

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI MILANO

SCUOLA DI SPECIALIZZAZIONE IN FISICA SANITARIA



CM-P00068835

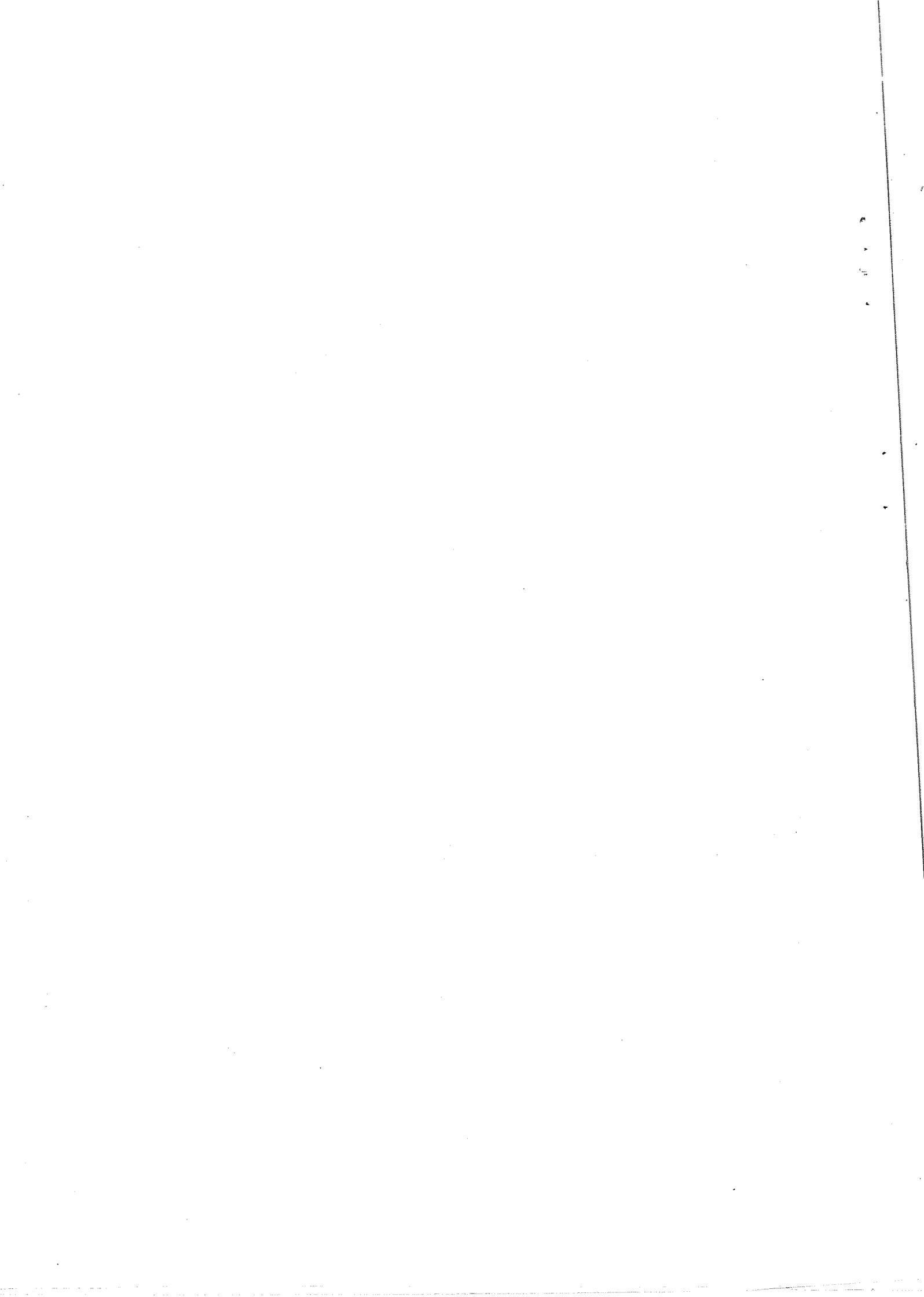
**MISURE DI DOSIMETRIA
E RADIOPROTEZIONE
ALL'ACCELERATORE LEP DEL CERN**

Dr.ssa LUISA ULRICI

RELATORE INTERNO: Prof. C. Birattari

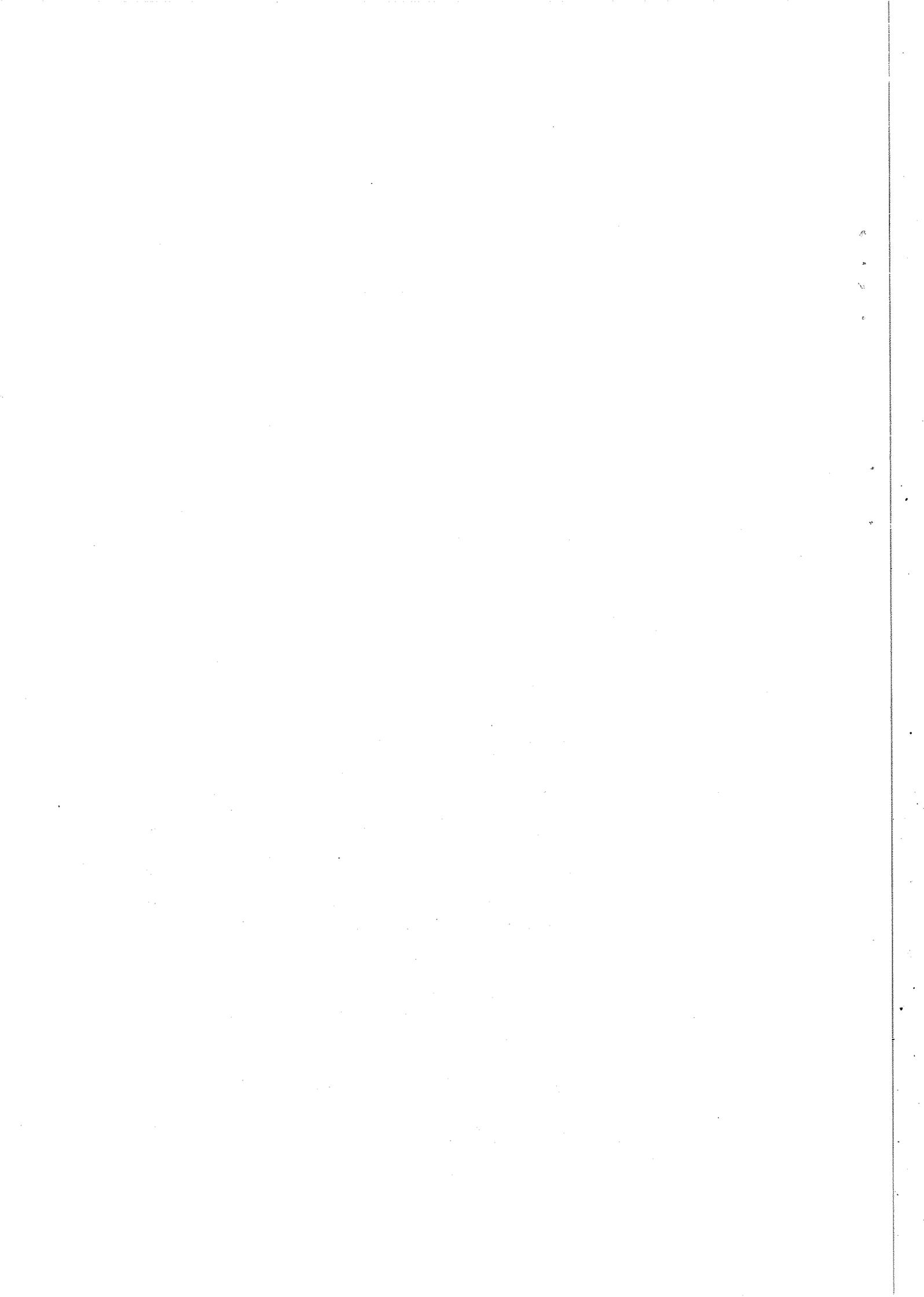
RELATORE ESTERNO: Dott. M. Silari

