dalla massima intensità del fascio di protoni che può essere inviato sul bersaglio, dalle possibilità di raffreddare il fascio di muoni e da limitazioni imposte dal *tune shift*. I valori di luminosità riportati nella tabella 2.1 sono tipicamente di almeno un fattore 10 inferiore a quelli ottenibili con collisori di elettroni.

D'altra parte un collisore di muoni offre due grossi vantaggi rispetto ad un collisore di elettroni. Il primo è rappresentato dalla conoscenza estremamente precisa dello spettro energetico del fascio. Questo è un fattore determinante per lo studio di soglie di produzione di particelle e risonanze strette, usate per misure di precisione delle masse delle particelle e sezioni d'urto di produzione; da queste misure si può derivare l'accoppiamento con il muone. Al contrario i collisori lineari di elettroni presentano seri problemi di *bremsstrahlung* del fascio, un fenomeno che non solo produce un degrado della risoluzione energetica nel centro di massa, ma è anche difficile da misurare con precisione. Per esempio, il progetto attuale di TESLA

prevede una perdita di energia media compresa fra 1 e 3%, con un corrispondente aumento della dispersione energetica.

Il secondo vantaggio offerto dei collisori di muoni è il fatto che il bosone (o i bosoni) di Higgs si accoppiano ai muoni con un'intensità proporzionale al quadrato della massa del muone, il che permette di misurare eventi $\mu^+\mu^- \rightarrow h$, purché la massa dell'Higgs più leggero sia inferiore alla soglia di produzione di coppie di W . Il fatto che massa e ampiezza del bosone (o dei bosoni) di Higgs possano venire misurate con una precisione di poche centinaia di keV riveste grande importanza, pari a quella rappresentata dalla accurata misura delle proprietà della particella Z ottenuta al LEP.

La scansione dell'intervallo di energia dove può trovarsi un bosone di Higgs è quindi uno degli scopi principali di un collisore di muoni. Ad esempio per una massa dell'Higgs di $110 \text{ GeV}/c^2$, l'ampiezza è intorno a 5 MeV. E' quindi necessaria una dispersione dell'energia del fascio dell'ordine di 0,003% o inferiore per poter rivelare correttamente la risonanza. Questo limita la luminosità a circa $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, che corrisponde ad un tasso di produzione di pochi migliaia di bosoni di Higgs all'anno. I risultati di una simulazione della sezione d'urto di produzione dell'Higgs sono mostrati nella figura 2.3 [Aut99].

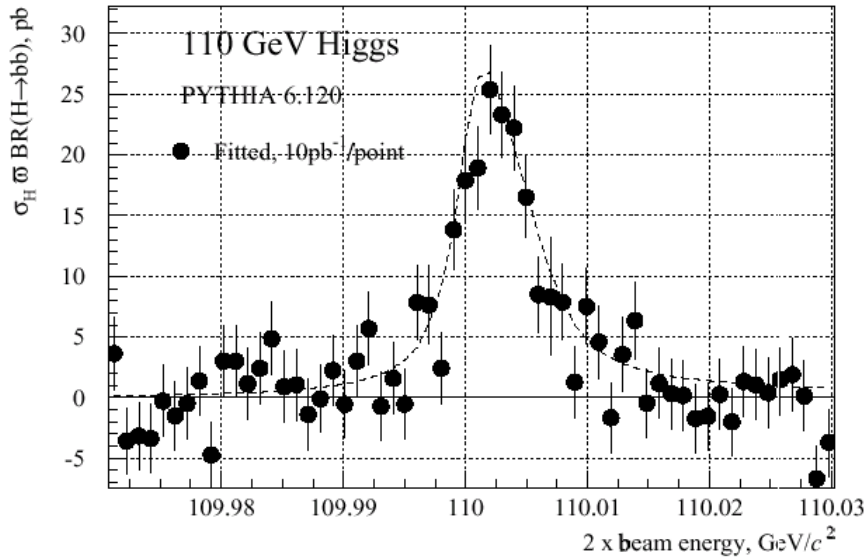


Figura 2.3. Sezione d'urto di produzione di una coppia di quark b da un bosone di Higgs con massa di $110 \text{ GeV}/c^2$ in funzione dell'energia del fascio. I punti sono una simulazione Monte Carlo corrispondente a un numero di eventi pari a 10 pb^{-1} , mentre la linea continua rappresenta la sezione d'urto calcolata.

Infine va menzionato il fatto ovvio che i muoni sono leptoni diversi dagli elettroni e si accoppiano quindi in maniera diversa a *partner* diversi, nel caso questi esistano. Si può quindi affermare che collisori di elettroni e collisori di muoni sono macchine complementari.

2.4 Collisori $\mu^+\mu^-$ di alta energia

La motivazione finale di un collisore di muoni è rappresentata dalla prospettiva di esplorare la fisica delle particelle alla frontiera di molti TeV, dopo che LHC avrà terminata la sua vita operativa. LHC sarà la prima macchina in grado di scandagliare l'intervallo di energia fino a 1 TeV, e sarà quindi capace di produrre e rivelare qualsiasi bosone di Higgs con massa inferiore a 1 TeV. LHC avrà anche la possibilità di produrre nuove particelle soggette ad interazione forte di massa anche superiore a 1 TeV. Per esempio sarà in grado di produrre e rivelare quark supersimmetrici e gluini con massa fino a circa 2 TeV. Tuttavia LHC ha un limite di qualche centinaio di GeV per quanto riguarda la scoperta di nuove particelle soggette ad interazione elettrodebole come i chargini e i leptoni supersimmetrici. Misure precise in questo nuovo campo della fisica ad energie dell'ordine del TeV richiederanno un collisore lineare e^+e^- con energia nel centro di massa di circa 1 TeV. Tuttavia una ricerca completa delle particelle soggette ad interazione elettrodebole con massa fino a 1 TeV sarebbe possibile solo con un collisore leptone-leptone con energia nel centro di massa superiore a 2 TeV.

Concluderemo questo capitolo accennando a un problema “esotico” posto da un collisore di muoni, il rischio radiologico posto dai neutrini, che potrebbe in effetti rappresentare il fattore limitante all'energia massima raggiungibile da questo tipo di macchine.

2.5 Il rischio radiologico posto dai neutrini

Nonostante la sezione d'urto d'interazione estremamente bassa, si è stimato che il fascio di neutrini generato dal decadimento dell'intenso fascio di muoni circolanti in un collisore dà origine a un rischio radiologico che risulta essere uno dei fattori limitanti l'energia massima di questo tipo di macchina (vedi cap. 6 del rif.

[Aut99]). Ciò è dovuto al fatto che il flusso di neutrini generati in un collisore di muoni è molto elevato, molto più elevato del flusso dei neutrini solari e di quelli generati negli acceleratori, compresi quelli prodotti in esperimenti dedicati tipo CNGS.

I neutrini interagiscono con la materia mediante quattro processi che sono, in ordine crescente d'importanza con il crescere dell'energia dei neutrini: diffusione (*scattering*) su elettroni atomici, diffusione su nuclei e diffusione su nucleoni, quest'ultimo processo con il fascio di neutrini che può essere non schermato oppure schermato. L'ultimo caso è la situazione che si incontra normalmente intorno ad un acceleratore di particelle, ed assume particolare importanza per energia dei neutrini $E_\nu > 0,5 \text{ GeV}$. Il rischio radiologico è in effetti molto maggiore (fino a 3 ordini di grandezza superiore a energie dell'ordine del TeV) se il fascio di neutrini è schermato piuttosto che lasciato non schermato, a causa della radiazione secondaria (principalmente adroni, elettroni e muoni) prodotta nei materiali dello schermo stesso (che in pratica è terra o roccia se il collisore è installato sottoterra). Le particelle secondarie con il percorso maggiore sono i muoni, la cui energia massima non può ovviamente eccedere l'energia del collisore. Il collisore deve ovviamente essere schermato e la schermatura deve essere abbastanza spessa da arrestare l'intero fascio circolante nell'anello in caso di perdita totale di fascio. Da ciò consegue che lo schermo deve essere più spesso del percorso massimo di tutti i secondari, il che significa che la radiazione neutrinica che emerge dallo schermo è automaticamente in equilibrio con tutti i componenti del campo di radiazione secondaria.

Per stimare l'equivalente di dose prodotto dai neutrini (e dalla radiazione secondaria) generati in un collisore di muoni di alta energia si è considerato uno spettro dei neutrini nel sistema del laboratorio, mediato su tutti gli angoli di produzione, della forma:

$$\frac{dN_\nu}{dE_\nu} = \Phi_0 \frac{2}{E_0} \left(1 - \frac{E_\nu}{E_0} \right) \quad (2.2)$$

dove Φ_0 è la fluenza integrata dei neutrini ed E_0 è l'energia del fascio di muoni. Se si approssima la Terra ad una sfera e trascurando effetti locali sull'orografia, per un

collisore situato a profondità d il punto in cui il fascio di neutrini emerge dalla superficie terrestre si trova ad una distanza L data da (figura 2.4):

$$L = \sqrt{2dR_t - d^2} \approx \sqrt{2dR_t} = 36 \text{ km} \sqrt{d/100 \text{ m}} \quad (2.3)$$

in cui $R_t = 6400 \text{ km}$ è il raggio terrestre. Per schermare i muoni prodotti da un collisore da 5 TeV sarebbe sufficiente installare la macchina ad una profondità compresa fra 10 e 20 m, ma questa non è sufficiente per ridurre a valori accettabili la radiazione da neutrini.

Il rateo di equivalente di dose è stato calcolato facendo la convoluzione dello spettro dei neutrini (espressione 2.2) con i coefficienti di conversione flusso-dose del rif. [Cos97]. Se si assume che il collisore produca pacchetti di 2×10^{12} muoni con una frequenza di ripetizione di 15 Hz, con opportune ipotesi sulla struttura della macchina, assumendo un funzionamento di 180 giorni all'anno e tenendo in conto la divergenza del fascio di neutrini prodotti nel decadimento dei muoni, gli equivalenti di dose annua stimati per diverse energie del collisore e profondità di installazione sono riassunti nella tabella 2.2.

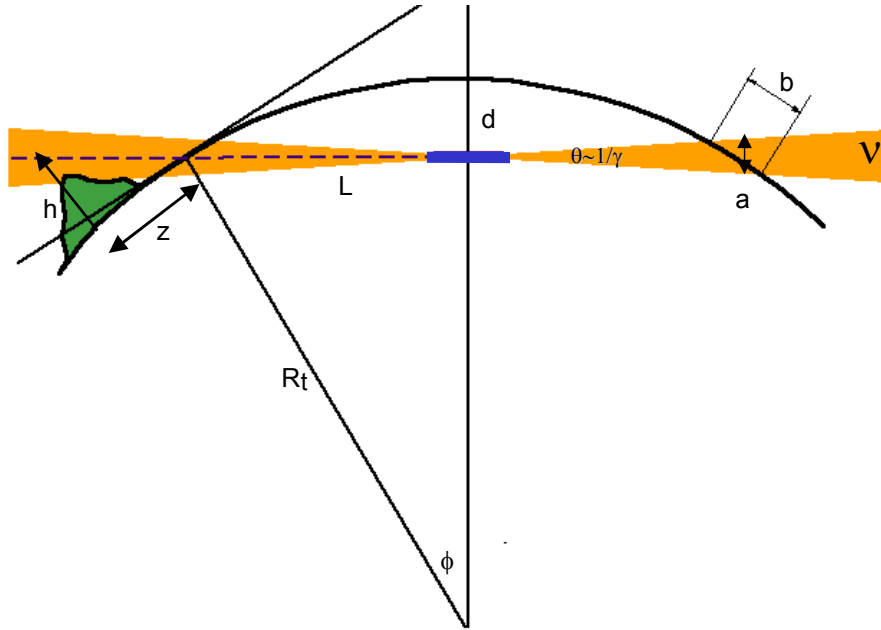


Figura 2.4. Alcune caratteristiche geometriche della radiazione da neutrini emergente da un collisore di muoni installato sottoterra: $L^2 = 2R_t d - d^2$, $\sin \phi = L/R_t$, $h \cong z \tan \phi$, $h \cong 1/\gamma$, $a \cong 2hL$, $b \cong a/\phi$ (R_t è il raggio terrestre).

Tabella 2.2. Equivalente di dose annuo a 36 km, 51 km e 80,5 km di distanza da un collisore con energia di 1, 2, 5 e 10 TeV funzionante per 180 giorni all'anno. Si è ipotizzato che la fluenza dei neutrini proveniente dalle sezioni diritte (SD) sia 10 volte più intensa di quella da una sezione curva (SC).

	Equivalente di dose annuo (μSv)					
	$d = 100 \text{ m},$ $L = 36 \text{ km}$		$d = 200 \text{ m},$ $L = 51 \text{ km}$		$d = 500 \text{ m},$ $L = 80.5 \text{ km}$	
	SC	SD	SC	SS	SC	SS
$E_0 = 1 \text{ TeV}$	20	200	10	100	4	40
$E_0 = 2 \text{ TeV}$	160	1,600	80	800	32	320
$E_0 = 5 \text{ TeV}$	2,500	25,000	1,250	12,500	500	5,000
$E_0 = 10 \text{ TeV}$	20,000	200,000	10,000	100,000	4,000	40,000

L'andamento dell'equivalente di dose annua a 36 km di distanza in funzione dell'energia del collisore è mostrato nella figura 2.5. A seguito dei limiti di dose che saranno discussi nel capitolo 4, è evidente che senza l'adozione di adeguate contromisure, tutte da studiare, l'energia di un collisore $\mu^+\mu^-$ installato a profondità "ragionevole" (100 m) è limitata a circa 1,5 TeV per fascio.

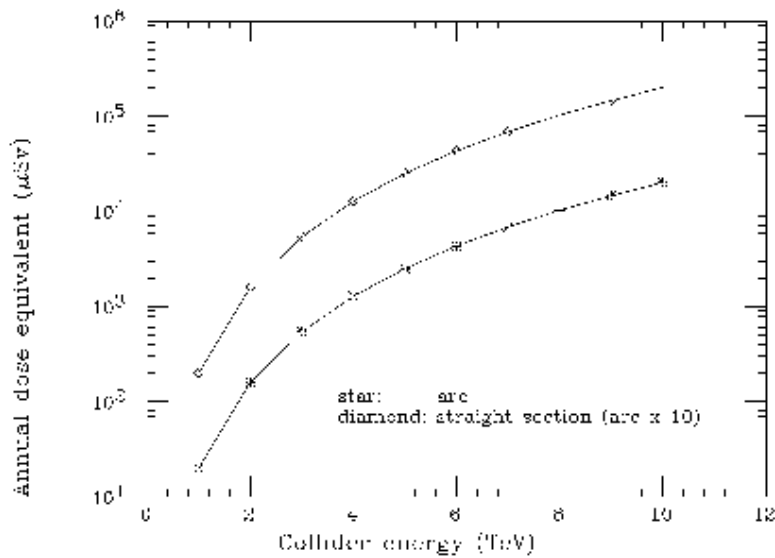


Figura 2.5. Equivalente di dose annuo causato dalla radiazione neutrinnica ad una distanza di 36 km (collisore installato ad una profondità di 100 m).

CAPITOLO 3. LA NEUTRINO FACTORY E I PROBLEMI RADIOLOGICI ANNESSI

Nelle sezioni 3.1 e 3.2 vengono discussi i parametri della Neutrino Factory (struttura e componenti della macchina). La sezione 3.3 tratta della sorgente di pioni e del bersaglio. Il raffreddamento e l'accelerazione del fascio di muoni sono discussi nelle sezioni 3.4 e 3.5. L'argomento specifico del lavoro di tesi (schermature della Neutrino Factory) è introdotto nella sezione 3.6.

3.1 Introduzione

Prima che una *Neutrino Factory* (letteralmente, “Fabbrica di neutrini”) possa venire effettivamente costruita saranno necessari parecchi anni per lo sviluppo di un gran numero di tecnologie innovative. Il CERN in collaborazione con altri laboratori ha iniziato da un paio di anni uno studio per una possibile *Neutrino Factory* da realizzare sul sito stesso del CERN. In questo capitolo descriveremo brevemente lo stato attuale di progetto dei vari acceleratori e componenti di questo complesso [Gar01].

In una *Neutrino Factory* il fascio dei neutrini è il prodotto del decadimento di muoni di alta energia circolanti in un anello di accumulazione. I muoni sono a loro volta il prodotto del decadimento dei pioni generati dall'interazione di un fascio intenso di protoni con un opportuno bersaglio. Nell'attuale progetto del CERN (figura 3.1) il fascio di protoni è prodotto da un LINAC superconduttore (SPL) che accelera ioni H^- , operante ad una frequenza di 75 Hz e con un'energia di 2,2 GeV, seguito da due macchine circolari in cascata, un accumulatore e un compressore, che conferiscono al fascio la struttura temporale opportuna.

Il bersaglio per la produzione dei pioni viene bombardato da un flusso di $1,1 \times 10^{16}$ p/s (equivalenti a circa 10^{23} protoni all'anno, supponendo un funzionamento dell'acceleratore di 10^7 s/anno), le cui caratteristiche sono riassunte nella tabella 3.1. Si è scelto di utilizzare un bersaglio di metallo liquido, inserito in un corno magnetico che serve a raccogliere i pioni in un ampio intervallo di energia cinetica (da 100 a 300 MeV) e di angolo solido. Dopo un canale di decadimento lungo 30 metri nel quale i pioni e i muoni vengono mantenuti focalizzati da un campo solenoidale di 1,8 T, una serie di cavità RF a 44 MHz ruotano i pacchetti di muoni nello spazio delle fasi longitudinale e riducono la dispersione di energia cinetica di un fattore 2.

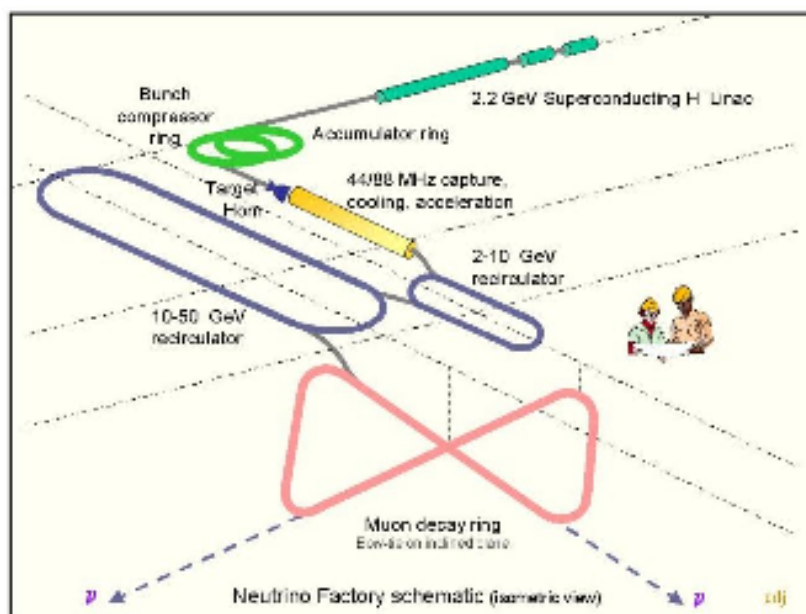


Figura 3.1. Schema concettuale del progetto della Neutrino Factory del CERN.

Tabella 3.1. Parametri del fascio di protoni inviati sul bersaglio per la produzione dei pioni.

Parametri	Valori	Unità
Potenza media del fascio	4	MW
Energia cinetica	2,2	GeV
Frequenza di ripetizione dell'impulso	75	Hz
Durata dell'impulso	3,3	μs
Numero di pacchetti	140	
Intensità dell'impulso	$1,51 \times 10^{14}$	p/impulso
Spaziatura temporale dei pacchetti	22,7	ns
Lunghezza dei pacchetti (σ)	1	ns
Dispersione di momento relativa (σ)	5×10^{-3}	
Emittanza orizzontale normalizzata (σ)	50	$\mu\text{m rad}$

Il fascio attraversa poi un opportuno sistema che lo “raffredda” (*ionisation cooling*) e un’altra serie di strutture RF a 44 e 88 MHz che servono a ripristinare l’energia cinetica persa. Al termine di questo processo, 250 m a valle del bersaglio, l’emittanza nei due spazi delle fasi trasversali è ridotta di un fattore 4 (e di conseguenza la densità delle particelle in ciascuno dei due piani è aumentata di un fattore 4). Il componente finale di questa sezione è un acceleratore lineare operante a 44 MHz che serve a innalzare l’energia dei muoni fino a 2 GeV.

Il fascio di muoni così prodotto, con intensità di circa 10^{14} μ/s , viene iniettato in due ricircolatori (RLA) in cascata. Queste due macchine accelerano i muoni fino ad un'energia finale di 50 GeV, utilizzando cavità RF superconduttrici a 352 MHz simili a quelle del LEP. Infine il pacchetto di muoni, con energia di 50 GeV e durata di 3,3 μs , viene iniettato in un anello di accumulazione di 2 km di circonferenza, dove circolano e decadono fino a quando il pacchetto successivo non è pronto per essere iniettato, 13,3 ms più tardi. In questo modo in ciascuna delle due sezioni diritte lunghe dell'accumulatore vengono prodotti all'incirca 3×10^{20} neutrini all'anno, "sparati" verso rivelatori installati a centinaia o migliaia di km di distanza.

3.2 Proton driver

Il primo componente della catena di acceleratori della *Neutrino Factory* è il cosiddetto *proton driver*. Nel progetto del CERN il *proton driver* è costituito dall'SPL e dai due successivi anelli dell'accumulatore e del compressore, e tende a sfruttare la maggior parte del sistema RF recuperato del LEP. L'SPL [Vre00], lungo circa 800 m, utilizza tutti i klystron e il 60% dei moduli RF del LEP nella sua sezione di alta energia. Da 390 MeV fino a 1 GeV vengono riutilizzati i criostati del LEP con cavità RF $\beta=0,8$ di nuova costruzione, mentre da 1 GeV fino all'energia finale di 2,2 GeV si riutilizzano i moduli RF del LEP senza modifiche. La sezione di bassa energia è invece di nuova costruzione. Fino a 120 MeV si usano cavità RF convenzionali (che operano cioè a temperatura ambiente); il fascio è "impacchettato" a 352 MHz in un RFQ e all'energia di 3 MeV un *chopper* veloce provvede a fornire al fascio l'appropriata struttura temporale per un ottimale cattura longitudinale nell'accumulatore (figura 3.2).

I protoni vengono iniettati nell'accumulatore su 660 giri mediante scambio di carica (*charge exchange injection*), facendo cioè passare il fascio di ioni H^- prodotto dal LINAC attraverso un fogliolino sottile che rimuove i due elettroni. Alla fine del processo di accumulazione i protoni vengono trasferiti dall'accumulatore in una seconda macchina circolare chiamata compressore. La funzione di questo secondo anello è di comprimere la struttura temporale dei pacchetti di protoni fino a ridurli ad 1 ns rms. Questo processo si compie durante 7 giri, dopo di che i protoni sono estratti dal compressore ed inviati verso il bersaglio di produzione dei pioni.

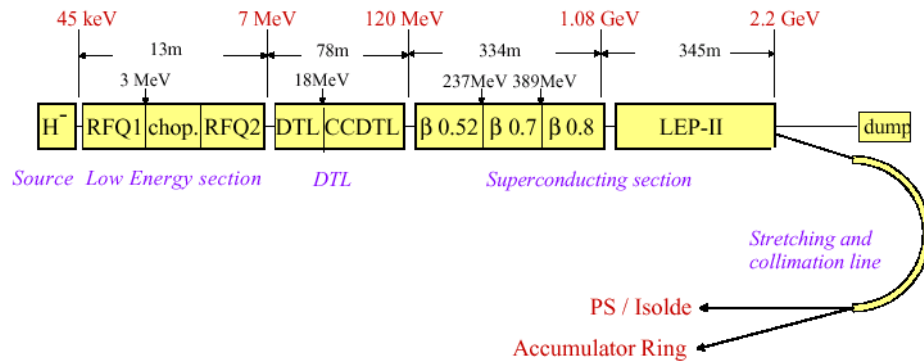


Figura 3.2. Schema dell'SPL.

Allo stato attuale si pensa di installare sia l'accumulatore che il compressore nel tunnel che in passato ha ospitato gli ISR. Il progetto prevede di installare il LINAC sottoterra, lungo un lato dell'attuale perimetro del sito di Meyrin del CERN (figura 3.3), in modo da sfruttare alcuni tunnel già esistenti per il trasferimento del fascio dal LINAC al PS e a ISOLDE.

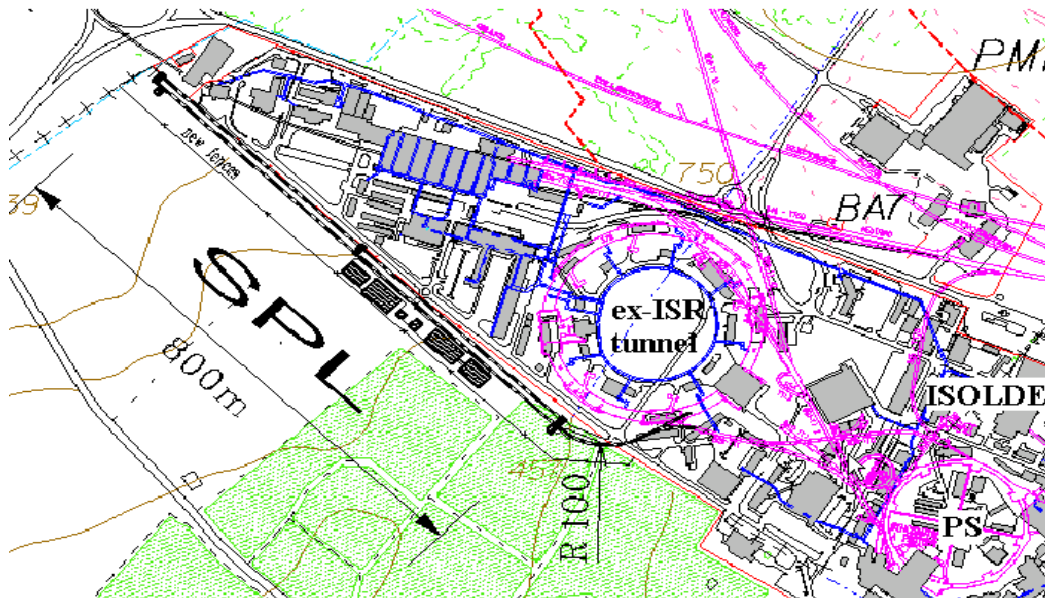


Figura 3.3. Localizzazione del proton driver (SPL, linea di trasferimento, accumulatore e compressore) sul sito di Meyrin del CERN.

A parte l'impiego principale come *proton driver* per la *Neutrino Factory*, l'SPL potrebbe infatti sostituire il complesso LINAC 2/ *booster* (PSB) e fornire al PS

un fascio di protoni di caratteristiche superiori rispetto al fascio attuale. Inoltre l'SPL sarebbe in grado di fornire a ISOLDE un fascio d'intensità cinque volte superiore a quello attuale [Ays00]. E' anche in corso di studio la possibilità di sfruttare direttamente il fascio di protoni di 2,2 GeV per generare un fascio di neutrini "convenzionale" che potrebbe essere diretto verso un apparato sperimentale situato ad una distanza di circa 100 km dalla sorgente [Mez00, Blo00].

3.3 Produzione e raccolta dei pioni

Il bersaglio per la produzione dei pioni e il sistema per la loro cattura e focalizzazione sono una delle componenti della *Neutrino Factory* che presenta le maggiori difficoltà dal punto di vista ingegneristico. Per il momento non è stato ancora sviluppato e verificato sperimentalmente un prototipo che possa essere considerato una soluzione valida. Al CERN si sta attualmente studiando un bersaglio di metallo liquido e focalizzazione mediante un corno magnetico, anche se non si esclude la possibilità di utilizzare un solenoide superconduttore come sistema focalizzante.

I muoni sono prodotti nel decadimento dei pioni:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$$

e i pioni attraverso le risonanze Δ eccitate da protoni incidenti su un bersaglio:

$$p + p \rightarrow p + \Delta^+$$

$$n + \Delta^{++}$$

$$p + n \rightarrow p + \Delta^0$$

$$n + \Delta^+$$

$$\Delta^0 \rightarrow p + \pi^-$$

$$\Delta^+ \rightarrow n + \pi^+$$

$$\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+$$

Il decadimento dei Δ^0 e Δ^+ nei π^0 non viene preso in considerazione in quanto non contribuisce alla produzione dei muoni. L'energia della Δ è 1232 MeV mentre l'energia di soglia dei protoni per la produzione dei pioni è 633 MeV. A causa della minor massa del pione (139,6 MeV) rispetto al nucleone, la maggior parte dei pioni

prodotti hanno un momento dell'ordine di qualche centinaia di MeV/c e un ampio spettro angolare, con una componente retrodiffusa. Questo è stato confermato da recenti simulazioni Monte Carlo con i codici FLUKA e MARS [Col00]. Queste simulazioni hanno anche fornito una stima della resa dei pioni e un'informazione sul rapporto fra il numero dei pioni prodotti rispetto al numero di protoni incidenti. La resa totale è all'incirca proporzionale all'energia, almeno nell'intervallo da 2 a 16 GeV ed è dell'ordine di $10^{-3}/\text{GeV}$ per pioni positivi e un bersaglio di mercurio di 1 mm di spessore. Per un bersaglio di spessore L (in millimetri), la resa totale può essere stimata tramite l'espressione:

$$N_{\pi^+}/N_p = 10^{-3} \Lambda [1 - \exp(-L/\Lambda)] \quad (3.1)$$

in cui Λ è la lunghezza d'interazione (130 mm per il mercurio). Per pioni negativi il bersaglio deve essere ricco in neutroni e per questa ragione i materiali di alto numero atomico quali il mercurio sono da preferirsi. La resa di pioni totale da un bersaglio di mercurio di 1 mm di spessore (corrispondente a circa 0,7% della lunghezza di interazione inelastica) calcolata da FLUKA e MARS è mostrata in figura 3.4 [Col00].

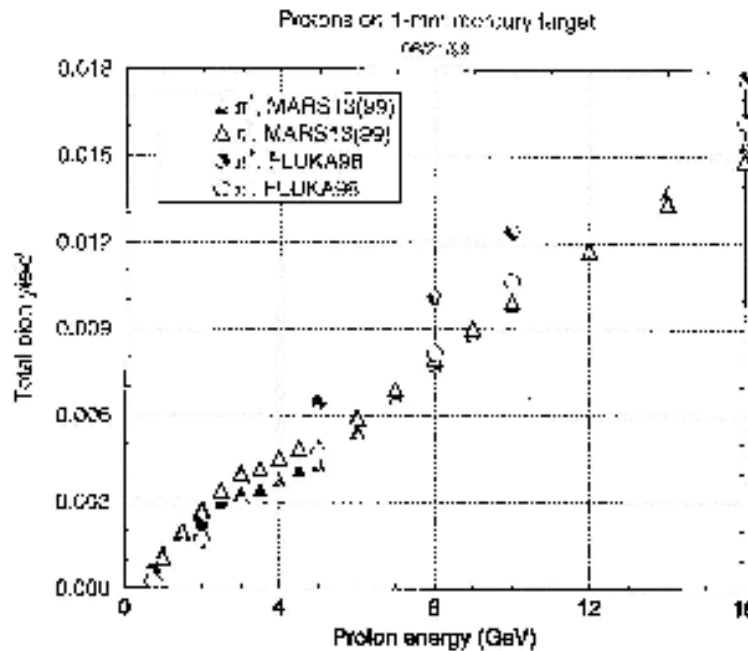


Figura 3.4. Resa totale di pioni generati da protoni con energia da 1 a 16 GeV su un bersaglio sottile di mercurio.

L'accordo fra le previsioni fornite dai due codici è buona, con una discrepanza massima di circa il 20%.

Al CERN è attualmente in corso un esperimento al PS, chiamato HARP, che ha lo scopo di misurare con precisione la produzione di pioni da differenti materiali bersaglio bombardati con protoni di energia da 2 a 15 GeV. E' previsto che l'esperienza continui nel 2002 per estendere tale studio con fasci di particelle α di energia fra 2 e 7,5 GeV per nucleone. I risultati dell'esperimento HARP saranno fondamentali per finalizzare il progetto del bersaglio e forse anche le caratteristiche del *proton driver*.

Il bersaglio attualmente allo studio per la *Neutrino Factory* consiste di un getto (*jet*) di mercurio liquido con diametro di circa 10 mm ed una elevata velocità assiale (fino a 30 m/s) [Rav01]. L'uso di un bersaglio a *jet* permette di rimuovere in maniera molto efficiente dalla regione di produzione dei pioni il calore prodotto dall'impatto con il fascio di protoni, senza la necessità di finestre per il contenimento del materiale bersaglio. I pioni sono raccolti e iniettati nel successivo canale di decadimento per mezzo di un corno magnetico che produce un campo magnetico toroidale. Questo corno magnetico circonda il jet di mercurio e la sua struttura deve essere tale da poter essere sostituito in maniera semplice in caso di necessità. I vantaggi del corno rispetto ad un solenoide sono: 1) la possibilità di selezionare la polarità dei pioni, 2) la resistenza alle radiazioni e il fatto che le parti esposte alla radiazione stessa sono relativamente poco costose, 3) la possibilità di una certa flessibilità nella scelta della forma del corno per ottimizzare l'accoppiamento con la struttura seguente (il componente per il raffreddamento del fascio di pioni). I migliori risultati in termini di cattura dei pioni sono stati ottenuti con il corno di forma triangolare mostrato in figura 3.5 [Bal00]. E' attualmente allo studio anche uno schema alternativo che prevede l'impiego di 4 corni e 4 bersagli invece di un singolo corno e di un singolo bersaglio. Questa soluzione presenta il vantaggio di ridurre di un fattore 4 la frequenza di pulsazione di ciascuno dei 4 corni, nonché di ridurre gli stress meccanici e termici dato che ogni bersaglio deve resistere a un fascio di 1 MW invece che di 4 MW [Gil01].

Sono in corso test preliminari con un bersaglio di mercurio che hanno lo scopo di analizzare l'interazione fra un fascio di protoni e un *jet* di mercurio liquido, nonché il comportamento (in assenza di fascio) di tale *jet* all'interno di un campo magnetico

da 13 T. I test con il fascio si prevede vengano effettuati a ISOLDE con protoni da 1,4 GeV.

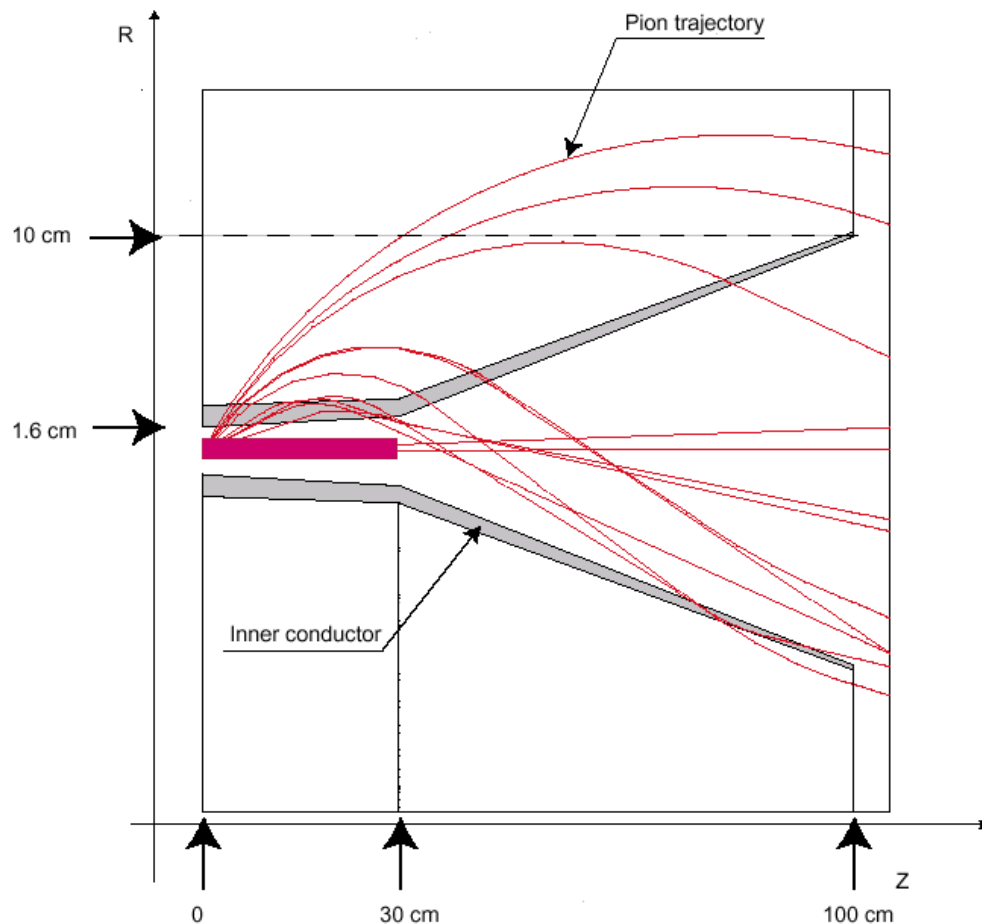


Figura 3.5. Traiettorie dei pioni in un corno magnetico di forma triangolare.

Visti i numerosi problemi relativi a un bersaglio di metallo liquido, sono allo studio soluzioni alternative [Kin99]. Al CERN si sta valutando la possibilità di realizzare un bersaglio solido costituito da sferule di metallo di alta densità (tantalio, leghe di tungsteno o carburo di tungsteno) [Sie01]. Le sferule hanno un diametro tra 1 e 3 mm, sono confinate in un contenitore di titanio con un fattore di “impacchettamento” (volume delle sfere rispetto al volume totale) dell’ordine del 60% e raffreddate ad acqua. Il contenitore è chiuso da finestre di titanio o berillio progettate per resistere ad una pressione dell’acqua di raffreddamento fino a 10 MPa. Per massimizzare l’efficienza del sistema di raffreddamento l’acqua fluisce ad alta velocità ed alta pressione in direzione radiale attraverso il bersaglio (figura 3.6). In

alternativa il raffreddamento può essere realizzato mediante metallo liquido (per esempio litio o sodio-potassio) a bassa densità. Questa soluzione, sviluppata in reattori nucleari di ricerca e quindi adottata in ambienti altamente radioattivi, permette di migliorare l'efficienza del raffreddamento. La fattibilità di questo tipo di bersaglio necessita comunque di essere verificata sperimentalmente.

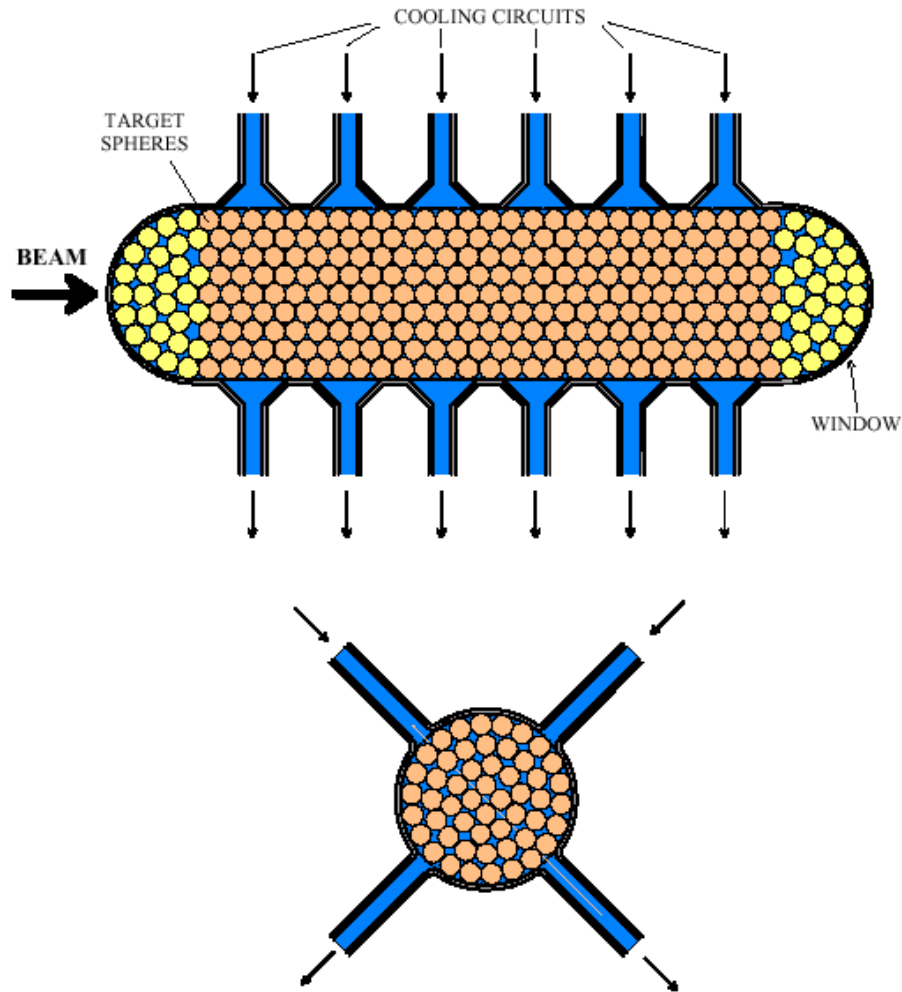


Figura 3.6. Schema di massima di un bersaglio granulare. Le sferule di tantalio con un diametro di circa 2 mm sono confinate in un contenitore di titanio e raffreddate da un flusso d'acqua (o metallo liquido) che attraversa gli spazi vuoti tra le sfere.

3.4 Generazione e raffreddamento del fascio di muoni

I pioni così focalizzati dal sistema descritto nel precedente paragrafo decadono dando luogo ad un fascio di muoni con la stessa struttura temporale del fascio di protoni originario. Il fascio di muoni deve essere mantenuto focalizzato, “raffreddato”

e accelerato fino a un'energia opportuna per poter essere iniettato nella macchina successiva che lo accelererà fino all'energia finale di 50 GeV.

La tecnica attualmente allo studio per ridurre l'emittanza trasversale del fascio di muoni è il raffreddamento per ionizzazione (*ionisation cooling*). Il principio è quello di far passare il fascio attraverso un assorbitore di materiale leggero. Nell'assorbitore le particelle perdono momento in maniera uniforme; in seguito la componente longitudinale del momento viene reintegrata mediante una cavità RF. In questo modo le particelle perdono parte della loro componente trasversale del momento mantenendo invariata la componente longitudinale. Il fascio in uscita dal sistema è quindi “più freddo” di quello in ingresso. Le particelle però nell'attraversare l'assorbitore non vengono solo decelerate ma sono anche sottoposte a processi di diffusione (*scattering*), che “riscaldano” nuovamente il fascio. Gli effetti di raffreddamento e riscaldamento sono quindi fenomeni in competizione che conducono ad una “temperatura” di equilibrio (figura 3.7). Sono attualmente in corso simulazioni per progettare un sistema di questo tipo, in quanto il raffreddamento per ionizzazione non è stato ancora dimostrato nella pratica. Gli elementi leggeri sono i migliori candidati per l'assorbitore, in quanto producono il minimo di diffusioni multiple per unità di energia assorbita [Gru00].

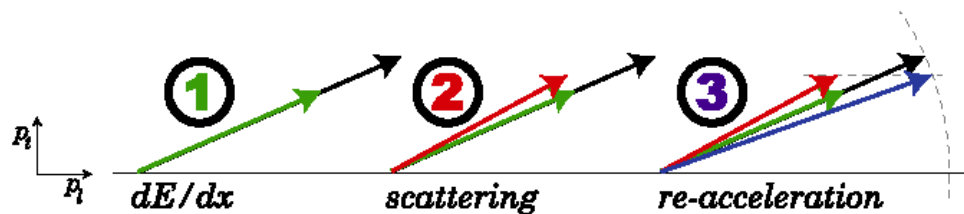


Figura 3.7. Principio del raffreddamento per ionizzazione: le particelle sono decelerate (1), ma soltanto la loro componente longitudinale del momento viene ripristinata (3). I fenomeni di diffusione (2) riducono l'efficienza del raffreddamento.

Sono allo studio diverse opzioni per realizzare un sistema di raffreddamento che funzioni sul principio sopra esposto [Fra00]. Quello che attualmente sembra più adatto ad essere accoppiato al *proton driver* descritto in precedenza è il seguente. I pioni decadono prima lungo un percorso di 30 m, focalizzati da un campo magnetico solenoidale di 1,8 T. Al termine del canale di decadimento, il fascio attraversa una serie di cavità RF a 44 MHz che riducono la dispersione in energia di circa un fattore 2. A questo punto il fascio di muoni attraversa due fasi di raffreddamento: la prima, a un'energia media di 200 MeV, generata mediante una serie di celle assorbenti di

idrogeno liquido, ciascuna lunga 24 cm, e cavità RF a 44 MHz; la seconda, a 300 MeV, costituita da celle, sempre di idrogeno liquido, di 40 cm di lunghezza e cavità RF a 88 MHz. La focalizzazione del fascio è ottenuta con un solenoide superconduttore. All'uscita dello stadio di raffreddamento, l'emittanza è ridotta di un fattore 4 in entrambi gli spazi delle fasi. Uno dei moduli della struttura a 44 MHz è mostrato a titolo di esempio nella figura 3.8. Lo stadio finale di accelerazione fino a 2 GeV è ottenuto con una serie di cavità RF a 88 MHz ed in seguito a 176 MHz. I parametri principali di questa serie di componenti sono riassunte nella tabella 3.2, mentre la figura 3.9 mostra la percentuale dei muoni per pione iniziale in uscita dalle varie fasi.