Thesis-1998-Ulrici

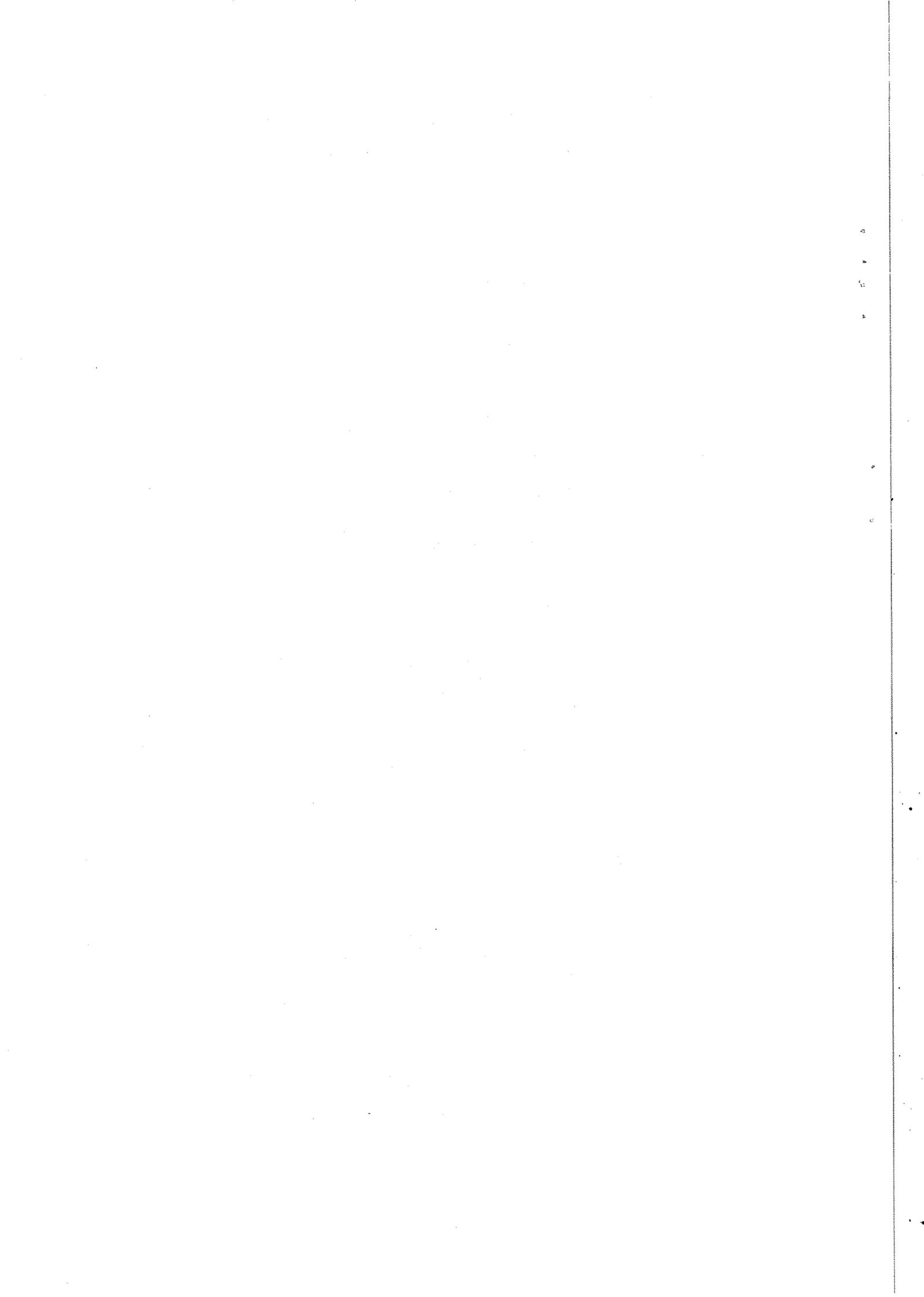


INDICE

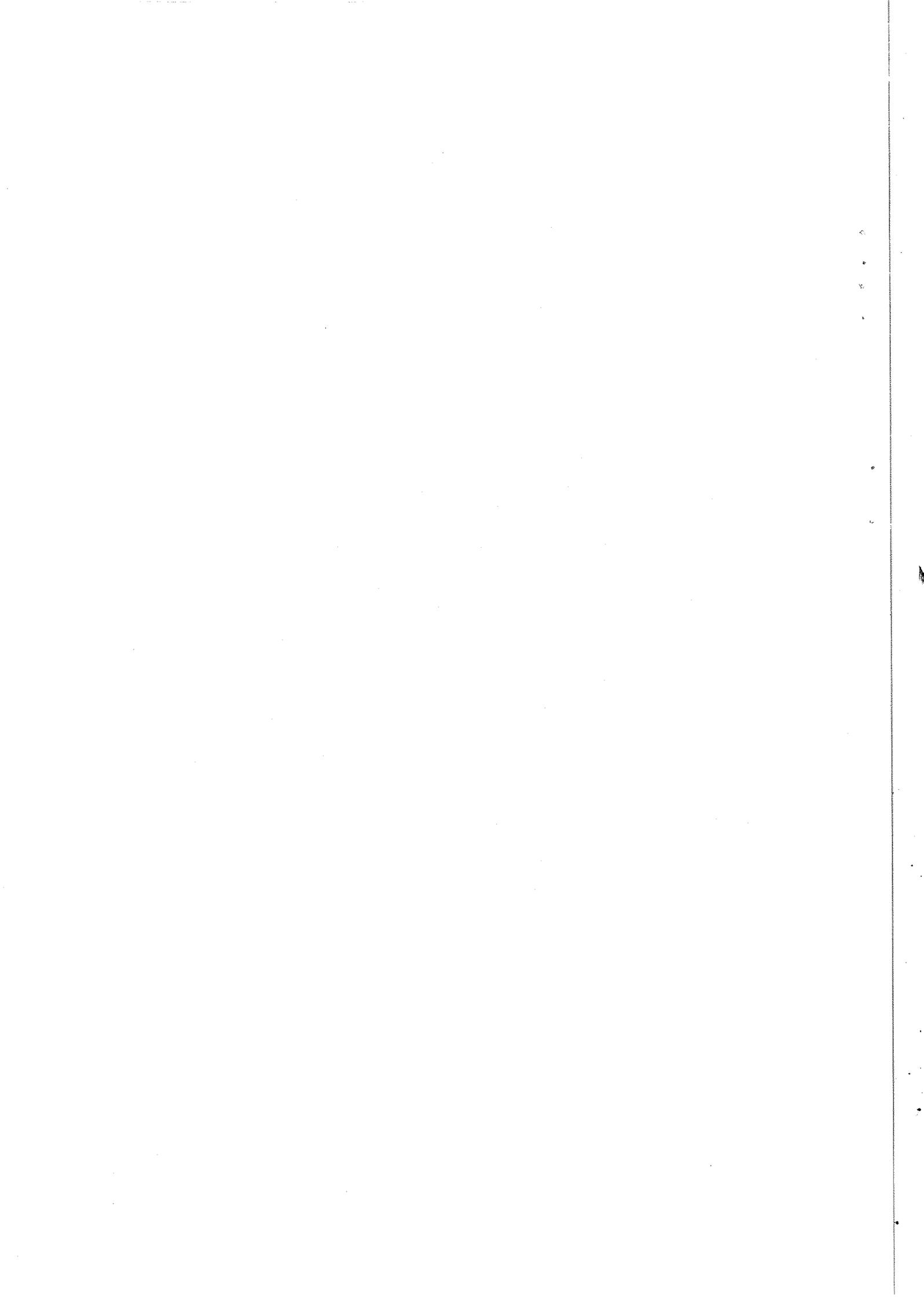
INTRODUZIONE		1
	LA FISICA AL LEP	2
	BREVE DESCRIZIONE DEL LEP	2
	IL FUNZIONAMENTO DEL LEP	6
CAPITOLO 1	PROBLEMI RADIOPROTEZIONISTICI CONNESSI AL LEP	9
1.1	GENERALITÀ	9
1.2	SCOPO DELLA TESI	11
CAPITOLO 2	LA RADIAZIONE DI SINCROTRONE	13