Tabella 3.2. Principali parametri delle sezioni di rotazione del pacchetto, raffreddamento e preaccelerazione dei muoni.

	Decadimento	Rotazione	Raffred. Fase 1	Accel. Fase 1	Raffred. Fase 2	Accel. Fase 2
Lunghezza (m)	30	30	46	32	112	~ 450
Diametro (cm)	60	60	60	60	30	20
Campo magnetico (T)	1,8	1,8	2,0	2,0	2,6	2,6
Frequenza (MHz)		44	44	44	88	88 e 176
Gradiente (MV/m)		2	2	2	4	4 - 10
Energia cinetica (MeV)		200	200	280	300	2000

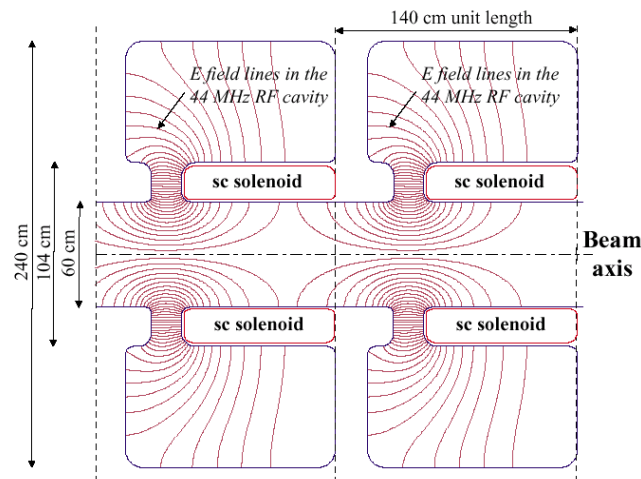


Figura 3.8. Modulo di raffreddamento dei muoni con cavità RF a 44 MHz e solenoide superconduttore.

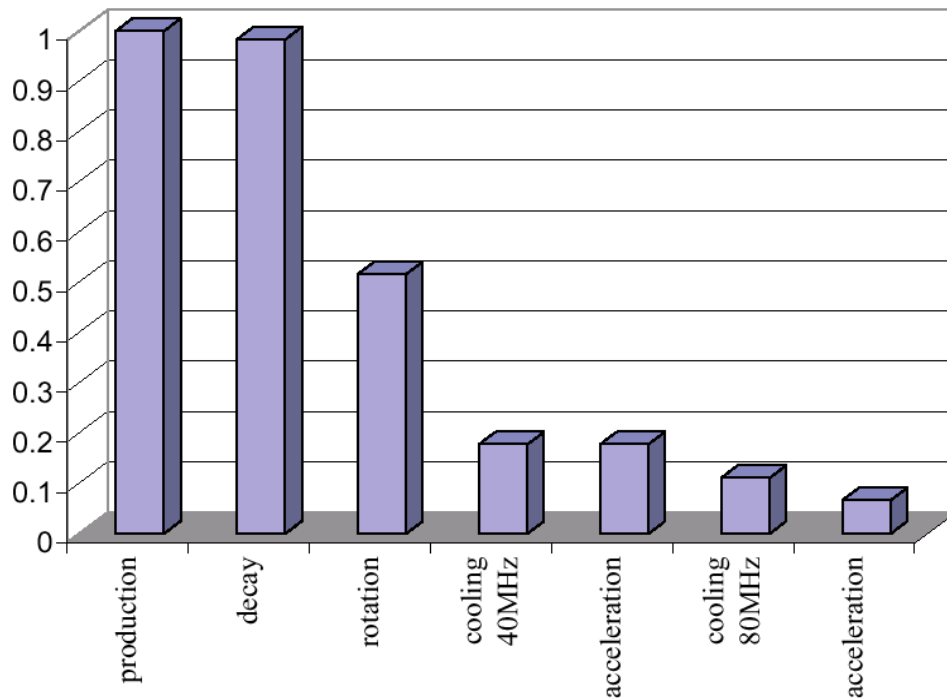


Figura 3.9. Percentuale dei muoni sopravvissuti alle varie fasi per pioni iniziale.

3.5 Accelerazione e accumulazione dei muoni

Due acceleratori lineari ricicchanti (*recirculating linear accelerator*, RLA) accelerano poi il fascio di muoni prima da 2 GeV fino a 10 GeV (RLA 1) ed in seguito da 10 GeV fino a 50 GeV (RLA 2). Entrambi i riciclatori sono isocroni e i pacchetti di muoni sono accelerati sulla cresta della tensione RF. I principali parametri delle due macchine sono riassunti nella tabella 3.3 [Kei00a]. Questa parte della *Neutrino Factory* costituisce uno dei componenti più costosi e richiederà ancora molti anni di studio prima di essere ottimizzata. Attualmente si pensa di utilizzare come sistema di accelerazione cavità RF a 352 MHz simili a quelle del LEP. All'estremità di entrambi i LINAC opportuni sistemi magnetici separano i muoni del fascio in 4 archi sovrapposti verticalmente che vengono poi ricombinati dopo 180° per essere iniettati nel LINAC successivo.

Una volta accelerato fino a 50 GeV nell'RLA 2, il fascio di muoni viene trasferito in un anello di accumulazione, l'ultima macchina nella catena di acceleratori della *Neutrino Factory*.

Tabella 3.3 Parametri principali dei due RLA.

Parametri	RLA 1	RLA 2
Energia d'iniezione (GeV)	2	10
Energia d'estrazione (GeV)	10	50
Numero di giri	4	4
Lunghezza dei LINAC (m)	680	3813
Frequenza RF (MHz)	352	352
Raggio medio delle sezioni curve (m)	20	100
Circonferenza (m)	806	4442
Gradiente (MV/m)	7,4	7,4
Emittanza normalizzata (mm·rad)	16,5	18,8

L'anello di accumulazione ha una forma simmetrica a farfalla (figura 3.1) e non è situato in un piano orizzontale ma è opportunamente inclinato, in modo che le due sezioni diritte lunghe si trovino allineate con rivelatori di neutrini posti a grande distanza [Kei00b]. La forma a farfalla offre dei vantaggi per quanto riguarda una sua possibile localizzazione sul sito del CERN ed una certa flessibilità per quanto riguarda il suo orientamento. Circa un terzo dei muoni accumulati decadono in ciascuna delle due sezioni diritte lunghe producendo un totale di circa 3×10^{20} neutrini all'anno inviati verso ciascun esperimento. Uno dei "bersagli" è il laboratorio del Gran Sasso situato ad una distanza di circa 730 km, mentre il sito candidato ad ospitare l'esperimento più lontano, ad una distanza di circa 3000 km, non è stato ancora deciso. L'accuratezza richiesta nell'allineamento delle sezioni diritte è di 10^{-5} rad, difficile ma considerata realizzabile. I parametri principali dell'anello di accumulazione sono riassunti nella tabella 3.4.

3.6 Problemi di schermature e radioattività indotta

Numerosi sono i problemi radiologici posti dal complesso di acceleratori della *Neutrino Factory*. Per prima cosa gli acceleratori, le linee di trasferimento del fascio, i bersagli e gli assorbitori di fascio (*dump*) andranno opportunamente schermati. Molto probabilmente l'interno complesso sarà installato sottoterra (come la maggior parte delle attuali macchine del CERN), il che significa calcolare la profondità necessaria a garantire una protezione sufficiente contro il campo di radiazione (principalmente composto da neutroni, fotoni e ovviamente muoni) prodotto durante il funzionamento

degli acceleratori, con la stima di eventuali schermature supplementari che potessero rivelarsi necessarie (tipo schermi locali intorno a componenti specifici quali bersagli, *dump*, collimatori di fascio, sistemi di iniezione ed estrazione del fascio). Inoltre, mentre i neutroni possono venire schermati, i muoni interagiscono debolmente con la materia e l'unico modo di schermarli è in effetti quello di interporre fra la sorgente e le aree occupate dal personale o dalla popolazione una quantità di materia superiore al loro percorso (*range*). Questo significa in pratica installare tutta la parte della *Neutrino Factory* dedicata all'accelerazione e al trasporto del fascio di muoni a una profondità sufficiente a garantire che in caso di incidente con perdita totale di fascio i muoni rimangano confinati nella terra. Il problema è particolarmente rilevante per l'anello di accumulazione che, oltre a essere la macchina dove i muoni hanno energia (e quindi *range* nel terreno) maggiore, per la sua stessa concezione è installata non in un piano orizzontale ma inclinata, con una sezione dritta che “punta” il fascio verso la superficie. Sempre per quel che riguarda i vari componenti per l'accelerazione e il trasporto dei muoni, bisogna tenere in considerazione il fatto che per ogni muone che decade viene prodotto un elettrone, che viene perso in quanto il campo dei magneti è regolato per il trasporto dei muoni che hanno massa e quindi rigidità magnetica molto maggiore.

Tabella 3.4. Parametri principali dell'anello di accumulazione dei muoni.

Parametri	Valore	Unità
<i>Energia di fasci</i>	50	GeV
<i>Fluenza di muoni</i>	10^{14}	s^{-1}
<i>Distanza sorgente-esperimenti</i>	1000 e 3000	km
<i>Divergenza normalizzata ($\gamma \times$ divergenza rms)</i>	0,1	
<i>Inclinazione delle sezioni diritte</i>	-78,6 e -237,9	mrad
<i>Circonferenza</i>	2007,9	m
<i>Decadimenti utili per muone circolante per esperimento</i>	28,7	%
<i>Frequenza RF</i>	352	MHz
<i>Valore di picco della tensione RF</i>	120	MV
<i>Emittanza normalizzata (mm·rad)</i>	1,67	mm·rad

Nel caso di acceleratori di alta intensità quali quelli della *Neutrino Factory*, un aspetto particolarmente importante da considerare, a parte le schermature dell'acceleratore stesso, è la progettazione del bersaglio e dei *dump*. Le perdite di

fascio nell'acceleratore durante il funzionamento di routine possono essere mantenute basse, e una perdita catastrofica dell'intero fascio può venire limitata a un tempo molto breve da un opportuno sistema di monitoraggio delle perdite di fascio accoppiato al sistema di controllo dell'acceleratore; il bersaglio, i *dump* e le schermature annesse devono invece venire progettati in modo da essere in grado di assorbire l'intera potenza del fascio, che nel caso dell'SPL è di 4 MW. Una potenza simile si ritrova solamente negli attuali progetti di sorgenti di spallazione (*spallation sources*) per la generazione di fasci intensi di neutroni. Una sorgente di spallazione chiamata SINQ è in funzione da qualche anno al PSI di Villigen (Svizzera); SINQ utilizza un fascio di protoni da 590 MeV generato da un ciclotrone. Il ciclotrone produce un fascio praticamente continuo con intensità di circa 1,5 mA, così che la potenza assorbita dal bersaglio per la produzione dei neutroni è dell'ordine di 1 MW. Vi sono attualmente alcuni progetti a vari stadi di sviluppo per sorgenti di spallazione (come la SNS in costruzione negli Stati Uniti e ESS in fase di progetto in Europa), con potenze in gioco dello stesso ordine di quelle del fascio dell'SPL. In tutti i casi il bersaglio è uno dei componenti più critici di questo tipo di installazione e lo stesso vale per il bersaglio e il *dump* della *Neutrino Factory*.

Oltre alle schermature andranno progettate le penetrazioni che attraversano le schermature stesse per permettere il passaggio dei cavi, dei condotti per la ventilazione, dei fluidi criogenici e di raffreddamento, delle guide d'onde per il trasferimento della potenza dai klystron alle cavità RF, così come per l'accesso del personale. Altri aspetti da valutare sono la possibile attivazione dell'acqua di falda, dell'aria dei tunnel dove sono installate le varie macchine, bersagli e *dump*, dell'acqua di raffreddamento dei magneti, dei fluidi criogenici. Infine, bisognerà stimare la radioattività indotta negli acceleratori e nelle strutture circostanti sia per stimare il rischio radiologico cui sarà esposto il personale che dovrà effettuare interventi di manutenzione nel tunnel, sia per stimare la massa e il volume dei materiali che saranno soggetti ad attivazione e che andranno opportunamente gestiti al momento dello smantellamento dell'installazione.

In questa tesi ci occuperemo in particolare del problema delle schermature del primo degli acceleratori della *Neutrino Factory*, il LINAC superconduttore (SPL) che accelera i protoni fino a 2,2 GeV, in un fascio di potenza pari a 4 MW.

CAPITOLO 4. CALCOLO DELLE SCHERMATURE

La sezione 4.2 tratta della classificazione delle zone dal punto di vista della sicurezza radiologica. Nelle sezioni 4.3, 4.4 e 4.5 vengono discussi i parametri rilevanti al calcolo delle schermature ed i modelli analitici fondamentali. Il metodo è applicato specificamente ai neutrini nella sezione 4.6. Le sezioni 4.7 e 4.8 riguardano condizioni realistiche in cui si deve operare il calcolo (sorgenti lineari e labirinti). La sezione 4.9 tratta del Montecarlo FLUKA.

4.1 Introduzione

Lo scopo della progettazione delle schermature di un acceleratore di particelle è quello di attenuare l'intensa radiazione prodotta dall'acceleratore stesso e dai componenti annessi (quali bersagli e dump) a livelli accettabili per il personale che opera nell'impianto all'esterno della zona schermata, ad un costo ragionevole e senza compromettere l'utilità dell'installazione stessa. Questo si realizza con un processo in tre fasi [Sil00]:

- 1) definizione di uno o più fattori sorgente della radiazione,
- 2) definizione dei valori di progetto dei parametri radiologici,
- 3) progettazione delle schermature includendo un'ottimizzazione in termini di rapporto costi benefici ed una scelta dei materiali più adatti fra quelli disponibili.

Nella progettazione delle schermature di un acceleratore si distingue normalmente fra schermature longitudinali (o in avanti), quelle nella direzione del fascio di particelle, e schermature trasversali (o laterali), a 90^0 gradi rispetto alla direzione del fascio stesso. Nel caso di un acceleratore lineare, la progettazione degli schermi si riferisce principalmente alle schermature laterali ed è di questo che ci occupiamo nella presente tesi. Nel prossimo paragrafo descriveremo le specifiche di progetto per quanto riguarda i limiti di rateo di dose per i vari tipi di area. Descriveremo in seguito un modello semplice impiegabile per il progetto di schermi laterali nonché una metodologia per la valutazione della trasmissione della radiazione neutronica attraverso le penetrazioni e i labirinti inevitabilmente presenti in qualunque schermo. Illustreremo poi brevemente le caratteristiche essenziali del codice di calcolo Monte Carlo FLUKA impiegato nella fase di raffinamento dei calcoli descritti nel prossimo capitolo.

4.2 Specifiche di progetto

La massima intensità del fascio di particelle, le perdite tollerabili e il massimo rateo di dose ammissibile nelle aree occupate dal personale rappresentano la base del progetto di una schermatura e devono essere approvati dal direttore del laboratorio nonché dall'autorità nazionale o regionale competente prima di iniziare la procedura di calcolo degli schermi. Di questi parametri è opportuno tenere in considerazione non solo i valori in vigore al momento della fase di progetto, ma anche possibili sviluppi futuri, quale diminuzione dei limiti di dose imposti dalle autorità nazionali o eventuali aumenti nelle prestazioni della macchina. Per quel che riguarda la classificazione delle aree di lavoro e i relativi limiti di dose, questi dipendono dalla politica del laboratorio; qui ci occuperemo delle specifiche di progetto adottate al CERN, basate sul manuale di radioprotezione del laboratorio [RSM96].

All'esterno del perimetro dei sito (o meglio dei siti) del CERN la dose prodotta dal funzionamento degli acceleratori deve essere inferiore al limite fissato per l'esposizione della popolazione. Le zone sul sito sono classificate come Zone Sorvegliate o Zone Controllate. Le prime sono sottoposte a sorveglianza radiologica tramite una opportuna rete di monitoraggio, ma non vi sono restrizioni per quel che riguarda le attività lavorative che in esse si svolgono. Il personale può accedervi liberamente in quanto la dose efficace che può ricevere nel corso di un anno non può superare 1 mSv (il limite di dose per la popolazione). Le seconde sono aree ad accesso regolamentato e il personale che qui opera deve portare un dosimetro personale in quanto la dose efficace annuale può eccedere 1 mSv. La classificazione delle Zone Controllate del CERN, in ordine crescente di rischio radiologico e quindi di restrizioni per quanto riguarda l'accesso e la permanenza, è la seguente:

- Zone Controllate semplici: il personale deve portare il dosimetro personale (*film badge*), ma le condizioni sono tali che non vi sono rischi di esposizione alle radiazioni tali da poter eccedere il limite di dose annuale (15 mSv) per il personale professionalmente esposto.
- Zone a soggiorno limitato: la permanenza è limitata allo stretto indispensabile e il personale deve seguire istruzioni specifiche per lo svolgimento del proprio lavoro. In aggiunta al *film badge* è obbligatorio un secondo dosimetro, di tipi attivo, in grado di fornire un'informazione continua sulla dose accumulata durante la permanenza nella zona.

- Zone ad alto rischio radiologico: il rateo di dose può raggiungere 2 mSv/h ed è quindi tale che la dose annua può venire accumulata in meno di 10 ore di permanenza. L'accesso e la permanenza sono sottoposte a un controllo rigoroso.
- Zone proibite: il rateo di dose può raggiungere valori (100 mSv/h) tali che la dose annua può venire accumulata in meno di 10 minuti di permanenza. L'accesso a queste zone può essere autorizzato solo in circostanze molto particolari (per esempio in caso di incidente per salvare una vita umana).

La classificazione delle zone sopra elencate è funzione del rateo di dose e del tempo di permanenza del personale. L'accesso a zone dove i livelli di radiazione sono ancora più elevati, tipicamente i tunnel degli acceleratori in presenza di fascio, è impedito da barriere fisiche e da sistemi di interlock. Il valore limite accettabile di rateo di dose in una zona accessibile dal personale in caso di circostanza accidentale (come perdita totale di fascio per un periodo di tempo limitato) è di 100 mSv/h. L'esperienza pluriennale al CERN ha indicato che le dosi individuali rimangono ben al di sotto del limite annuale se nel progettare una schermatura si prende 10 μ Sv/h come valore di riferimento per una Zona Controllata semplice, in condizioni normali di perdita di fascio. I valori di riferimento per altri tipi di aree con occupazione permanente da parte del personale sono riassunti nella tabella 4.1. Un sistema di rivelatori di radiazione verifica in permanenza il rispetto di tali limiti e permette di intervenire in caso di superamento di soglie di allarme prefissate (tipicamente 3 e 10 volte il limite stabilito di rateo di equivalente di dose).

Tabella 4.1 Specifiche di rateo di dose all'esterno delle schermature.

Classificazione dell'area	Rateo di dose
<u>Circostanze normali di perdita di fascio</u>	
<i>Zona Controllata semplice</i>	< 10 μ Sv/h
<i>Zona Sorvegliata</i>	< 1 μ Sv/h
<i>Zona non regolamentata</i>	< 0,1 μ Sv/h
<u>Perdita di fascio totale</u>	
<i>Qualunque tipo di zona</i>	< 100 mSv/h

Ovviamente bisogna trovare un equilibrio fra i differenti limiti. Ad esempio se in una Zona Controllata semplice lo schermo soddisfa le condizioni imposte per una perdita di fascio totale, soddisferà automaticamente il limite di 10 μ Sv/h imposto in

condizioni di operazione di routine (in circostanze cioè normali di perdita di fascio), se tale valore di perdita di fascio è inferiore a 0,01% della perdita totale. Se le perdite di fascio in condizione normali di funzionamento sono invece superiori sarà necessario aumentare lo spessore dello schermo.

4.3 Schermature

La principale radiazione secondaria che deve essere attenuata dalle schermature in acceleratori di protoni operanti a energie fino a 1 o 2 GeV è quella neutronica. I neutroni sono prodotti dall'interazione del fascio primario con le strutture dell'acceleratore, bersagli e dump. In genere si può ottenere una prima stima dello spessore di schermo richiesto impiegando un semplice modello empirico di sorgente puntiforme. Questa prima stima deve poi essere raffinata da un calcolo mediante codice Monte Carlo che riproduca in maniera più accurata la geometria del problema e le condizioni di perdita di fascio. Descriveremo dapprima il modello di sorgente puntiforme impiegato nella prima fase della valutazione delle schermature dell'SPL, e illustreremo poi brevemente le caratteristiche principali del codice FLUKA impiegato nella seconda fase dei calcoli descritti nel prossimo capitolo.

Due sono le grandezze fondamentali che devono essere note per poter calcolare uno schermo: 1) il fattore sorgente, vale a dire il numero e la distribuzione energetica dei neutroni prodotti dall'interazione del fascio di protoni con le strutture della macchina e i bersagli, 2) la lunghezza di attenuazione, che racchiude le proprietà schermanti del materiale in esame. I materiali più comunemente usati per schermare acceleratori di protoni sono cemento, terra e ferro. A causa della sua elevata densità, quest'ultimo permette di ridurre lo spessore della schermatura, ma a causa dell'assenza di idrogeno (elemento ideale per rallentare i neutroni di energia intermedia tramite reazioni di scattering elastico) e del fatto che il livello energetico inelastico più basso è di 600 keV, è assolutamente inefficiente nell'attenuare la componente neutronica di bassa energia. Uno schermo di ferro deve quindi essere completato da uno spessore di cemento. Questo materiale è in effetti quello più comunemente usato, ma bisogna fare attenzione a parametri quali la sua densità e il contenuto percentuale d'acqua. Quest'ultima gioca un ruolo importante nell'attenuazione neutronica; se essa è inferiore alla percentuale nominale del 5,5% la

trasmissione neutronica deve venire corretta tramite un opportuno fattore riportato nella tabella 4.2 tratta dall'Appendice H del rif. [NCR77].

Tabella 4.2. Effetto del contenuto percentuale d'acqua sulle proprietà di trasmissione dei neutroni da parte del cemento. Se il contenuto d'acqua del cemento è inferiore a 5,5% in peso, il fattore di trasmissione dei neutroni nel materiale deve essere moltiplicato per il corrispondente valore riportato in tabella.

Contenuto percentuale	Fattore moltiplicativo
2,5	4,1
3,5	2,6
4,5	1,6
5,5	1,0
> 5,5	1,0

4.4 Il modello di sorgente puntiforme

Assumiamo che la sorgente di radiazione sia approssimativamente puntiforme, che sia cioè localizzata in una regione geometrica che possa essere considerata piccola rispetto alle altre dimensioni in gioco, in modo che la quantità di radiazione per unità di superficie segua la legge dell'inverso del quadrato della distanza. Assumiamo anche una geometria puramente cilindrica, in cui la sorgente sia al centro del sistema di coordinate. Il modello di sorgente puntiforme descrive l'equivalente di dose, H , in funzione della posizione, tramite le sole coordinate spaziali relative del punto dove si trova la sorgente, S , e il punto dove si vuole calcolare la dose, P (figura 4.1), assumendo che non vi siano contributi da nessun sorgente secondaria. Se si assume che S si trovi all'origine del sistema di coordinate, l'equivalente di dose $H(r,z)$ nel punto P è data dall'espressione [Sil00]:

$$H(r, z) = H(\zeta, \theta) = kZ(\zeta, \theta)\Theta(\theta) / R^2 \quad (4.1)$$

in cui $R = \sqrt{r^2 + z^2}$ è la distanza da S a P , ζ è la componente di tale distanza che si trova nello schermo e $\theta = \arctan(r/z)$.

L'equazione (4.1) rappresenta un modello semplice di sorgente puntiforme – linea di vista, in cui al campo di radiazione nel punto P contribuiscono solamente le particelle che viaggiano lungo il vettore che unisce S a P. La funzione H è costituita di due componenti: una funzione di accrescimento (*build-up*)/attenuazione $Z(\zeta, \theta)$ e un fattore sorgente $k\Theta(\theta)$ funzione dell'angolo polare.

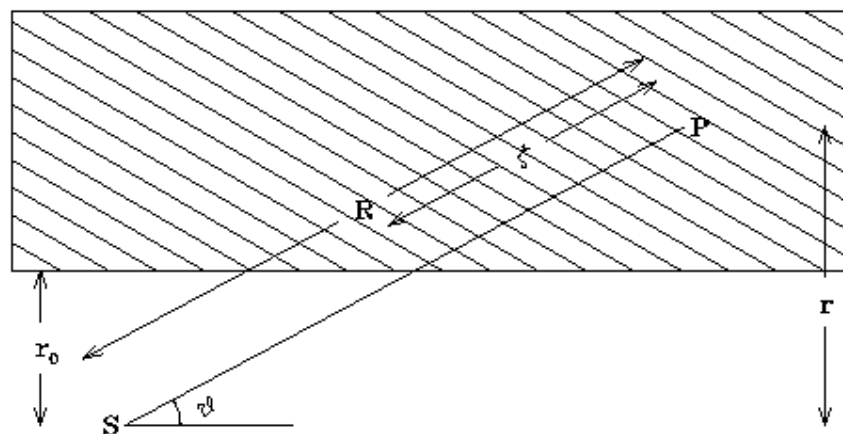


Figura 4.1. Schema dell'approssimazione geometrica.

Questo modello è direttamente applicabile per la valutazione di schermature di acceleratori con energia fino a circa 400 MeV. La sorgente della radiazione secondaria generata dall'interazione dei protoni con un bersaglio ha infatti una estensione pari al percorso dei protoni nel materiale, distanza che è piccola rispetto alle dimensioni tipiche di uno schermo, cosa che non è più vera a energie superiori, a causa dell'instaurarsi della cascata adronica. L'intensità della sorgente e la lunghezza d'attenuazione (che esprime le proprietà di attenuazione del materiale schermante) variano con l'energia dei protoni e con il variare dell'angolo rispetto all'asse del fascio stesso, ma entro un certo intervallo angolare tale variazione può venire descritta mediante dati tabulati o espressioni analitiche.

4.5 Il modello di Moyer

Il modello descritto nel precedente paragrafo fu esteso a energie fino al GeV e oltre da Moyer nel corso del progetto delle schermature del Bevatrone a Berkeley

[Moy61] e fu poi chiamato “modello di Moyer” da DeStaebler al momento della progettazione delle schermature di SLAC a Stanford [Des62]. Nella sua attuale formulazione da parte di Thomas e Stevenson [Tho88], applicabile solo per angoli θ prossimi a 90° , la funzione $Z(\zeta, \theta)$ non dipende dall’angolo polare θ e assume la forma di un fattore di attenuazione puramente esponenziale del tipo $Z(\zeta) = \exp(-\zeta/\lambda)$, in cui λ è un libero cammino medio di assorbimento indipendente dal tipo e dall’energia della particella. La dipendenza angolare $\Theta(\theta)$ ora tiene conto degli effetti di *build-up* nello schermo e può venire approssimata da una funzione del tipo $\exp(-\beta\theta)$, dove β è uguale a circa $2,3 \text{ radianti}^{-1}$. L’equivalente di dose nel punto P è quindi dato dall’espressione seguente:

$$H = \psi \exp(-\beta\theta) \exp(-\zeta/\lambda) / R^2 \quad (4.2)$$

dove ψ è una costante che dipende dall’energia del protone incidente mediante una semplice funzione di potenza con esponente 0,8. Tale esponente è inferiore all’unità perché la frazione dell’energia del protone incidente che conduce alla produzione di adroni secondari diminuisce con l’aumentare dell’energia del protone.

Per il calcolo di schermature laterali, che è il caso che ci interessa, il modello assume la forma:

$$H = H_0 \left(\frac{E_p}{E_0} \right)^{0,8} \frac{\exp[-(r-r_0)/\lambda]}{r^2} \quad (4.3)$$

in cui E_p è l’energia del protone incidente in GeV, $E_0 = 1 \text{ GeV}$, $H_0 = 1,26 \times 10^{-14} \text{ Sv m}^2$ per protone e $\lambda = 118 \text{ g/cm}^2$ per cemento e terra, e 164 g/cm^2 per il ferro. Per esempio, per cemento standard di densità $\rho = 2,35 \text{ g/cm}^3$ si ha $\lambda = 50,2 \text{ cm}$.

4.6 Fattore sorgente e lunghezza di attenuazione per neutroni

Esistono parecchie pubblicazioni nella letteratura scientifica che riportano dati sperimentali e stime teoriche del numero di neutroni emessi per protone incidente su materiali diversi in funzione dell’energia del protone stesso, così come la loro

Tabella 4.3. Numero di neutroni prodotti per protone incidente su vari materiali bersaglio.

Neutrone per protone incidente					
E_p (MeV)	C	Al	Cu, Fe	Sn	Ta, Pb
10			$1,2 \times 10^{-3}$	1×10^{-3}	2×10^{-4}
20	$1,1 \times 10^{-3}$	2×10^{-3}	4×10^{-3}	$1,3 \times 10^{-2}$	$2,4 \times 10^{-3}$
30	$1,1 \times 10^{-3}$		$1,1 \times 10^{-2}$		2×10^{-2}
			1×10^{-2}		$1,7 \times 10^{-2}$
40	6×10^{-3}	$1,5 \times 10^{-2}$	$4,3 \times 10^{-2}$	4×10^{-2}	
50	$7,6 \times 10^{-3}$	2×10^{-2}	$2,2 \times 10^{-2}$		3×10^{-2}
			$3,3 \times 10^{-2}$		$6,6 \times 10^{-2}$
60	$1,6 \times 10^{-2}$	3×10^{-2}	8×10^{-2}	9×10^{-2}	$1,2 \times 10^{-1}$
70			$5,5 \times 10^{-2}$		
100	$3,6 \times 10^{-2}$	$1,0 \times 10^{-1}$	$1,8 \times 10^{-1}$	$2,3 \times 10^{-1}$	$2,1 \times 10^{-1}$
	3×10^{-2}	$1,1 \times 10^{-1}$	$1,6 \times 10^{-1}$		3×10^{-1}
					$3,4 \times 10^{-1}$
200	$1,9 \times 10^{-1}$	4×10^{-1}	1,0	1,2	1,2
	2×10^{-1}	4×10^{-1}	$6,5 \times 10^{-1}$		1,2
					1,5
250					2,3
					2,5
300					3,0
400					6,0
500	1,0	1,6	2,7		4,7
					7,0
					8,5
550		1,8			10
					7,4
700				7,5	14
					11
800		3,1			16
					14
					13
1000	2,0	3,2	6	11	11
		3,1			20
					17
1450				17	32

distribuzione energetica. Dati di resa neutronica si trovano nei rif. [NCR51, Tes85, Tho88] e sono riassunti nella tabella 4.3.

Il numero di neutroni emessi per protone incidente varia da circa 1×10^{-3} a 10 MeV a 2 per energie dell'ordine di 1 GeV per bersagli di basso numero atomico, e da 1×10^{-3} a 10 MeV fino a 10-20 a 1 GeV per elementi pesanti. Nell'intervallo di energia da 50 a 500 MeV la resa è circa proporzionale a E_p^2 indipendentemente dal materiale bersaglio.

La distribuzione energetica consiste di due componenti: neutroni di evaporazione con energia media dell'ordine del MeV ed energia massima di circa 8 MeV, e neutroni di alta energia prodotti nella cascata intranucleare. I primi sono emessi isotropicamente, i secondi sono emessi prevalentemente ad angoli piccoli rispetto alla direzione del fascio (cioè in avanti). Benché a 90° questa seconda componente rappresenti solo una frazione piccola rispetto ai neutroni di evaporazione, essa è la più energetica e quindi quella con maggiore capacità di penetrare le schermature e dunque quella suscettibile di contribuire maggiormente all'equivalente di dose al di là di queste.

La seconda grandezza fondamentale che deve essere nota per il calcolo di uno schermo è la lunghezza di attenuazione. La determinazione del fattore di attenuazione dei vari materiali che possono essere impiegati per la costruzione delle schermature degli acceleratori è quindi estremamente importante. Vi sono essenzialmente due modi per determinare tale parametro per un dato materiale o combinazione di materiali, e cioè tramite misure sperimentali oppure con metodi di calcolo. In questi ultimi anni hanno assunto sempre più rilevanza i codici di calcolo Monte Carlo; codici come FLUKA [Fas94, Fas97a, Fas97b, Fer98a], LCS [Pra89] e MARS [Mok99] sono strumenti estremamente potenti in grado di simulare con precisione il trasporto delle varie componenti di un campo misto di radiazione attraverso materiali compositi e in condizioni geometriche anche molto complicate. Nell'ultimo paragrafo di questo capitolo parleremo del codice FLUKA utilizzato per parte dei calcoli discussi nel prossimo capitolo.

Nell'intervallo energetico da qualche MeV fino a qualche centinaia di MeV sia il fattore sorgente (che può anche essere interpretato come l'equivalente di dose estrapolato a profondità zero nello schermo, vale a dire alla superficie interna dello schermo, quella rivolta verso l'acceleratore) e la lunghezza di attenuazione variano con l'energia dei neutroni [Tho88]. La lunghezza di attenuazione raggiunge il valore

asintotico riportato nel paragrafo precedente solo a energie superiori a parecchie centinaia di MeV. In letteratura si trovano vari dati di trasmissione dell'equivalente di dose da neutroni con ampio spettro energetico prodotti dall'interazione di protoni di varie energie con bersagli di materiali diversi. Le curve di trasmissione dell'equivalente di dose nel cemento per neutroni prodotti da protoni di energia da 25 a 400 MeV incidenti su bersagli di rame, usate per parte dei calcoli descritti nel prossimo capitolo, sono mostrate nella figura 4.2 [Tho88]; i fattori sorgente H_0 e le lunghezze di attenuazione λ che caratterizzano tali curve sono riportati nel prossimo capitolo.

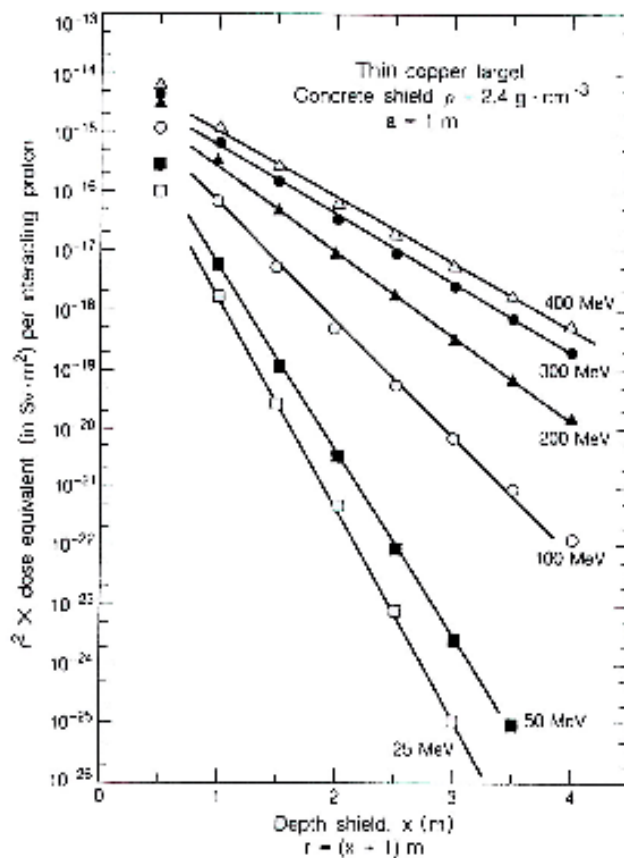


Figura 4.2. Equivalente di dose in funzione della profondità nel cemento per protoni di energia come indicato in figura, incidenti su un bersaglio sottile di rame. Le rette rappresentano i fit usati per determinare i parametri λ e H_0 usati nel capitolo seguente.

4.7 Sorgente lineare

In un acceleratore lineare si possono realizzare condizioni di perdita di fascio che si discostano dall'approssimazione di sorgente puntiforme. A causa di

perturbazioni nel processo di accelerazione le particelle più esterne dell'involuppo del fascio possono essere perdute per interazioni con la camera a vuoto o in corrispondenza di restrizioni nell'apertura della macchina. La sorgente di radiazione può di conseguenza estendersi su una lunghezza di parecchi metri o decine di metri. In molti casi, data la geometria e l'estensione delle schermature, tale sorgente può essere approssimata come una sorgente lineare infinita. Per una sorgente lineare infinita, l'espressione (4.2) assume la forma seguente, per protone unitario interagente per unità di lunghezza:

$$H(r) = (k/r) \int_0^{\pi} \Theta(\theta) \exp[-(r-r_0) \operatorname{cosec} \theta / \lambda] d\theta \quad (4.4)$$

Per protoni di energia inferiore a 1 GeV, λ è funzione di θ e sia λ che $\Theta(\theta)$ sono funzioni dell'energia del protone. Non esiste quindi una soluzione analitica generalizzata per questa equazione.

Per protoni di energia maggiore λ assume un valore costante, indipendente sia dell'energia che dall'angolo, e l'espressione (4.4) assume la forma:

$$H(r) = (\psi/r) \int_0^{\pi} \exp(-\beta\theta) \exp[-(r-r_0) \operatorname{cosec} \theta / \lambda] d\theta = (\psi/r) M(\beta, r-r_0) \quad (4.5)$$

I valori assunti dall'integrale di Moyer M per $\beta = 2,3$ radianti⁻¹ si trovano in forma tabulare nel riferimento [Fas90], ma nella maggior parte dei casi l'espressione analitica approssimata fornita da Tesch [Tes85] è sufficientemente accurata per un uso pratico:

$$M(2,3, r-r_0) = 0,065 \exp[-1,09(r-r_0)/\lambda] \quad (4.6)$$

4.8 Labirinti

Spesso una schermatura è attraversata da aperture e labirinti nella forma di passaggi per l'accesso del personale o di materiali, condotti per la ventilazione o per i

fluidi di raffreddamento, passaggi per cavi o per guide d'onda, ecc. Questi condotti rappresentano vie di fuga per la radiazione, in particolare per neutroni di bassa energia, e riducono quindi l'efficacia dello schermo. Se non sono progettati correttamente, possono richiedere modifiche successive molto costose. La prima regola da osservare nel progetto di un passaggio di questo tipo è che, nei limiti del possibile, un condotto o il primo braccio di un labirinto non si trovi in vista diretta della sorgente di radiazione.

Dati e procedure per il progetto di condotti e labirinti per acceleratori di protoni con energia fino a 100 MeV si trovano nell'NCRP 51 [NCR77]. L'approccio riportato in questo manuale si basa sul lavoro di Maerker e Muckenthaler [Mae67] e si fonda sull'ipotesi che oltre il secondo braccio tutti i neutroni incidenti all'apertura del condotto siano termici. Il manuale fornisce i fattori di trasmissione per neutroni termici attraverso condotti dritti e labirinti a due e tre bracci, mediante i quali è possibile calcolare l'equivalente di dose all'uscita noto il rateo di fluenza neutronica incidente all'ingresso del condotto o del braccio.

Thomas e Stevenson [Tho88] hanno riassunto nel loro testo i risultati di svariati calcoli e misure sperimentali della trasmissione di neutroni in condotti e labirinti presso acceleratori di alta energia. La conclusione di questo lavoro di rassegna è che la maggior parte dell'equivalente di dose che emerge al di là di una penetrazione è dovuta a neutroni sorgente di energia compresa fra 1 e 20 MeV. Se il condotto deve venire progettato a partire da un'informazione relativa a perdite di fascio invece che dalla conoscenza di un ben preciso valore di rateo di equivalente di dose all'ingresso del tunnel, bisogna stimare la resa neutronica nell'intervallo di energia 1 – 20 MeV a partire dalla sorgente causata da tale perdita. Questo valore di resa neutronica può poi essere trasformato in rateo di equivalente di dose mediante opportuni coefficienti di conversione. Nel caso di una sorgente puntiforme in vista diretta dell'uscita di un condotto dritto, la fluenza neutronica può essere stimata usando semplicemente la legge dell'inverso del quadrato della distanza. Un valore appropriato per convertire il valore di fluenza così ottenuto in equivalente di dose è 20 fSv m^2 .

Lo stesso testo [Tho88] fornisce anche curve universali di trasmissione per il primo braccio di un labirinto per sorgenti puntiformi, lineare, piana e puntiforme fuori asse, e curve di trasmissione per il secondo braccio e successivi. Queste curve, mostrate nella figura 4.3, sono chiamate “universali” perché la profondità d nel

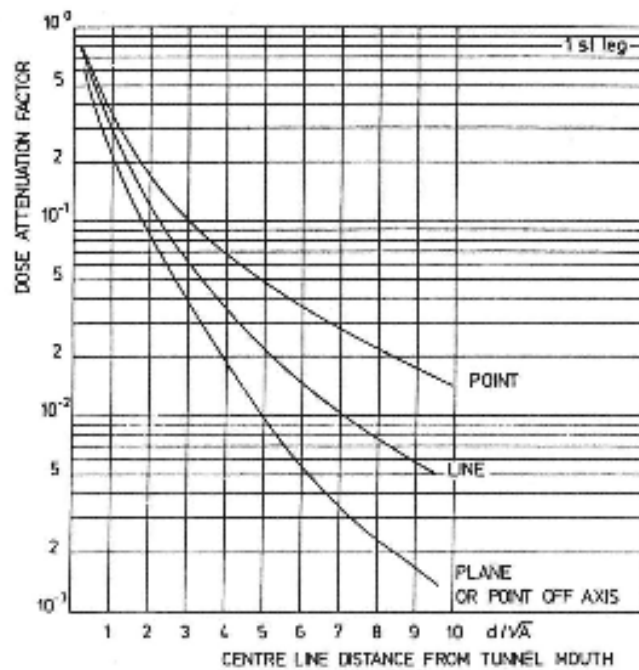


Figura 4.3a. Curve universali di trasmissione nel primo braccio di un labirinto per sorgente puntiforme, lineare, piana e puntiforme fuori asse.

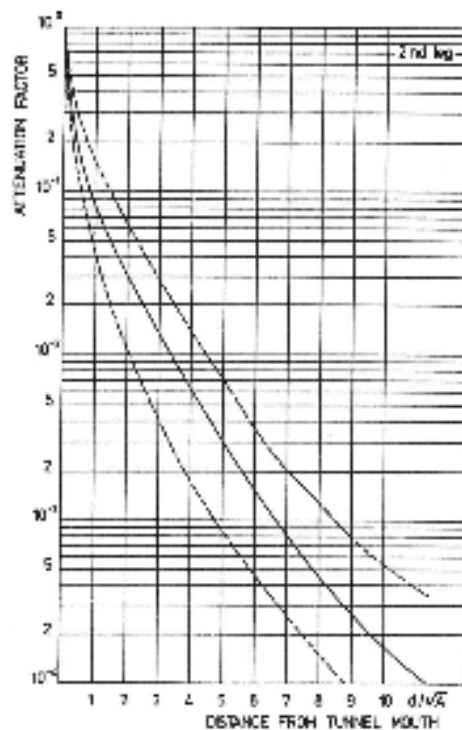


Figura 4.3b. Curve universali di trasmissione nel secondo e successivi bracci di un labirinto.

condotto è misurata in unità di $z/\sqrt{S}$, in cui z è il valore fisico della profondità nel condotto e S la sua sezione; tali curve possono quindi venire impiegate per condotti di qualsivoglia forma e sezione.

Nel caso di sorgente puntiforme fuori asse, esiste anche una forma parametrica delle due curve di attenuazione illustrate nella figura 4.3, utili per una stima rapida mediante calcolatore tascabile [Ste87]. L'attenuazione A nel primo e nel secondo braccio possono essere valutate tramite le espressioni seguenti:

$$A = 1/(1 + 2,5\sqrt{d} + 0,17d^{1,7} + 0,79d^3) \quad (4.7)$$

e

$$A = 1/[1 + 2,8d(1,57)^{d+2}]$$

4.9 Il codice FLUKA

Il codice FLUKA è un codice Monte Carlo (vedi appendice) che è stato in origine sviluppato per disegnare le schermature di acceleratori di protoni ad alta energia. Le prime versioni di questo programma risalgono al 1964 ad opera di J. Ranft [Ran64] e permettevano solo simulazioni non analogiche. In seguito alla necessità di utilizzare il codice per valutare le risoluzioni di calorimetri adronici, nel '70 fu sviluppata la versione analogica del programma, sempre a cura di J. Ranft [Ran70]. Nei primi anni '80, il codice è stato completamente riscritto introducendo la parte fisica per la cascata elettromagnetica originata dal decadimento dei pioni. Nel 1987 si è conclusa questa prima fase dello sviluppo del codice con il rilascio della versione FLUKA87 [Aar87]. Alla fine degli anni '80 lo sviluppo del programma è stato preso in carico da ricercatori della sezione dell'INFN di Milano. Come conseguenza, il programma ha subito un forte sviluppo con l'introduzione di molteplici nuovi modelli e un forte miglioramento di quelli preesistenti. L'attuale FLUKA è essenzialmente un codice completamente nuovo con dimensioni e campi di applicazione molto più vasti di quello originario [Fas94, Fas97a, Fas97b, Fer98a]. Il campo di applicazione del codice comprende ora anche la calorimetria, la previsione di danno da radiazione e dell'attivazione nei materiali usati per gli acceleratori, la dosimetria e la progettazione stessa dei rivelatori.