2.1	DESCRIZIONE	13
2.2	SCHERMI	14
2.3	ELEMENTI CRITICI PER LA PRODUZIONE E LA DIFFUSIONE DELLA RADIAZIONE DI SINCROTRONE NEL TUNNEL	16
CAPITOLO 3	MISURE SPERIMENTALI DI RADIAZIONE DI SINCROTRONE	23
3.1	LE MISURE LUNGO LA CAMERA A VUOTO DEL LEP	25
3.2	LE MISURE DI RADIAZIONE DIFFUSA NEL TUNNEL	30
3.3	LA CHICANE RF	35
3.4	LE GUIDE D'ONDA E LA RADIOPROTEZIONE NELLE GALLERIE AUSILIARIE (GALLERIE KLYSTRON)	37
3.5	LA CHICANE D'ACCESSO AL TUNNEL	40
3.6	ESEMPIO DI ELEMENTO CRITICO RISPETTO ALL'EMISSIONE DI RADIAZIONE DI SINCROTRONE: I WIGGLERS	42
3.7	LA PROPAGAZIONE DELLA RADIAZIONE IN UN POZZO VERTICALE: MISURE AL PM 18	47
3.8	DETERMINAZIONE DELLO SPETTRO ENERGETICO DELLA RADIAZIONE DIFFUSA: LE MISURE DI ATTENUAZIONE IN PIOMBO	49