Per descrivere la situazione fisica del problema da simulare, il codice FLUKA utilizza la geometria combinatoria. Questo sistema è basato sui due concetti fondamentali di *corpo* e di *regione*. I corpi sono delle forme geometriche semplici e possono essere infiniti (piani, cilindri infiniti, etc.) o finiti (sfere, parallelepipedi, etc.). L'utente descrive la geometria da simulare attraverso questi corpi, di cui deve fornire la posizione e le dimensioni. Una regione è definita da una *combinazione booleana* (che usa gli operatori di unione, intersezione, anti-intersezione) di corpi. Siccome tutti i punti dello spazio devono appartenere ad una e una sola regione, per evitare ambiguità nella localizzazione della particella le regioni devono essere finite, non devono intersecarsi, devono occupare tutto lo spazio e vengono tutte contenute in un corpo finito, molto più grande delle dimensioni fisiche della geometria (*blackhole*) che ne costituisce un limite estremo. Ogni regione rappresenta una zona della geometria omogenea per quanto riguarda il materiale e le opzioni di biasing. Per quest'ultimo motivo spesso la suddivisione in regioni è più frammentata rispetto alla struttura reale della geometria da simulare; in questo modo è infatti possibile fornire un biasing appropriato al diffondersi della radiazione in uno stesso blocco di materiale.

FLUKA ha diverse possibilità per trattare il fascio di particelle primario che dà origine al campo di radiazione da analizzare. La sorgente può essere un fascio di particelle oppure l'emissione può avvenire in modo isotropo da un punto dello spazio e viene descritta specificando il tipo di particella da utilizzare, l'energia o il momento, il punto d'origine e la distribuzione energetica del fascio. E' possibile utilizzare una sorgente descritta dall'utente in un file esterno, come si è fatto nel presente lavoro di tesi. In questo modo si può generare un campo di radiazione di spettro e di distribuzione spaziale qualsivoglia.

Per una stima dei flussi all'interno di un materiale FLUKA dispone di 4 tipi di stimatori. Lo stimatore di boundary crossing (USRBDX), usato nel nostro caso, fornisce il numero di particelle che passano da una regione all'altra; la risposta può essere data in due modi: in fluenza spettrale di particelle (cioè il numero di particelle diviso il coseno dell'angolo di incidenza) o in corrente (cioè il numero di particelle a prescindere dall'angolo di incidenza) attraverso la superficie di separazione delle regioni. Ci sono poi due stimatori di volume, USRCOLL, che conta le collisioni, e USRTRACK che conta i track length nel volume di scoring. Entrambi danno una

risposta in termini di fluenza (particelle su cm^2 su primario per GeV) nel volume considerato.

Il codice FLUKA simula la fisica che interviene nelle interazioni delle particelle con la materia attraverso opportuni modelli. Nella maggior parte dei modelli si opera una distinzione tra processi *continui* e processi *discreti*. Questa distinzione segue la fisica reale tra i processi che avvengono con una frequenza elevata, poiché possiedono un libero cammino medio molto più piccolo del range della particella, e le interazioni meno frequenti. Al primo gruppo appartengono le cessioni continue di energia (dE/dx), lo scattering coulombiano e il bremsstrahlung (sotto una certa soglia). Al secondo gruppo appartengono la produzione, le interazioni nucleari elastiche ed inelastiche e il decadimento per gli adroni; la produzione di raggi δ , il bremsstrahlung e la produzione di coppie per tutte le particelle cariche; l'annichilazione (per i positroni), e l'effetto fotoelettrico (per i fotoni), lo scattering Compton e Rayleigh e la produzione di coppie per la radiazione elettromagnetica.

CAPITOLO 5. CALCOLO DELLE SCHERMATURE PER IL PROTON DRIVER DELLA NEUTRINO FACTORY DEL CERN

Le sezioni 5.1 e 5.2 inquadrano le condizioni (per esempio la localizzazione fisica) in cui sono stati svolti i calcoli. I calcoli analitici tramite modello empirico relativi al LINAC sono svolti nella sezione 5.3. I calcoli tramite Monte Carlo relativi al LINAC sono svolti nella sezione 5.4. I calcoli analitici relativi ad altre componenti della macchina sono riportati nelle sezioni 5.5 e 5.6.

5.1 Introduzione

Come si è visto nel capitolo 3, si prevede di installare l'SPL appena fuori l'attuale perimetro del sito di Meyrin del CERN, lungo la *route Gregory* (figura 3.3). L'attuale progetto prevede che l'SPL venga installato sottoterra, in un tunnel lungo 800 m, largo 4 m e alto 4,8 m. Di fianco al tunnel principale correrà un tunnel di servizio destinato ad ospitare i klystron (e per questo chiamato *galleria klystron*) che forniscono la potenza alle cavità RF del LINAC. Questo tunnel di servizio è lungo anch'esso 800 m e ha una sezione 4 m x 4 m. La linea per il trasporto del fascio di ioni H^- di 2,2 GeV dall'SPL ai due anelli installati nel tunnel degli ex-ISR sarà installata in un tunnel lungo circa 150 m e con sezione identica a quella del tunnel del LINAC.

Dato che il progetto è ancora in una fase evolutiva ed è assai probabile che possa subire ulteriori modifiche anche importanti, si è proceduto al calcolo delle schermature utilizzando un approccio forzatamente preliminare. Questa è la procedura standard che si adotta nelle fasi iniziali di un progetto di questo tipo, in quanto non ha senso svolgere uno studio dettagliato, che richiede molto tempo di calcolo, modellizzando esattamente una struttura che probabilmente subirà modifiche anche sostanziali prima di venire effettivamente realizzata. In questa fase si cerca invece di effettuare un calcolo in geometria semplice che possa peraltro fornire una ragionevole stima pessimistica di quelli che possono essere gli spessori schermanti richiesti e quindi, nel nostro caso, la profondità massima cui il LINAC dovrà essere posizionato. In questo lavoro si è proceduto con un approccio in due fasi, utilizzando le metodiche illustrate nel capitolo precedente. Si è utilizzato dapprima il modello empirico discusso nei paragrafi 4.4 – 4.8, per poi perfezionare lo studio impiegando il codice di calcolo FLUKA e simulando, in geometria semplificata rispetto alla vera struttura

dell'acceleratore e dell'ingegneria civile, perdite di fascio basate su ipotesi realistiche. Si è poi effettuata una stima della trasmissione delle radiazione neutronica attraverso i condotti per le guide d'onda che collegano il tunnel del LINAC con la galleria klystron, usando l'approccio discusso nel capitolo precedente (paragrafo 4.8) e le curve universali illustrate nella figura 4.3 del capitolo 4. Si sono anche calcolate le schermature "locali" necessarie per i collimatori della linea di trasferimento del fascio. Prima di illustrare i risultati dei calcoli, si riassumeranno brevemente le ipotesi di progetto che si sono assunte.

5.2 Ipotesi di progetto

Per quel che riguarda le perdite di fascio si sono prese in esame due situazioni: 1) perdite in continuo durante il funzionamento di routine della macchina e 2) una condizione accidentale con perdita di fascio totale. Un valore considerato accettabile per le perdite del primo tipo è 1 W/m, valore che dovrebbe limitare i fenomeni di attivazione dei componenti dell'acceleratore entro limiti tali (rateo di equivalente di dose da radiazione gamma a 10 cm di distanza dell'ordine di 1 mSv/ora) da permettere interventi di manutenzione "manuali", da non richiedere cioè manipolazioni a distanza [Nak00]. Questo valore di 1 W/m corrisponde a un numero di protoni (o ioni H^+) persi pari rispettivamente a 6×10^{11} , 6×10^{10} e 6×10^9 protoni per metro e per secondo a energie di 10 MeV, 100 MeV e 1 GeV ⁽¹⁾. Uno scenario catastrofico considera invece la perdita dell'intero fascio (4 MW di potenza) in un punto ben localizzato o distribuita lungo una distanza di parecchi metri (probabilmente una condizione più realistica).

Se il LINAC verrà installato sottoterra in territorio svizzero, e quindi in una zona non designata secondo la definizione del Manuale di Radioprotezione del CERN [RSM96], il rateo di dose all'esterno delle schermature dovrà essere mantenuto inferiore a quello stabilito per la popolazione. All'esterno del perimetro del CERN, l'equivalente di dose annuo causato dalle attività del Laboratorio non deve eccedere 1,5 mSv, mentre l'equivalente di dose effettivamente ricevuto da qualunque membro della popolazione non deve superare 0,3 mSv all'anno. Quest'ultimo valore include sia l'esposizione esterna dovuta alla radiazione diffusa, sia l'esposizione interna

causata dai rilasci nell'ambiente di radioattività in forma liquida e gassosa ⁽²⁾. La galleria klystron sarà anch'essa sotterranea, ma dato che l'accesso sarà limitato al personale CERN classificato professionalmente esposto, essa sarà classificata come Zona Controllata.

Per il progetto delle schermature si è quindi preso come valore di progetto per il rateo di equivalente di dose $0,1 \mu\text{Sv/ora}$ per le aree occupate dalla popolazione e $10 \mu\text{Sv/ora}$ per le Zone Controllate. Con un tempo previsto di funzionamento della macchina di 180 giorni all'anno, pari a $1,6 \times 10^7$ secondi annui, tali valori garantiscono che i limiti annui per la popolazione e per il personale CERN sottoposto a controllo dosimetrico individuale (15 mSv/anno) non verranno superati. In pratica il personale riceverà una dose annua molto inferiore al limite a causa del limitato tempo di permanenza nella galleria klystron. Quando parliamo di equivalente di dose intendiamo l'equivalente di dose ambiente $H^*(10)$, che è la grandezza dosimetrica operativa che approssima con sufficiente precisione la dose efficace E .

In aggiunta a quanto specificato sopra, una perdita di fascio totale localizzata non deve provocare un rateo di equivalente di dose all'esterno degli schermi superiore a 100 mSv/ora , come discusso nel capitolo precedente; il sistema di controllo dell'acceleratore deve essere progettato in maniera da poterne arrestare il funzionamento in un tempo sufficientemente rapido da mantenere entro un valore trascurabile la dose integrata causata da una tale condizione accidentale.

5.3 Calcolo delle schermature mediante modello empirico

Per prima cosa si è effettuata una stima preliminare degli schermi del LINAC (o, in altri termini, della profondità alla quale esso dovrà essere installato) usando i metodi empirici basati sull'ipotesi di sorgente puntiforme e di sorgente lineare infinita descritti nel capitolo precedente. Nel nostro caso di schermatura laterale, l'equazione (4.2) del capitolo precedente assume la forma:

⁽¹⁾ La potenza espressa in watt di un fascio di particelle è il prodotto dell'energia espressa in MeV per la corrente espressa in microAmpère.

⁽²⁾ Ricordiamo che l'equivalente di dose annuo per radiazione naturale (raggi cosmici, radioattività terrestre, radionuclidi presenti nel corpo umano, esposizioni mediche) ricevuto da un membro della popolazione residente nella zona di Ginevra è di circa $2,4 \text{ mSv}$.

$$H = H_0 \frac{\exp(-\rho d / \lambda)}{r^2} \quad (5.1)$$

in cui ricordiamo che H è l'equivalente di dose al di là dello schermo, H_0 è il fattore sorgente (cioè l'equivalente di dose causato dalla sorgente in esame non schermata), d è lo spessore dello schermo, λ è la lunghezza di attenuazione del materiale schermante, ρ la densità del materiale e $r = r_0 + d$, dove r_0 è la distanza dalla sorgente di radiazione alla parete interna della schermatura (la parete del tunnel che ospita l'acceleratore). Come abbiamo visto nel capitolo precedente, per energie inferiori a 1 GeV sia H_0 sia λ variano con l'energia dei neutroni e dipendono dal materiale di cui è costituito il bersaglio bombardato dai protoni. Per energie superiori a circa 1 GeV si può applicare il modello di Moyer, per il quale $H_0 = 1,26 \times 10^{-14} E_p^{0,8}$ Sv m² (dove E_p è l'energia del protone espressa in GeV) e $\lambda = 118$ g/cm² per cemento, terra o roccia. H_0 è ora una funzione lentamente variabile con l'energia del protone incidente sul bersaglio ed è essenzialmente indipendente dal materiale del bersaglio stesso.

Per il calcolo con sorgente lineare infinita si è fatto uso dell'espressione (4.5) del capitolo 4 (con $r - r_0 = d$), che ricordiamo è applicabile solo a energie superiori a 1 GeV, utilizzando per il fattore sorgente l'espressione $\Psi = 2,84 \times 10^{-13} E_p^{0,8}$ Sv m² [Fas90] e prendendo per l'integrale di Moyer i valori tabulati nella tabella 2.25 del rif. [Fas90].

Per prima cosa si sono confrontati i risultati forniti dai due modelli (sorgente puntiforme e sorgente lineare infinita) per energie superiori a 1 GeV, nell'ambito cioè di validità dell'approssimazione di Moyer. Tale confronto ha mostrato che i due modelli forniscono risultati consistenti se si concentra in un punto una perdita di fascio uniformemente distribuita su una distanza di 7 m. Questo risultato è in buon accordo con quanto riportato nel rif. [Fas90]. Si è quindi deciso di effettuare il calcolo delle schermature utilizzando l'equazione (5.1) e assumendo una perdita di fascio lineare di 1 W/m, invece che distribuita su 7 m, concentrata in un punto.

5.3.1 Perdite di fascio durante il funzionamento di routine

Si sono effettuati i calcoli per cinque diversi valori di energia, per tenere conto dell'aumento progressivo dell'energia del fascio nel corso del processo di

accelerazione, è cioè 25, 100, 400, 1000 e 2000 MeV. Ovviamente ci si attende che lo spessore della schermatura sia maggiore all'estremità finale del LINAC, a causa della componente di più alta energia, e quindi più penetrante, dei neutroni secondari. Da 25 MeV a 1 GeV si sono utilizzati i valori dei fattore sorgente e delle lunghezza di attenuazione tratti dal rif. [Tho88], usando i dati per un bersaglio di rame "sottile", un bersaglio cioè in cui il fascio perde solo una piccola frazione della sua energia (figura 4.2 del capitolo 4). L'uso di un bersaglio sottile invece che spesso (in cui il fascio cioè è completamente fermato) è giustificata dal fatto che una perdita di fascio continua durante il funzionamento di routine dell'acceleratore è generalmente prodotta dall'interazione dell'alone del fascio con la camera a vuoto o con restrizioni nell'apertura della macchina fra le celle delle cavità RF o in corrispondenza dei quadrupoli impiegati per la focalizzazione del fascio. Questa scelta rappresenta inoltre un'ipotesi conservativa, poiché lo spettro di neutroni da bersaglio spesso sarebbe più molle (cioè meno penetrante per quel che riguarda le schermature) e il fattore sorgente minore (a causa del parziale auto-assorbimento della radiazione prodotta da parte del bersaglio stesso). A 2 GeV si è fatto uso di fattore sorgente e lunghezza di attenuazione del modello di Moyer.

Gli spessori schermanti necessari per ridurre il rateo di equivalente di dose al di sotto dei limiti per la popolazione e per una Zona Controllata sono elencati nella tabella 5.1. Si sono stimati gli spessori richiesti considerando che lo schermo possa essere costituito di cemento oppure di terra, scelta più probabile se l'installazione sarà interrata. Per la loro valutazione si è considerata una distanza dalla sorgente alla superficie esterna dello schermo (il parametro r nell'equazione 5.1) di 5 m per energie di protoni di 25 e 100 MeV e di 10 m per energie superiori. Si sono effettuati calcoli per schermi di cemento e si è valutato lo spessore della terra scalando semplicemente per il rapporto delle densità dei due materiali (densità standard di $2,35 \text{ g/cm}^3$ per il cemento e $1,9 \text{ g/cm}^3$ per la terra), approssimazione sufficiente per un conto di questo tipo. Il valore di $1,9 \text{ g/cm}^3$ è in realtà probabilmente conservativo per la densità del suolo della regione; anche se non si hanno a disposizione dati esatti, il valore vero è probabilmente intorno a 2 g/cm^3 . Una riduzione del 5% nella densità della terra si traduce in un aumento del 5% nello spessore dello schermo (e cioè della profondità

cui il LINAC deve essere installato), con l'introduzione quindi di un piccolo fattore cautelativo ⁽³⁾.

Esiste anche la possibilità che il terreno adiacente l'attuale sito di Meyrin dove si prevede di installare l'SPL venga acquisito dal CERN. In questo caso, trovandosi il terreno in questione incluso nel sito di Meyrin, esso verrà classificato come Zona Sorvegliata, per la quale il valore di progetto di rateo di equivalente di dose può essere fissato a 1 $\mu\text{Sv/ora}$ (il massimo consentito per una Zona Sorvegliata è 2,5 $\mu\text{Sv/ora}$ in condizioni normali e 7,5 $\mu\text{Sv/ora}$ in condizioni transitorie) [RSM96]. Gli spessori richiesti delle schermature saranno dunque dei valori intermedi a quelli forniti nella tabella 5.1.

In ogni caso, il LINAC dovrà essere provvisto di un sistema opportuno di monitoraggio di perdite di fascio, con retroazione sul sistema di controllo dell'acceleratore, che garantisca che durante il funzionamento le perdite siano effettivamente contenute al di sotto del valore di progetto di 1 W/m.

Tabella 5.1. Spessore delle schermature necessarie per ridurre il rateo di equivalente di dose al di sotto di 0,1 $\mu\text{Sv/ora}$ (il limite per la popolazione) e 10 $\mu\text{Sv/ora}$ (Zona Controllata) nel caso di perdita di fascio distribuita di 1 W/m. Questa condizione è equivalente a quella generata da una perdita di fascio di 7 W localizzata in un punto. I_p è l'intensità (protoni al secondo) corrispondente ad una perdita localizzata di 7 W.

Energia (MeV)	I_p (p/s)	H_0 (Sv m ²)	λ (g/cm ²)	Schermatura (cm) Dose per la popolazione			Schermatura (cm) Dose per Zona Controllata		
				$\rho d/\lambda$	cemento	terra	$\rho d/\lambda$	cemento	terra
25	$1,7 \times 10^{12}$	$5,8 \times 10^{-15}$	29	16,5	205	255	11,8	150	185
100	$4,5 \times 10^{11}$	$7,6 \times 10^{-15}$	46	15,5	305	380	10,8	210	260
400	$1,1 \times 10^{11}$	$9,8 \times 10^{-15}$	95	12,9	520	645	8,3	335	415
1000	$4,5 \times 10^{10}$	$1,2 \times 10^{-14}$	115	12,2	595	735	7,6	375	465
2000	$2,2 \times 10^{10}$	$2,2 \times 10^{-14}$	118	12,1	605	750	7,5	380	470

5.3.2 Perdita totale di fascio

La perdita totale del fascio dell'SPL (corrente media di 2 mA) all'energia massima corrisponde a un numero di protoni "persi" al secondo pari a $1,25 \times 10^{16}$. Se la

⁽³⁾ Una misura della densità del suolo sopra il PS effettuata nel 1966 aveva fornito un valore pari a 2,2 g/cm³ [Gil68].

perdita è localizzata in un punto (sorgente puntiforme) il fattore sorgente per $E_p = 2 \text{ GeV}$ è pari a circa $10^6 \text{ Sv m}^2/\text{ora}$. Tale sorgente di radiazione causerebbe un rateo di equivalente di dose di 60 mSv/ora all'esterno di uno schermo progettato per ridurre in condizioni normali tale rateo a valori inferiori a quelli ammessi per la popolazione ($d/\lambda = 12$ e $r = 10 \text{ m}$ in tabella 5.1). Se in tale condizione accidentale il fascio viene interrotto entro 100 ms , il valore integrato di equivalente di dose è dell'ordine di $2 \text{ }\mu\text{Sv}$, valore perfettamente accettabile. Se tale perdita di fascio avviene non concentrata in un punto ma piuttosto “sparpagliata” su una distanza di parecchi metri (diciamo 10 m), condizione probabilmente più realistica, il modello di sorgente lineare prevede, per una perdita di $0,4 \text{ W/m}$ a 2 GeV , un fattore sorgente di $2,2 \times 10^6 \text{ Sv m}^2/\text{ora}$. Tale sorgente causerebbe un rateo di equivalente di dose di circa 30 mSv/ora fuori dallo schermo e la dose integrata ricevuta da un individuo della popolazione sarebbe dell'ordine di $1 \text{ }\mu\text{Sv}$ se la condizione accidentale di perdita non durasse più di 100 ms .

Da quanto sopra segue che una schermatura progettata per una perdita continua di fascio di 1 W/m durante il funzionamento di routine dell'SPL risulta adeguata anche per una perdita totale di fascio, purché il funzionamento dell'acceleratore possa essere interrotto entro 100 ms , tempo di risposta che è ampiamente entro le capacità di un qualsiasi sistema di controllo. La dose integrata che potrebbe in un caso del genere venire assorbita da un membro della popolazione è dell'ordine di $1 \text{ }\mu\text{Sv}$, e non dipende in pratica dal fatto che la perdita sia puntuale piuttosto che distribuita su una distanza di parecchi metri.

5.4 Simulazioni Monte Carlo

Terminata la stima preliminare con i modelli empirici discussa nel paragrafo precedente, si è effettuata una simulazione Monte Carlo tramite il codice FLUKA, con lo scopo di riprodurre in maniera più realistica le condizioni di perdita di fascio, pur senza modellare in maniera precisa l'acceleratore e le strutture circostanti. Si è per altro preso in considerazione la composizione esatta del terreno del sito dove la macchina sarà installata, in modo da valutarne correttamente le proprietà di attenuazione della radiazione neutronica. I calcoli si sono svolti in geometria

cilindrica, che offre il vantaggio di una migliore statistica nella stima (*scoring*) delle grandezze di interesse.

Si è ipotizzata una sorgente costituita di una serie di anelli di rame per simulare le perdite di fascio in corrispondenza delle limitazioni nell'apertura della macchina rappresentate dall'accoppiamento fra celle adiacenti delle cavità RF. La figura 5.1 mostra una delle cavità RF superconduttrici del LEP che si progetta di impiegare nella sezione di alta energia dell'SPL. La cavità è costituita da quattro celle; le cavità sono assemblate in gruppi di quattro in un modulo racchiuso in un unico criostato di 12 m di lunghezza. Nel calcolo FLUKA si sono simulati 20 anelli di rame con spessore di 4 cm, con diametro interno ed esterno rispettivamente di 12,5 cm e 13 cm, centrati sulla direzione di propagazione del fascio e intervallati di 50 cm (all'incirca la distanza intercorrente fra due celle adiacenti nella cavità) su una distanza totale di 10 m. Nelle simulazioni 20 sorgenti anulari costituite di fasci paralleli di protoni monoenergetici sono state fatte incidere su ciascun anello, per simulare le perdite di fascio all'interno del modulo RF descritto sopra. Si sono svolte diverse serie di simulazioni a varie energie, e cioè a 50, 100, 200, 400, 800, 1000, 1500 e 2000 MeV.

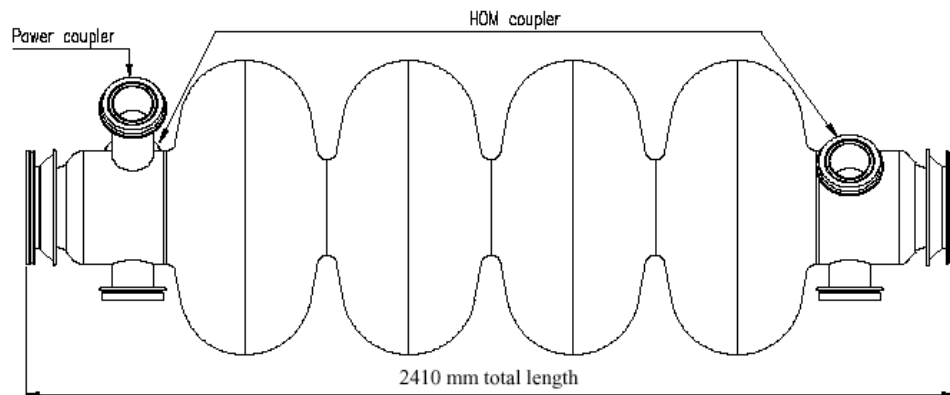


Fig. 5.1. Cavità RF del LEP da impiegarsi per la sezione di alta energia dell'SPL. Le cavità sono assemblate in gruppi di quattro in un modulo RF racchiuso in un unico criostato.

Nelle simulazioni la struttura in rame delle cavità RF è stata rappresentata semplicemente con un cilindro di rame concentrico agli anelli-sorgente, con raggio di 35 cm e spessore della parete di 4 mm, mentre il criostato è stato rappresentato con un cilindro concentrico di alluminio di 60 cm di raggio e parete spessa 1 cm. Entrambe le strutture hanno una lunghezza di 12 m. La parete del tunnel del LINAC è stata

rappresentata con un cilindro di cemento di 2 m di raggio e 30 cm di spessore. Infine, intorno alla parete del tunnel si sono posti 15 strati di roccia morenica, che costituisce il terreno dove si prevede installare l'SPL, di densità $1,9 \text{ g/cm}^3$ e la cui composizione è data in tabella 5.2. Ognuno dei 15 strati è spesso 1 m; i cilindri di cemento e roccia hanno una lunghezza di 15 m in modo da racchiudere completamente la struttura del LINAC. Per simulare una condizione di perdita di fascio corrispondente a una sorgente lineare, si è effettuato lo *scoring* della fluenza neutronica su anelli concentrici situati nel centro del cilindro e con dimensione longitudinale pari a 1 m, all'interfaccia fra ciascun strato di roccia. Lo *scoring* è stato effettuato considerando solo le particelle attraversanti ciascuna superficie "in uscita", in modo da evitare di contare i neutroni retrodiffusi dagli strati più esterni (in una situazione reale di schermo si è interessati alla fluenza neutronica in uscita dallo schermo). Per le energie fino a 200 MeV si sono ulteriormente suddivisi gli strati di roccia di 1 m di spessore in quattro strati, in modo da effettuare lo *scoring* della fluenza ogni 25 cm. Si è anche applicato un *biasing* crescente all'aumentare dello strato di roccia in modo da forzare le interazioni e avere una statistica significativa anche per spessori molto grandi. Si è calcolato poi l'equivalente di dose a partire dalla fluenza mediante i coefficienti di conversione del rif. [Fer98b]. Una vista in sezione della geometria delle simulazioni FLUKA è illustrata nella figura 5.2.

Tabella 5.2 Percentuale in massa dei vari elementi costituenti la roccia morenica.

Silicio	Ossigeno	Calcio	Idrogeno	Carbonio
0,2940	0,5396	0,1224	0,0073	0,0367

Si sono effettuate cinque simulazioni per ogni energia del fascio di protoni, ciascuna con 10^7 particelle primarie. Le curve di attenuazione dei neutroni secondari nella roccia morenica calcolate dalle simulazioni sono riportate nelle figure 5.3-5.10 per le varie energie. I fattori sorgente e le lunghezze di attenuazione sono elencati nella tabella 5.3. Gli spessori schermanti necessari per ridurre il rateo di equivalente di dose al di sotto dei limiti per la popolazione e per una Zona Controllata sono elencati nella tabella 5.4, nell'ipotesi di una perdita di fascio complessiva di 10 W su una distanza di 10 m distribuita secondo come spiegato più sopra, e usando i valori dei parametri H_0 e λ riportati nella tabella 5.3. Per coerenza con i calcoli riportati al paragrafo 5.3, per la distanza dalla sorgente alla superficie esterna dello schermo si è

assunto $r = 5$ m per energie dei protoni fino a 200 MeV e $r = 10$ m per energie superiori.

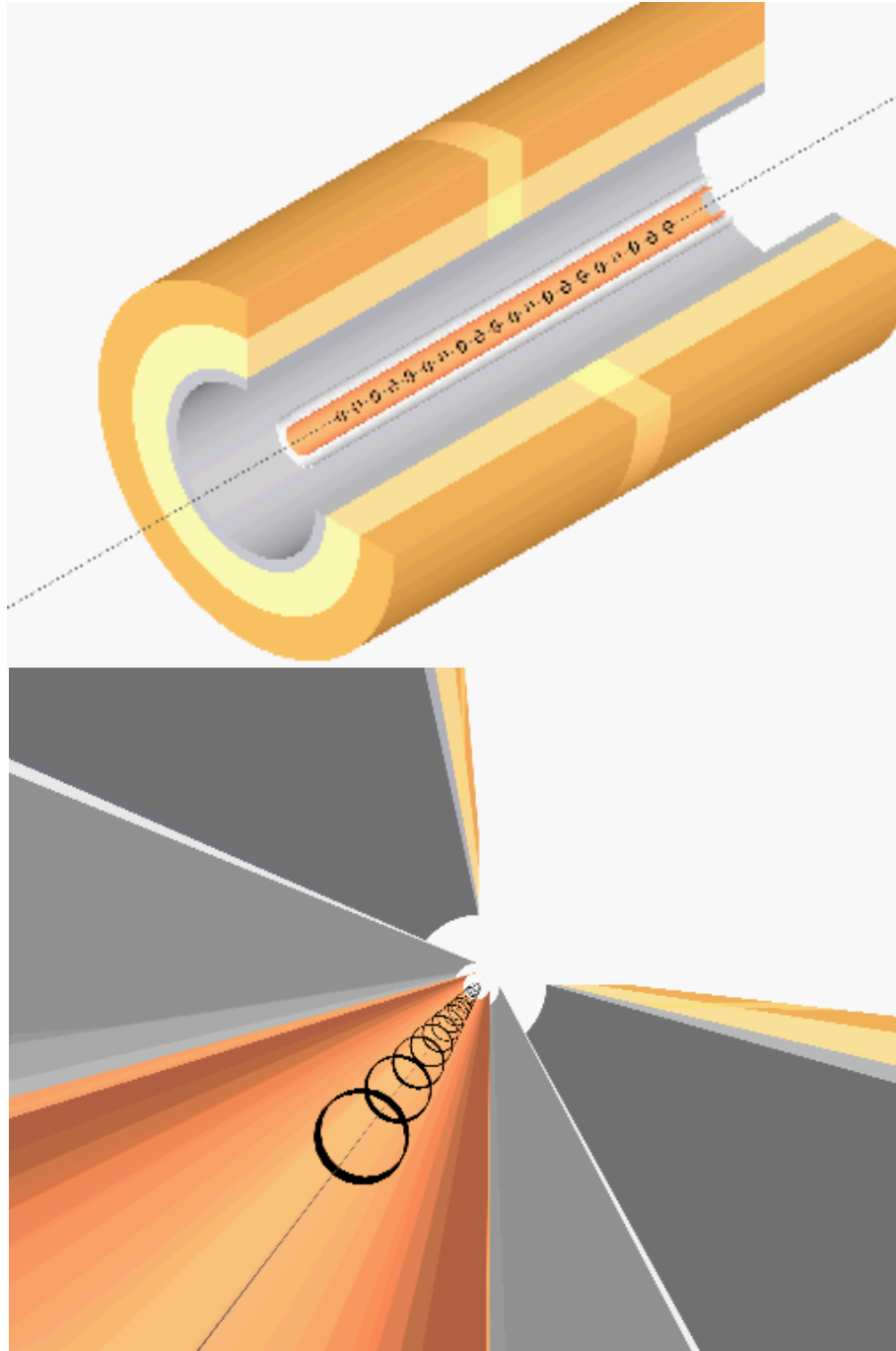


Figura 5.2. Sopra: vista in sezione della geometria impiegata per i calcoli con FLUKA. La figura mostra i venti anelli di rame che simulano i punti di perdita del fascio, il cilindro in rame che simula la cavità RF, il cilindro in acciaio del criostato, la parete di cemento del tunnel spessa 30 cm e i due strati più interni, ciascuno dello spessore di 1 m, della roccia circostante (nelle simulazioni quest'ultima è costituita da 15 strati, per uno spessore totale di 15 m). La stima del flusso (scoring) è fatto nella regione centrale dei vari cilindri rappresentati in colore più chiaro. Sotto: vista prospettica lungo l'asse del fascio.

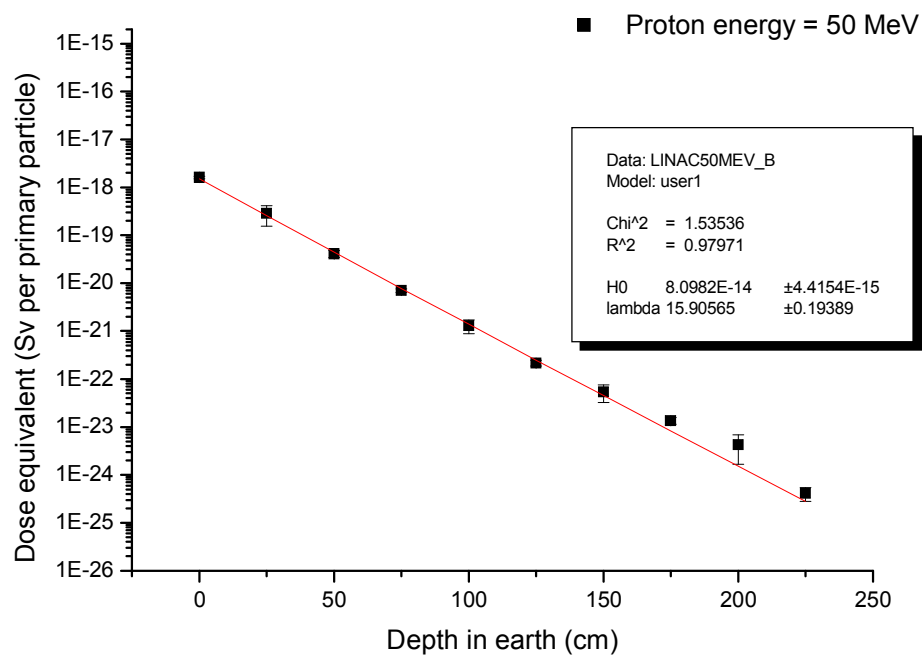


Figura 5.3

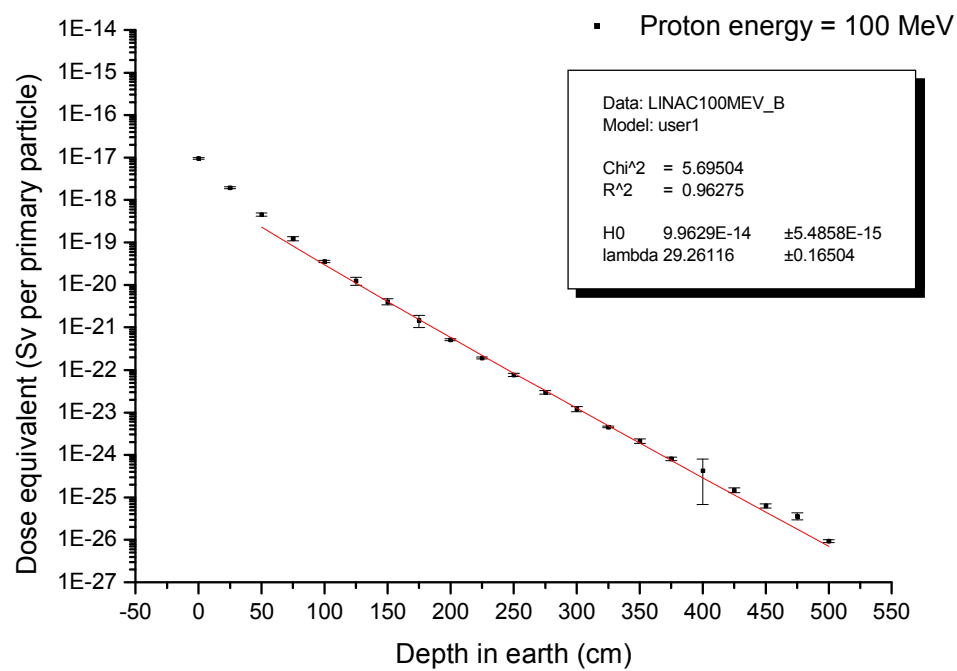


Figura 5.4

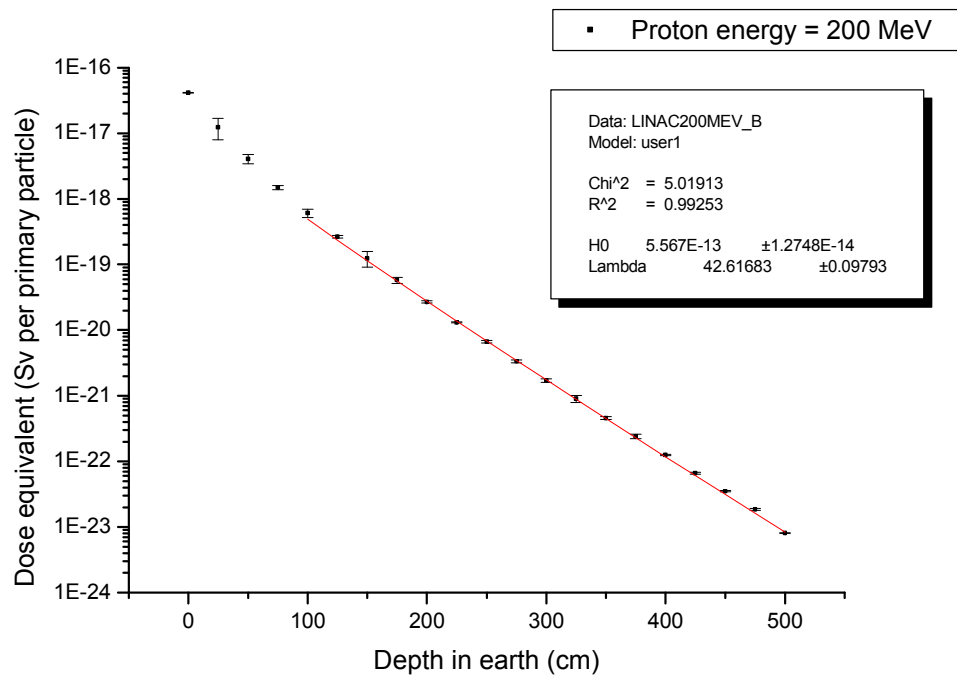


Figura 5.5

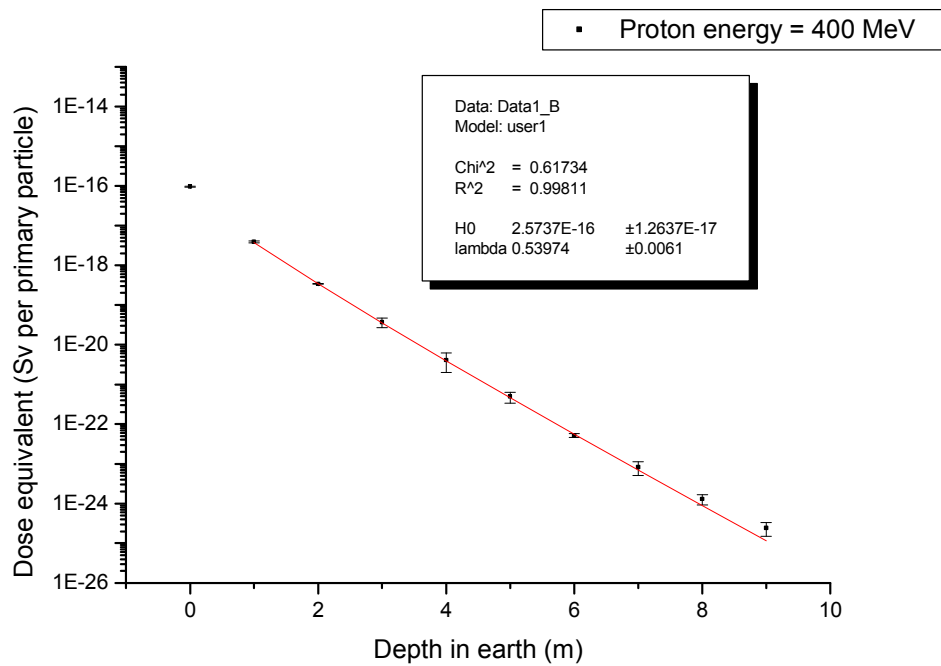


Figura 5.6

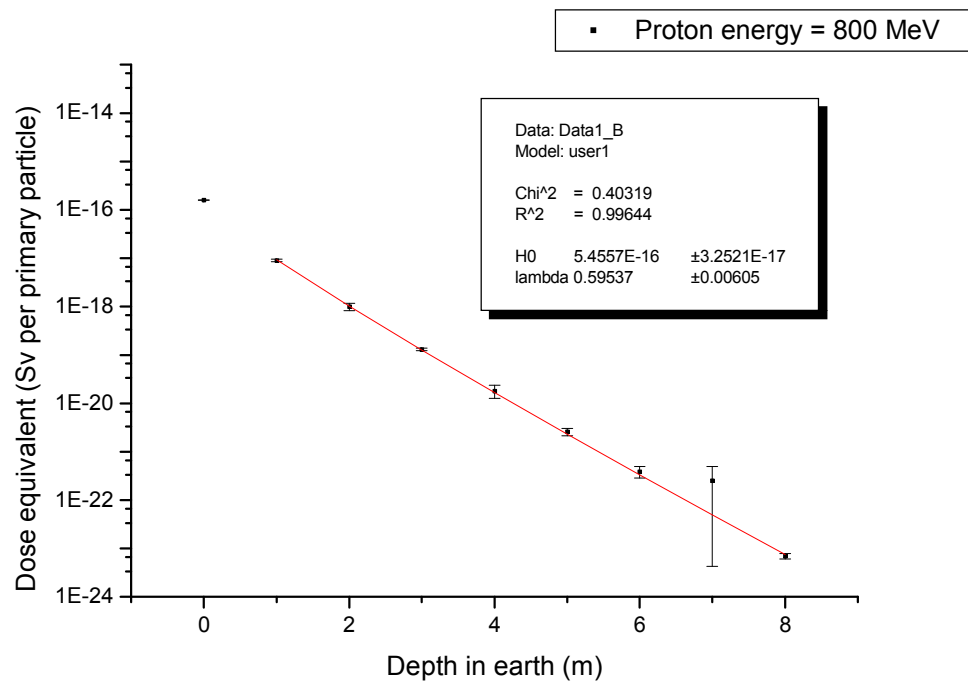


Figura 5.7

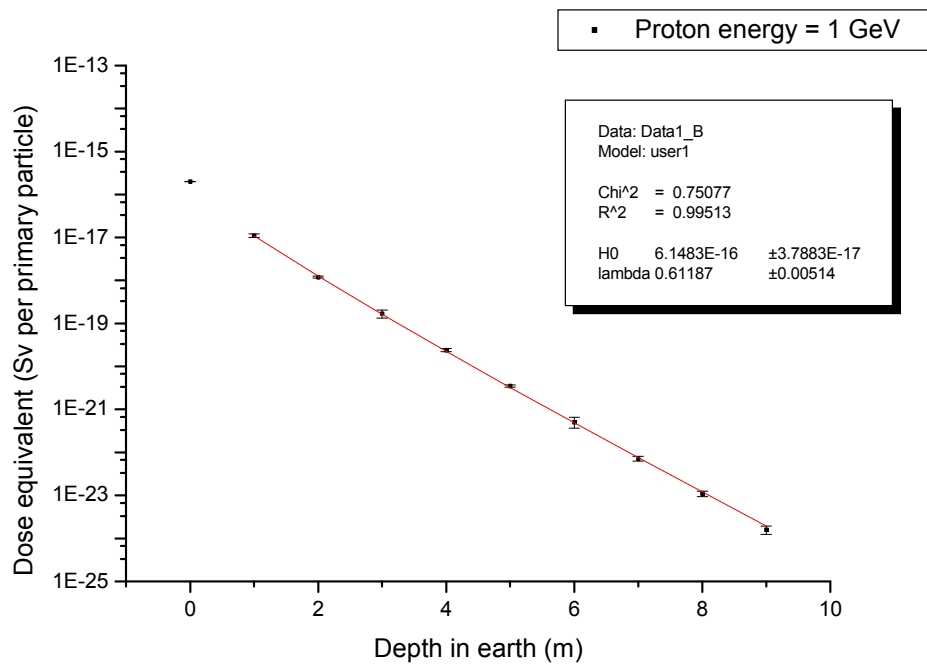


Figura 5.8

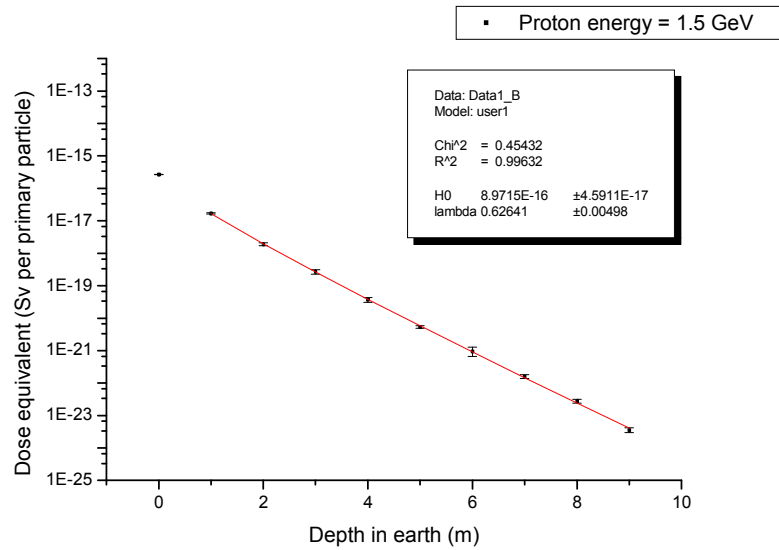


Figura 5.9

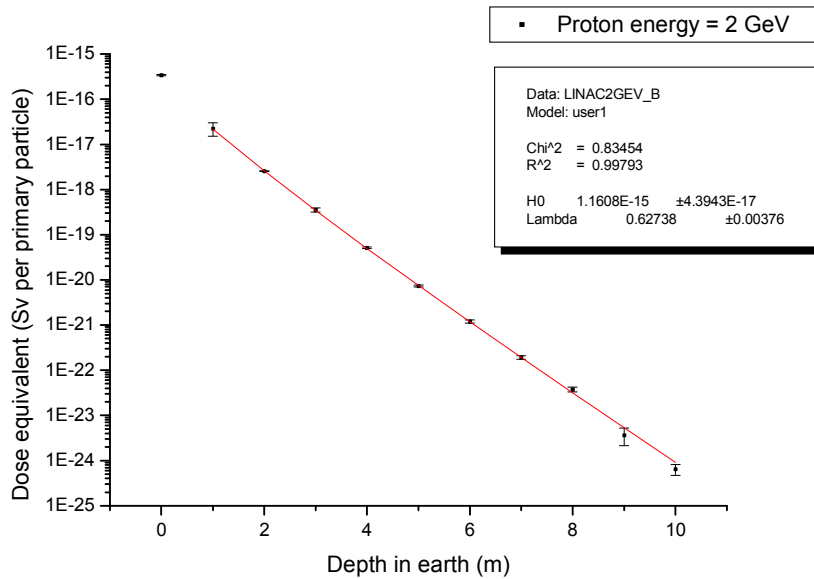


Figura 5.10

Figure 5.3, 5.4, 5.5, 5.6, 5.7, 5.8, 5.9, 5.10. Curve di attenuazione nella roccia morenica per neutroni secondari prodotti da protoni monoenergetici di energia da 50 MeV a 2 GeV, interagenti all'interno di un modulo RF come schematizzato nella figura 5.2. Le perdite di fascio all'interfaccia fra celle adiacenti sono state simulate dalla sorgente ad anelli descritta nel paragrafo 5.4. Notare che nell'intervallo di energia 50 – 200 MeV la scala delle ascisse è in centimetri invece che in metri e i valori di H_0 risultanti dai fit sono scalati di un fattore 10^4 rispetto ai dati riportati nella tabella 5.3. Nei grafici la lunghezza di attenuazione è espressa in centimetri e deve essere moltiplicata per la densità della roccia ($\rho = 1,9 \text{ g/cm}^3$) per ottenere i valori riportati nella tabella 5.3.

Da un esame della tabella 5.3 si nota come i valori di H_0 e di λ variano rapidamente per energie inferiori a 400 MeV e molto più lentamente per energie superiori; λ tende al valore asintotico di 120 g/cm², come da previsioni [Fas90, Tho88]. Un confronto fra i valori di H_0 e λ riportati nelle tabelle 5.1 e 5.3 mostra come i valori di H_0 ottenuti dalle simulazioni Monte Carlo siano molto inferiori di quelli calcolati mediante il modello empirico, mentre i valori di λ sono leggermente più grandi. Questa discrepanza è essenzialmente dovuta a due fattori.

Tabella 5.3. Fattori sorgente e lunghezze di attenuazione nella roccia morenica per neutroni generati da protoni di diverse energie, calcolati mediante le simulazioni FLUKA.

Energia dei protoni (MeV)	Fattore sorgente H_0 (Sv m² per protone)	Lunghezza di attenuazione λ (g/cm²)
50	$(8,10 \pm 0,44) \times 10^{-18}$	$30,22 \pm 0,37$
100	$(9,96 \pm 0,55) \times 10^{-18}$	$55,60 \pm 0,31$
200	$(5,57 \pm 0,13) \times 10^{-17}$	$80,97 \pm 0,19$
400	$(2,57 \pm 0,13) \times 10^{-16}$	$102,55 \pm 1,16$
800	$(5,46 \pm 0,32) \times 10^{-16}$	$113,12 \pm 1,15$
1000	$(6,15 \pm 0,38) \times 10^{-16}$	$116,25 \pm 0,98$
1500	$(8,97 \pm 0,46) \times 10^{-16}$	$119,02 \pm 0,95$
2000	$(1,16 \pm 0,04) \times 10^{-15}$	$119,20 \pm 0,72$

Per prima cosa nelle simulazioni FLUKA la sorgente è molto diversa dalla sorgente puntiforme adottata nell'approccio empirico illustrato nel paragrafo 5.3. In secondo luogo nella simulazione Monte Carlo i neutroni sorgente prodotti nell'interazione dei protoni con gli anelli di rame interagiscono con la struttura della cavità, con quella del criostato e con i 30 cm della parete del tunnel, prima di arrivare sul primo strato di roccia che rappresenta lo schermo vero e proprio. Lo spettro dei neutroni sorgente si è quindi notevolmente modificato prima di interagire con la schermatura, ed infatti le differenze maggiori nei valori di H_0 e di λ si riscontrano alle energie inferiori, per le quali lo spettro dei neutroni secondari è più molle.

Quanto appena detto indica come l'uso del modello semplice di sorgente puntiforme sia di solito conservativo, ma come allo stesso tempo esso possa condurre a una sostanziale sovrastima di una schermatura.

Tabella 5.4. Spessore della schermatura (simulazioni FLUKA, figura 5.2) necessaria per ridurre il rateo di equivalente di dose al di sotto di $0,1 \mu\text{Sv/ora}$ (il limite per la popolazione) e $10 \mu\text{Sv/ora}$ (Zona Controllata) nel caso di perdita di fascio di 10 W distribuita su una distanza di 10 m . Le perdite di fascio si verificano in corrispondenza delle restrizioni fra cella e cella, spaziate di 50 cm .

Energia (MeV)	I_p (p/s)	H_0 (Sv m ²)	λ (g/cm ²)	Schermatura (roccia) Dose per la popolazione		Schermatura (roccia) Dose per Zona Controllata	
				$\rho d/\lambda$	Spessore (cm)	$\rho d/\lambda$	Spessore (cm)
50	$1,3 \times 10^{12}$	$8,1 \times 10^{-18}$	30	9,6	155	5	80
100	$6,3 \times 10^{11}$	$1,0 \times 10^{-17}$	56	9,1	265	4,5	135
200	$3,1 \times 10^{11}$	$5,6 \times 10^{-17}$	81	10,1	430	5,5	235
400	$1,6 \times 10^{11}$	$2,6 \times 10^{-16}$	103	9,6	520	5,0	270
800	$7,8 \times 10^{10}$	$5,5 \times 10^{-16}$	113	9,6	570	5,0	300
1000	$6,3 \times 10^{10}$	$6,2 \times 10^{-16}$	116	9,5	580	4,9	300
1500	$4,2 \times 10^{10}$	$9,0 \times 10^{-16}$	119	9,5	595	4,9	310
2000	$3,1 \times 10^{10}$	$1,2 \times 10^{-15}$	119	9,5	600	4,9	310

Si è valutato poi per protoni di energia $E_p = 2 \text{ GeV}$ il contributo delle altre particelle secondarie (fotoni, pioni, protoni e elettroni) generate dall'interazione del fascio con la struttura in rame e dai neutroni secondari con i vari materiali (compreso lo schermo stesso) all'equivalente di dose totale. Per far questo si è ripetuta una serie di cinque simulazioni facendo lo *scoring* della fluenza di tutte le particelle. I risultati hanno mostrato che il fattore sorgente è 20% maggiore rispetto a quello dovuto solamente ai neutroni ($H_0 = 1,4 \times 10^{-15}$ invece di $1,16 \times 10^{-15}$), mentre la lunghezza di attenuazione risulta inferiore del 4% ($\lambda = 115 \text{ g/cm}^2$ invece di 119 g/cm^2). Tali differenze sono praticamente dello stesso ordine dell'incertezza complessiva del calcolo (errore statistico della simulazione e incertezze sui valori delle sezioni d'urto e sui coefficienti di conversione flusso-equivalente di dose). La figura 5.11 illustra il rapporto fra l'equivalente di dose ambiente dovuto alle varie componenti della radiazione secondaria rispetto all'equivalente di dose totale, in funzione della profondità nella roccia. Risulta ovvio dalla figura come la dose da neutroni rappresenti la componente dominante.

Come accennato in precedenza, si è effettuato lo *scoring* della fluenza considerando solo le particelle attraversanti ciascuna superficie (l'interfaccia fra strati adiacenti di roccia) "in uscita", in modo da evitare di contare i neutroni retrodiffusi

dagli strati più esterni, in quanto in una situazione reale di schermo si è interessati alla flukenza neutronica in uscita dallo schermo. Questa procedura minimizza gli effetti di riflessione degli strati più esterni che condurrebbero a una sovrastima nel calcolo della flukenza e quindi dell'equivalente di dose.

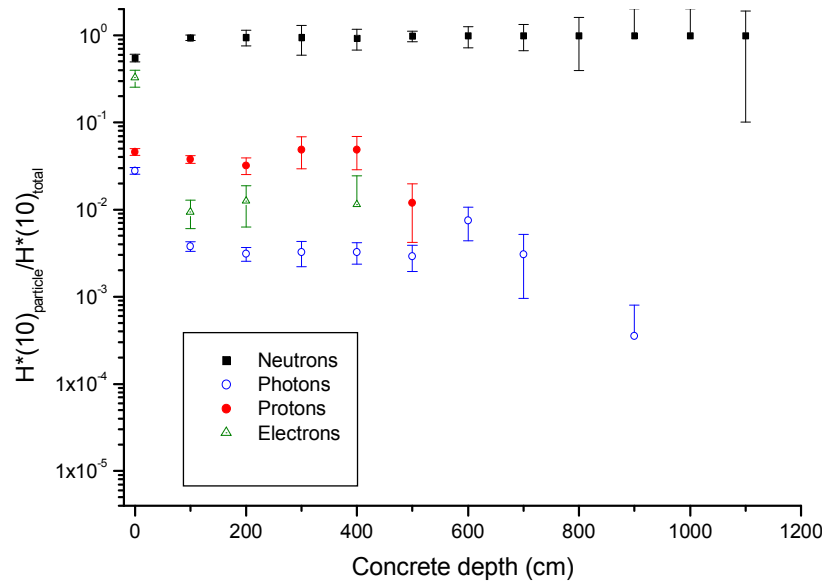


Figura 5.11. Rapporto fra l'equivalente di dose ambiente dovuto alle varie componenti della radiazione secondaria rispetto al totale.

Questo accorgimento non elimina comunque completamente la retrodiffusione, in quanto i neutroni possono subire diffusioni multiple all'interno dello schermo come effetti del secondo ordine. Ogni volta che uno di questi neutroni attraversa la superficie di *scoring* verso l'esterno, viene contato. Una stima esatta avrebbe richiesto una serie di simulazioni per ogni spessore di schermo, invece che una singola serie di simulazioni con *scoring* contemporaneo in tutti gli strati di roccia, e un tempo complessivo di calcolo proporzionalmente più lungo (praticamente di un fattore 15). Per rendersi conto dell'errore introdotto dall'approccio adottato, si sono effettuate tre serie separate di cinque simulazioni per energia dei protoni $E_p = 2$ GeV e spessore dello schermo di 2, 4 e 6 m. I risultati hanno dimostrato che l'equivalente di dose neutronico così calcolato è circa il 30% inferiore a quello risultante dalla simulazione globale a strati. Poiché la pendenza delle curve di attenuazione risultante dai due tipi di simulazione è circa la stessa (entro l'errore statistico della simulazione),

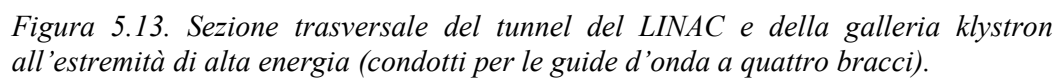
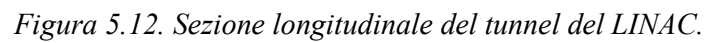
questa differenza del 30% si traduce in pratica in una sovrastima del 30% del fattore sorgente risultante dalle nostre simulazioni.

Come visto più sopra, il fatto di considerare solo i neutroni e di trascurare il contributo delle altre particelle secondarie conduce a una sottostima di circa il 20% del fattore sorgente. Di conseguenza i due effetti si compensano e si può considerare il risultato delle simulazioni qui descritto come sufficientemente accurato ai fini di una valutazione preliminare delle schermature.

5.5 Condotti per le guide d'onda

L'attuale progetto dell'SPL prevede che il tunnel del LINAC sia inclinato di 1,4%, mentre la *galleria klystron* corre parallela al tunnel principale a profondità costante appena sotto la superficie (figura 5.12). I due tunnel sono collegati da una serie di condotti circolari di sezione pari a $0,5 \text{ m}^2$ destinati a ospitare le guide d'onda che trasferiscono la potenza generata dai klystron alle cavità acceleratrici. A causa della diversa inclinazione dei due tunnel, la distanza che li separa non è costante e i condotti non sono quindi tutti uguali. Per quanto visto nel paragrafo 4.8 del capitolo precedente, risulta comunque evidente che essi devono essere costituiti da due o più bracci. All'estremità di bassa energia del LINAC, il progetto prevede condotti a due bracci, il primo lungo 3,5 m e il secondo di 11 m. All'estremità opposta i condotti sono a quattro bracci (figura 5.13), il primo lungo 3,2 m, il secondo e il terzo di 3 m, e il quarto lungo 8 m.

Si sono usate le curve universali illustrate nel capitolo precedente (figure 4.3a e 4.3b del paragrafo 4.8) per calcolare l'attenuazione complessiva fornita dai due tipi di condotto, assumendo una sorgente lineare per calcolare l'attenuazione nel primo braccio. L'attenuazione complessiva dell'equivalente di dose neutronica fornita dalle due configurazioni è rispettivamente di 6×10^{-7} e 1×10^{-10} . Ipotizzando una sorgente lineare causata da una perdita di fascio di 1 W/m , il fattore sorgente può essere cautelativamente stimato a 10 Sv/ora. Per ridurre tale rateo di equivalente di dose a $10 \text{ } \mu\text{Sv/ora}$ (valore imposto dalla classificazione della *galleria klystron* come Zona Controllata) i condotti devono fornire un fattore di attenuazione pari a 10^6 . Mentre il tipo di condotto a quattro bracci risulta più che adeguato, i condotti a due bracci sembrano soddisfare a malapena tale richiesta e il loro disegno dovrà essere migliorato nel corso degli sviluppi successivi del progetto.



5.6 Linea di trasferimento del fascio e collimatori

Se le perdite di fascio nelle linee di trasferimento dall'SPL all'accumulatore, al PS e a ISOLDE (figura 5.14) possono essere mantenute entro il già specificato valore di 1 W/m, lo spessore delle schermature è lo stesso di quello determinato per l'estremità di alta energia del LINAC. Ci sono tuttavia delle eccezioni rappresentate dai collimatori, dove le perdite saranno inevitabilmente più elevate.

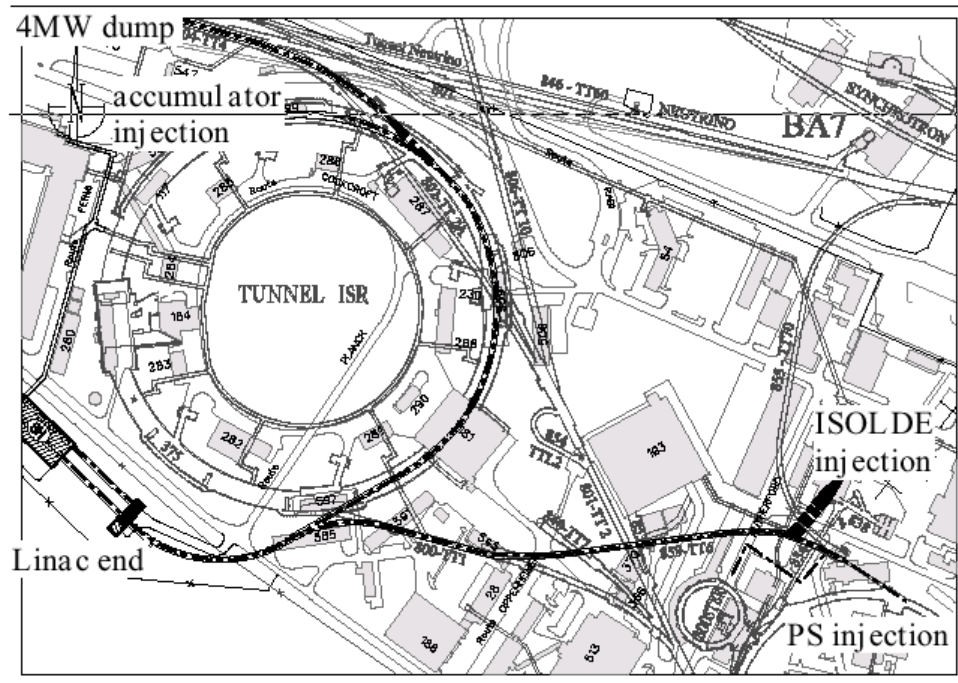


Fig. 5.14. Schema delle linee di trasferimento del fascio dall'SPL verso il tunnel ISR, il PS e ISOLDE.

Il progetto delle linee di trasferimento è ancora in uno stadio molto preliminare, ma si prevede che nella linea di trasferimento verso il tunnel ISR vi saranno cinque o sei collimatori, localizzati in posizione opportuna, che dovrebbero “tagliare” complessivamente 1% delle particelle del fascio (e cioè una potenza complessiva di circa 40 kW). I collimatori sono dei fogli sottili progettati per intercettare e rimuovere le particelle nell'alone del fascio (*stripping foils*) e dirigerle verso piccoli assorbitori di fascio (*dump*). Se la linea di fascio non sarà posizionata a profondità sufficiente, sarà necessario installare uno schermo locale attorno a ciascun *dump*. Supponendo ad esempio che la frazione di fascio assorbita da un determinato

dump sia 0,3% dell'intensità totale, con il modello di sorgente puntiforme si calcola uno spessore schermante complessivo di circa 10 m di terra più uno schermo locale di 80 cm di ferro, per ridurre l'equivalente di dose al valore per la popolazione. Se la linea di trasferimento corre invece interamente sotto il sito del CERN, si può prendere come valore di progetto 1 $\mu\text{Sv/ora}$, limite per una Zona Sorvegliata, e lo schermo locale può essere ridotto a 40 cm di ferro. Questi valori sono da considerarsi cautelativi, a seguito di quanto discusso nel paragrafo 5.4; uno studio più dettagliato si renderà necessario nel momento in cui il progetto e il posizionamento (inclusa la profondità) della linea di trasferimento saranno finalizzati.

CONCLUSIONI

I risultati dei calcoli presentati in questa tesi sono ovviamente preliminari e andranno confermati da simulazioni Monte Carlo più dettagliate che prendano in considerazione la geometria esatta dell'installazione complessiva (il LINAC, le linee di fascio e i vari tunnel), una volta che il progetto sarà prossimo a essere definitivo. Un componente che non è stato preso in considerazione in questa tesi è rappresentato dai *dump* destinati ad assorbire parte o l'intera potenza del fascio. A parte quelli relativamente "modesti" cui si è accennato nel paragrafo precedente, si prevede vi saranno almeno altri due tipi di *dump*, uno progettato per assorbire una frazione pari a qualche per cento del fascio totale (circa 100 kW), per il *set-up* del fascio nell'SPL a bassa potenza, e un secondo tipo destinato invece ad assorbire l'intero fascio da 4 MW. Il primo tipo di *dump* deve assorbire e dissipare una potenza termica dello stesso ordine di quella assorbita dal *dump* attualmente installato nell'SPS e quindi potrà molto probabilmente essere progettato in maniera simile. Non ci si aspettano quindi problemi particolari per la sua realizzazione. Il *dump* da 4 MW è viceversa qualcosa di completamente diverso, il cui progetto richiederà uno studio dedicato volto a risolvere i problemi legati sia agli aspetti radiologici (radioattività indotta, danno da radiazioni, ecc.) che a quelli termo-meccanici (raffreddamento, stress termici, ecc.).

Un altro problema di tipo radiologico che andrà valutato prima che il progetto di ingegneria civile dell'SPL possa essere definitivamente approvato è la possibile attivazione dell'acqua di falda. Una prospezione geologica effettuata nei primi anni '70 dell'area dove si prevede di installare il LINAC aveva mostrato l'assenza di falda acquifera alla profondità in esame, ma questo dovrà essere confermato da ulteriori indagini. Nel caso si rivelasse la presenza di acqua, sarà necessario valutare la possibilità di una sua radioattivazione ed eventualmente studiare opportune misure per evitarla. Questo potrebbe richiedere il progetto e la realizzazione di opportune schermature fra il tunnel dell'SPL e la falda stessa. Un altro aspetto che andrà preso in esame a uno stadio più avanzato del progetto è quello rappresentato dall'attivazione dell'aria e dei fluidi (come fluidi criogenici e acqua di raffreddamento) e il possibile impatto ambientale nel caso di rilasci. In aggiunta al perfezionamento della trasmissione dei neutroni attraverso i condotti per le guide d'onda di cui nel precedente capitolo si sono riportati i risultati di uno studio preliminare, uno studio

analogo andrà effettuato per i passaggi per l'accesso per il personale e i materiali (per il momento ne sono previsti tre). Infine, andrà effettuata una valutazione quantitativa della radioattività indotta nel LINAC e nelle strutture circostanti (comprese le pareti del tunnel e la roccia), sia per anticipare il rischio radiologico cui sarà esposto il personale che dovrà effettuare interventi di manutenzione nel tunnel, sia per stimare la massa e il volume dei materiali che saranno soggetti ad attivazione e che andranno opportunamente gestiti al momento dello smantellamento dell'installazione.

APPENDICE. IL METODO MONTE CARLO

La tecnica Monte Carlo si applica ad una classe di metodi per risolvere problemi di fisica e di matematica utilizzando numeri casuali. Le proprietà statistiche di un insieme di variabili aleatorie fanno sì che sia possibile attribuire il significato di grandezza fisica ai valori ottenuti attraverso opportuni algoritmi da numeri pseudo casuali. I codici Monte Carlo sono storicamente utilizzati per simulare la diffusione e le interazioni di particelle nella materia e vengono ampiamente impiegati in ambito dosimetrico e radioprotezionistico in quanto permettono di stimare tutte le caratteristiche di un campo di radiazione [Nav97].

Lo sviluppo sistematico dei metodi Monte Carlo risale agli studi condotti nel periodo 1943-1944 presso i laboratori di Los Alamos per la realizzazione delle prime armi nucleari statunitensi. J. Von Neumann, S. Ulam ed E. Fermi lo utilizzavano per risolvere problemi di natura probabilistica quali la diffusione dei neutroni nei materiali fissili. Nell'immediato dopoguerra Fermi, Ulman e Metropolis ottennero le stime degli autovalori dell'equazione di Shrödinger, dando così inizio all'applicazione del metodo Monte Carlo a problemi deterministici. Durante gli anni '50 il metodo Monte Carlo è stato ampiamente studiato negli USA. Oggi questo metodo viene utilizzato per risolvere numerosi problemi fisici e matematici con ottimi risultati ed attendibilità universalmente riconosciuta. L'evoluzione della tecnica Monte Carlo è strettamente connessa allo sviluppo dei calcolatori che hanno reso possibile la trattazione degli algoritmi di calcolo in modo relativamente veloce.

Dei metodi Monte Carlo sono state date più definizioni; una di queste lo descrive come *un modello stocastico in cui il valore atteso di certe variabili è equivalente al valore di una quantità fisica da determinare*. Questo valore atteso viene stimato per mezzo della media di parecchi campioni indipendenti che rappresentano la variabile da considerare. Per la costruzione dei campioni indipendenti si utilizzano numeri casuali campionati secondo le distribuzioni delle variabili da stimare. Gli aspetti fondamentali della simulazione Monte Carlo sono quindi due:

- a) la necessità di disporre di numeri casuali opportunamente distribuiti,
- b) la costruzione di un modello stocastico adeguato al problema da risolvere.

I numeri casuali (*random*) rappresentano l'elemento fondamentale della simulazione Monte Carlo. Nella maggior parte dei casi i numeri vengono campionati

tra 0 e 1 con una distribuzione uniforme. Un numero casuale è quindi composto da n cifre binarie; si può osservare che nei casi pratici il numero n è finito, quindi l'intervallo $[0,1]$ non è completamente coperto dall'insieme dei numeri casuali. E' perciò più opportuno parlare di numeri pseudo uniformemente distribuiti.

Per ottenere una successione casuale di numeri tra zero ed uno esistono due vie. I numeri possono essere ottenuti da processi fisici per natura casuali quali il rumore elettronico o il decadimento radioattivo. I numeri così generati sono detti numeri veramente casuali. L'uso di tali processi risulta però essere svantaggioso in quanto implica la presenza di una struttura hardware per la generazione dei numeri e perché le serie così generate non sono ripetibili; per verificare la bontà del codice o per individuare eventuali errori occorre infatti poter ripetere una stessa sequenza di numeri.

La seconda via è quella di utilizzare algoritmi di calcolo che generano una serie di numeri che non sono quindi rigorosamente casuali, ma che soddisfano gli stessi test di casualità dei numeri veramente casuali. Si usa quindi chiamare questi ultimi numeri pseudo-casuali. L'algoritmo per lungo tempo più utilizzato è stato:

$$x_{i+1} = Ax_i \bmod m \quad (\text{A.1})$$

dove x_i, x_{i+1} ed m sono numeri interi e $Ax_i \bmod m$ è il resto della divisione di Ax_i per m . Poiché la sequenza dei numeri dipende dal valore iniziale x_0 , detto *seme*, ripartendo dallo stesso seme si ottiene la stessa serie di numeri a caso. In questo modo è possibile ripetere una stessa simulazione.

All'interno di un codice Monte Carlo si cerca di stimare una quantità fisica utilizzando i valori ottenuti dal campionamento di numeri casuali. I numeri casuali devono essere campionati secondo la distribuzione di probabilità della variabile che si vuole rappresentare con essi.

I codici Monte Carlo furono in origine utilizzati e quindi studiati sistematicamente in relazione al trasporto di particelle neutre (fotoni e neutroni) attraverso la materia. Il problema del trasporto di particelle può essere impostato mediante l'uso analitico dell'equazione di Boltzmann che descrive il processo di diffusione attraverso i cambiamenti della distribuzione statistica $f(\vec{p}, x)$ del momento $\vec{p}$ che descrive la particella nello spazio della fasi. L'evoluzione della distribuzione

del momento delle particelle che interagendo passano dallo stato $\vec{p}$ allo stato $\vec{p}'$ è data dall'equazione:

$$\frac{\partial f(\vec{p}, x)}{\partial x} = N - \int_0^{E_0} \left(\frac{f(\vec{p}', x) \cdot d\sigma(\vec{p}' - \vec{p})}{\cos \theta'} - \frac{f(\vec{p}, x) \cdot d\sigma(\vec{p} - \vec{p}')}{\cos \theta} \right) \quad (\text{A.2})$$

dove x è il percorso della particella lungo la normale ad una superficie unitaria, θ l'angolo tra la direzione del moto della particella e l'asse x e $d\sigma$ la probabilità di collisione. Quando questa equazione però viene applicata a una situazione reale risulta essere così complicata da rendere impossibile una soluzione analitica. Si ricorre quindi a tecniche numeriche di cui il metodo Monte Carlo è una delle applicazioni più diffuse. Per condurre la simulazione del trasporto di particelle, un codice Monte Carlo è costituito di vari moduli. Qui di seguito sono descritte le parti essenziali di un codice.

Modello geometrico. Il sistema da analizzare viene descritto da un modello geometrico che suddivide lo spazio in più regioni cui viene associato un materiale. A ogni particella sono associate durante il trasporto le coordinate spaziali e la zona in cui essa si trova. Il compito degli algoritmi del modulo geometrico è di stabilire in quale regione avvenga l'evento successivo, se viene attraversata una superficie e di controllare il mezzo in cui si verifica l'evento secondo i materiali associati alle regioni.

Sezioni d'urto. La probabilità che si manifesti un determinato evento è descritta dalle sezioni d'urto. Ogni codice Monte Carlo possiede delle librerie contenenti le sezioni d'urto per le diverse interazioni in dipendenza dall'energia, dalla temperatura e dalla direzione della particella incidente.

Cammini casuali. Gli algoritmi di questo modulo hanno il compito di generare e seguire le storie delle particelle memorizzando gli eventi occorsi. La simulazione dei processi fisici che intervengono su una particella in un punto dello spazio non dipende infatti da come la particella abbia raggiunto quel punto; per descrivere la storia di una particella è quindi sufficiente costruire un modello probabilistico di ciò che può accadere ad ogni passo della sua storia. Il processo che definisce un cammino casuale si basa sul concetto di *libero cammino medio*, definito in relazione alla

sezione d'urto macroscopica $\Sigma_t = N\sigma_t$ (dove N è il numero di nuclei per cm^3), espressa in cm^{-1} , come:

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma_t} \quad (\text{A.3})$$

La probabilità che una particella subisca un'interazione lungo un cammino Δx è:

$$p(x) = \frac{\Delta x}{\lambda(x)} e^{-\int_0^x \frac{dt}{\lambda(t)}} \quad (\text{A.4})$$

la funzione di distribuzione quindi è:

$$P(x) = 1 - e^{-\int_0^x \frac{dt}{\lambda(t)}} \quad (\text{A.5})$$

Stimatori. Le routines di analisi dei risultati estraggono dai cammini casuali descritti sopra le grandezze fisiche di interesse, ossia il flusso, il rateo di fluenza delle particelle e l'energia depositata, attraverso degli opportuni stimatori. I più utilizzati sono quelli di volume e di superficie.

- a) Stimatori di volume: si utilizza quando la grandezza fisica d'interesse è la fluenza media di particelle, espressa come numero di particelle per cm^2 .
- b) Stimatori di superficie: questi stimatori danno risposte integrate sulla superficie considerata.

La *varianza* di una stima Monte Carlo viene ridotta aumentando il numero di particelle. Per ridurre la varianza senza aumentare eccessivamente i tempi di calcolo si sono introdotte delle tecniche (*biasing*) che alterano lo sviluppo naturale del cammino di una particella nei mezzi incontrati in modo da aumentare il numero di particelle nelle regioni d'interesse ai fini della risposta ed evitare di impiegare tempo macchina per seguire il trasporto delle particelle che comunque non darebbero un contributo. Queste tecniche di riduzione della varianza lasciano inalterati i cammini casuali e il valore della risposta richiesta ma il risultato ha un errore minore perché

scaturisce da un maggior numero di eventi favorevoli. I metodi di *biasing* più comunemente usati sono:

Splitting/Roulette russa. Alle diverse regioni della geometria vengono assegnati dei valori di importanza crescente in direzione del rivelatore. Quando una particella di peso w attraversa il confine tra due regioni viene suddivisa in ν particelle di peso w/ν , dove ν è il rapporto tra le importanze assegnate alle due regioni. Se la particella passa ad una regione di importanza maggiore ($\nu > 1$), si ottiene un numero di particelle maggiore di peso ridotto (*splitting*). Se invece si passa da una regione importante a una meno importante si ha $\nu < 1$ e la particella subisce *roulette russa*, ossia sopravvive con probabilità ν e peso w/ν . E' bene osservare che non è rilevante l'importanza assoluta assegnata a una regione, quanto le importanze relative delle regioni adiacenti.

Cut-off di particelle. Quando una particella raggiunge un punto in cui non può più dare un contributo significativo alla risposta può venire eliminata. Nella simulazione della geometria si pone una regione di limite (*blackhole*) in cui tutte le particelle che raggiungono questo confine vengono assorbite. All'interno della geometria invece si stabiliscono delle soglie energetiche di peso. Qualora l'energia o il peso di una particella sia inferiore a questi valori, la sua storia viene semplicemente terminata.

Quando si introduce un sistema di *biasing* ci si discosta dalla simulazione uno a uno degli eventi fisici; la simulazione si dice allora simulazione non analogica. Si parla invece di simulazione analogica se viene riprodotto l'andamento reale del fenomeno. L'assorbimento non analogico non altera il risultato sulle quantità medie (deposizione di energia, la fluenza delle particelle in funzione dell'energia, della posizione e dell'angolo, etc.). Se invece si è interessati al comportamento delle singole particelle, occorre effettuare una simulazione completamente analogica. La simulazione diretta degli eventi è possibile quando il fenomeno fisico è per sua natura stocastico; si può però anche ottenere una soluzione per problemi deterministici costruendo artificialmente il processo stocastico da utilizzare.

GLOSSARIO DELLE ABBREVIAZIONI CHE COMPAGNANO NEL TESTO

BNL: Brookhaven National Laboratory
CHORUS: CERN Hybrid Oscillation Research apparatus
CLIC: Compact Linear Collider, *collisore lineare compatto*
CNGS: CERN Neutrinos beam to Gran Sasso
CTF1, CTF2, CTF3: CLIC Test Facility 1, CLIC Test Facility 2, CLIC Test Facility 3
CP: Charge Parity, *carica e parità*
DESY: Deutsch Elektronen SYNchrotron
ECFA: European Committee for Future Accelerators
EPA: Electron Positron Accumulator, *accumulatore di elettroni e positroni*
ESS: European Spallation Source
FLUKA: FLUctuating KAskad
GUT: Grand Unification Theory, *teoria di grande unificazione*
INFN: Istituto Nazionale di Fisica Nucleare
ISOLDE: Isotope Separator On Line
ISR: Intersecting Storage Rings
JLC: Japan Linear Collider, *collisore lineare giapponese*
KEK: Ko Enerugi Kenkyu sho, High Energy Accelerator Research Organisation
LEP: Large Electron Positron collider, *grande collisore di elettroni e positroni*
LHC: Large Hadron Collider, *grande collisore di adroni*
LIL: Linear Injector for Leptons, *iniettore lineare per leptoni*
LINAC: LINear ACcelerator, *acceleratore lineare*
LPI (LIL + EPA): LEP Pre-Injector
MSSM: Minimal Supersymmetric extension of the Standard Model
NLC: Next Linear Collider, *futuro collisore lineare*
NOMAD: Neutrino Oscillation MAGnetic Detector
RF: Radio Frequency, *radiofrequenza*
RFQ: Radio Frequency Quadrupole, *quadrupolo a radiofrequenza*
RLA: Recirculating Linear Accelerator, *acceleratore lineare ricircolatore*
PETS: Power Extraction and Transfer Structures, *strutture d'estrazione e trasferimento di potenza*
PS: Proton Synchrotron, *sincrotrone a protoni*
PSB: PS Booster

PSI: Paul Scherrer Institut

SINQ: Swiss Spallation Neutron Source

SLAC: Stanford Linear Accelerator Center

SNS: Spallation Neutron Source

SPL: Superconducting Proton Linac, *acceleratore lineare di protoni superconduttore*

SPS: Super Proton Synchrotron, *super sincrotrone a protoni*

SSC: Superconducting Super Collider, *super collisore superconduttore*

TBA: Two-Beam Acceleration, *accelerazione a doppio fascio*

TESLA: TeV-Energy Superconducting Linear Accelerator, *acceleratore lineare superconduttore a molti TeV*

VLHC: Very Large Hadron Collider

RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI

- [Aar87] P.A. Aarnio, J. Lindgren, J. Ranft, A. Fassò, G.R. Stevenson, *Enhancements to the FLUKA86 program (FLUKA87)*, CERN Divisional Report TIS-RP/190 (1987).
- [Acq98] G. Acquistapace et al., *The CERN Neutrino beam to Gran Sasso (NCGS)*, CERN 98-02, INFN/AE-98/05 (1998).
- [Ass00] R.W. Assmann et al., *A 3 TeV e+e- linear collider based on CLIC technology*, CERN 2000-008 (2000).
- [Aut99] B. Autin, A. Blondel, J. Ellis (editors), *Prospective study of muon storage rings at CERN*, CERN 99-02, ECFA 99-197 (1999).
- [Ays00] J. Aysto et al., *A second generation radioactive nuclear beam facility at CERN*, CERN/PS 2000-075 (OP) (2000).
- [Bal00] A.E. Ball, A. Blondel, S. Gilardoni, N. Vassilopoulos, *Updated results of the horn study for the Nufact*, CERN NuFact Note 42 (2000).
- [Blo00] A. Blondel, M. Donegà, S. Gilardoni, *Neutrino fluxes from a conventional neutrino beam using CERN SPL*, CERN NuFact Note 53 (2000).
- [Col00] J. Collot, H.G. Kirk, N. Mokhov, *Pion production models and neutrino factories*, Nucl. Instr. and Meth. A 451, 327-330 (2000).
- [Cos97] J.D. Cossairt, N.L. Grossman, E.T. Marshall, *Assesment of dose equivalent due to neutrinos*, Health Physics 73, p. 894-898 (1997).
- [Del97] J.P. Delahaye et al., *A 30 GHz 5-TeV Linear Collider*, CERN-PS-97-LP, Submitted to PAC 97, Vancouver (1997).
- [Des62] H. DeStaebler, *Transverse radiation shielding for the Stanford two-mile accelerator*, USAEC Report SLAC-9 (1962).
- [Ell98] J. Ellis, E. Keil, G. Rolandi, *Options for future colliders at CERN*, CERN-EP/98-03, CERN-SL 98-004 (AP) e CERN-TH/98-33 (1998).
- [Ell00] J. Ellis, I. Wilson, *New physics with the Compact Linear Collider*, CERN/PS 2000-074 (RF), CLIC Note 466 e CERN-TH/2000-350 (2000).
- [Fas90] A. Fassò, K. Goebel, M. Höfert, J. Ranft and G.R. Stevenson, *Shielding against high energy radiation*, Landolt-Börnstein, Numerical data and functional relationships in science and technology, New series, Group I: nuclear and particle physics, Volume 11, Ed. H. Schopper, Springer-Verlag, Berlin (1990).
- [Fas94] A. Fassò, A. Ferrari, J. Ranft, P.R. Sala, *FLUKA: present status and future developments*, Proceedings IV Int. Conference on Calorimetry in

High Energy Physics, La Biodola, Italy, 21-26 September 1993, Ed. A. Menzione and A. Scribano, World Scientific, p. 493-502 (1994).

- [Fas97a] A. Fassò, A. Ferrari, J. Ranft, P.R. Sala, *An update about FLUKA*, Proceedings 2nd Workshop on Simulating Accelerator Radiation Environments, CERN, Geneva, Switzerland, 9-11 October 1995, Ed. G.R. Stevenson, CERN Divisional Report TIS-RP/97-05, p. 158-170 (1997).
- [Fas97b] A. Fassò, A. Ferrari, J. Ranft, P.R. Sala, *New developments in FLUKA modelling hadronic and EM interactions*, Proceedings 3rd Workshop on Simulating Accelerator Radiation Environments, KEK, Tsukuba, Japan 7-9 May 1997, Ed. H. Hirayama, KEK Proceedings 97-5, p. 32-43 (1997).
- [Fer98a] A. Ferrari, P.R. Sala, *The Physics of High Energy Reactions*, Proceedings of the Workshop on Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors Physics, Design and Safety, International Centre for Theoretical Physics, Miramare-Trieste, Italy, 15 April-17 May 1996, edited by A. Gandini and G. Reffo, Vol. 2, World Scientific, p. 424-532 (1998).
- [Fer98b] A. Ferrari, M. Pelliccioni, *Fluence to dose equivalent conversion data and effective quality factors for high energy neutrons*. Radiat. Prot. Dosim. 76, p. 215-224 (1998).
- [Fog01] G. Fogli (editor), *Europhysics Neutrino Oscillation Workshop – NOW 2000*, 9-16 Sep. 2000, Otranto, Italy In: Nuclear Physics B, Proceedings Supplement: 100 (2001).
- [Fra00] G. Franchetti et al., *Phase rotation, cooling and acceleration of muon beams: a comparison of different approaches*, CERN/PS 2000-054 e NuFact Note 41 (2000).
- [Gar01] R. Garoby, *Current activities for a Neutrino Factory at CERN*, Proc. HEACC'2001, 26-30 March 2001, Tsukuba (Japan), CERN/PS 2001-007 (RF) e CERN NuFact Note 74 (2001).
- [Gee98] S. Geer, *Neutrino beams from muon storage rings: Characteristics and physics potential*, Physical Review D57 p. 6989-6997 (1998).
- [Gil68] W.S. Gilbert et al., *1966 CERN-LRL-RHEL shielding experiment at the CERN proton synchrotron*, UCRL Report 17941 (1968).
- [Gil01] S. Gilardoni, K. Hanke, A. Perrin, *Proposal of a four horn capture scheme*, CERN NuFact Note 77 (2001).
- [Gru00] P. Gruber, *Material constants for muon cooling simulations*, CERN NuFact Note 23 (2000).

- [Kei00a] E. Keil, *Neutrino factories: accelerator facilities*, CERN SL/2000-043 AP e CERN NuFact Note 33 (2000)
- [Kei00b] E. Keil, *Design of a bow-tie shaped 50 GeV muon storage ring*, CERN NuFact Note 48 (2000).
- [Kin99] B.J. King, J.R.J. Bennet, A. Blondel et al., Proc. of the ICFA/ECFA Workshop on *Neutrino Factories based on Muon Storage Rings*, Lyon 5-9 July 1999, Nucl. Instr. and Meth. A 451, p. 335-352 (1999).
- [Mae67] R.E Maerker, F.J. Muckenthaler, *Monte-Carlo calculations, using the albedo concept, of the fast-neutron dose rate along the center lines of one- and two-legged square concrete open ducts and comparison with experiment*, Nucl. Sci. Eng. 27, p.423-432 (1967).
- [Mez00] M. Mezzetto, *Neutrino oscillations at the SPL SuperBeam*, CERN NuFact Note 60 (2000).
- [Mok99] N.V. Mokhov, *Recent developments, benchmarking and status of the MARS code system*, Proceedings 4th Workshop on Shielding Aspects of Accelerators, Targets and Irradiation Facilities (SATIF-4), Knoxville (TN, USA), 17-18 September 1998, OECD/NEA, p. 277-286 (1999).
- [Moy61] B.J. Moyer, *Evaluation of shielding required for the improved Bevatron*, UCRL Report 9769 (1961).
- [Nak00] H. Nakashima et al., *Estimation of activity and dose distributions around a proton linac induced by beam spill*, Journal of Nuclear Science and Technology, Supplement 1, p. 870-874 (March 2000).
- [Nav97] E. Nava, *Misure dosimetriche e simulazioni di campi neutronici di alta energia*, tesi di laurea in fisica all'Università degli studi di Milano, anno accademico 1996-1997.
- [NCR77] National Council on Radiation Protection and Measurements, *Radiation protection design guidelines for 0.1-100 MeV particle accelerator facilities*, NCRP 51 Report 51 (1977).
- [Neu99] D. Neuffer, $\mu^+\mu^-$ colliders, CERN-99-12 (1999).
- [Pra89] R.E. Prael, H. Lichtenstein, Radiation transport group, Los Alamos National Laboratory (1989).
- [Ran64] J. Ranft, *Monte Carlo calculation of the nucleon-meson cascade in shielding materials initiated by incoming proton beams with energies between 10 and 1000 GeV*, CERN Report 64-47 (1964).
- [Ran70] J. Ranft, *Monte Carlo calculation of energy deposition by the nucleon-meson cascade and total-absorption-nuclear-cascade (Tanc) counters*, Nucl. Instr. and Meth. 81, p. 29 (1970).

- [Rav01] H.L. Ravn, *The CERN target and horn concept for Neutrino Factory based on muon beams*, presentato al 3rd International Workshop on Neutrino Factories based on Muon Storage Rings (NuFact'01), Tsukuba (Giappone), 24-30 maggio 2001.
- [RSM96] Radiation Protection Group, *Radiation safety manual*, Safety Code F, CERN (1996).
- [Sco00] J. Scott Berg et al., *The Neutrino Factory and Muon Collider Collaboration*, <http://www.cap.bnl.gov/mumu/> (2000).
- [Sie01] P. Sievers, *A stationary target for the CERN-Neutrino-Factory*, CERN NuFact Note 65 (2001).
- [Sil00] M. Silari and G.R. Stevenson. *Radiation shielding and safety criteria for high-intensity linacs*, Proceeding of the Workshop on Radiation Protection Aspects of High Intensity Proton/Deuteron Accelerators, Abano Terme and Laboratori Nazionali di Legnaro (Padova) 27-29 September 1999, Ed. D. Zafiroopoulos, INFN LNL, p. 31-41, (2000).
- [Ste87] G.R. Stevenson, A. Fassò, *A comparison of a Morse calculation of attenuation in a concrete-lined duct with experimental data from the CERN SPS*, CERN Divisional Report TIS-RP/185/CF (1987).
- [Tes85] K. Tesch, *A simple estimation of the lateral shielding for proton accelerators in the energy range 50 to 1000 MeV*, Radiat. Prot. Dosim. 11, p. 165-172 (1985).
- [Tho88] R.H. Thomas, G.R. Stevenson, *Radiological safety aspects of the operation of proton accelerators*, IAEA Technical Reports Series No. 287, IAEA, Vienna (1988).
- [Vre00] M. Vretenar (editor), *Conceptual design of the SPL, a high power superconducting proton linac at CERN*, CERN-2000-012 (2000).