CAPITOLO 4	BREMSSTRAHLUNG	51
4.1	LA CASCATA ELETTROMAGNETICA	51
4.2	L'ATTIVAZIONE DEI COMPONENTI DELL'ACCELERATORE	52
4.3	PRODUZIONE DI MUONI	53
4.4	MISURE SPERIMENTALI: MISURE DI ATTIVAZIONE DI MATERIALI NELLE ZONE DI INIEZIONE	54
CAPITOLO 5	LE CAVITÀ A RADIOFREQUENZA SUPERCONDUTTRICI	61
5.1	DESCRIZIONE	61
5.1.1	LA PROCEDURA DI CONDIZIONAMENTO	65
5.2	MISURE SPERIMENTALI	65
5.2.1	MISURE DI RATEO DI DOSE GAMMA E NEUTRONICA PRODOTTA DA UNA SINGOLA CAVITÀ	66
5.2.2	MISURE DI RATEO DI DOSE GAMMA E NEUTRONICA PRODOTTA DA UN MODULO	68
5.2.3	MISURE DELLA RADIAZIONE PRODOTTA DURANTE I TEST DEI MODULI NEL TUNNEL DEL LEP	73
5.2.4	RADIOATTIVITÀ INDOTTA	76
CAPITOLO 6	EFFETTI SECONDARI DELLA RADIAZIONE DIFFUSA	83
6.1	PRODUZIONE DI NEUTRONI NEL TUNNEL	83
6.2	PRODUZIONE DI OZONO NELL'ARIA DEL TUNNEL	86
6.2.1	FORMAZIONE DELL'OZONO E SUE PROPRIETÀ	87
6.2.2	PRODUZIONE DI OZONO TRAMITE IRRAGGIAMENTO: REAZIONI CHIMICHE DI FORMAZIONE	87
6.2.3	DISPERSIONE DELL'OZONO DOPO L'EMISSIONE	89
6.2.4	ALTEZZA EFFETTIVA DI RILASCIO	90
6.2.5	MISURE DI CONCENTRAZIONE DI OZONO NEL TUNNEL DEL LEP	90
6.2.6	STRUMENTAZIONE	91
6.2.7	RISULTATI OTTENUTI	92



CAPITOLO 7	PROSPETTIVE FUTURE: SCAVI PER LHC	93
7.1	IL LARGE HADRON COLLIDER (LHC)	93
7.2	MISURA DELLA RADIOATTIVITÀ INDOTTA NELLE PARETI DEL TUNNEL DELL' SPS IN VISTA DEGLI SCAVI PER LHC	95
APPENDICE A	LEGISLAZIONE	101
A 1.1	LIMITI DI DOSE: CONFRONTO TRA NORMATIVE CERN, DIRETTIVE EUROPEE E LEGISLAZIONE ITALIANA	101
A 1.2	ZONA SORVEGLIATA E CONTROLLATA	102
A 1.3	LIMITI DI ESENZIONE PER LO SMALTIMENTO DI MATERIALI SOLIDI	103
A 1.4	NORMATIVA DEL LAVORATORE PER L'ESPOSIZIONE AD OZONO	104
A1.4.1	LA PROTEZIONE DEL LAVORATORE	105
APPENDICE B	STRUMENTAZIONE	107
B 1.1	LA CAMERA A IONIZZAZIONE PER ALTE DOSI	107
B 1.2	DOSIMETRI A BOLLE	108
B 1.3	DOSIMETRI PAD: LA SPETTROSCOPIA ESR	108
B 1.4	RIVELATORI AD ATTIVAZIONE PER LA DETERMINAZIONE DI FLUSSI DI NEUTRONI	109
BIBLIOGRAFIA		111



INTRODUZIONE

Il CERN, Organizzazione Europea per la Ricerca Nucleare, ora divenuta Laboratorio Europeo per la Fisica delle Particelle, è una organizzazione internazionale con programma di ricerca nel campo della fisica delle particelle elementari e delle alte energie. L'organizzazione è finanziata da 19 Paesi membri, ma vari altri Paesi contribuiscono allo sviluppo scientifico tramite collaborazioni.

Sorto nel 1954 il CERN basa attualmente la maggior parte dell'attività di ricerca su 3 grandi macchine acceleratrici, il Proto-Sincrotrone (PS), il Super Proto-Sincrotrone (SPS) e il LEP, il Large Electron Positron Collider, supportate da numerose altre installazioni preposte alla generazione e ad una prima accelerazione dei fasci di particelle.

L'evoluzione che in circa 30 anni ha portato alla costruzione della più grande macchina esistente attualmente sulla terra (il LEP avente circa 27 km di circonferenza) è stata graduale: a metà degli anni 60 al CERN venne ideato e costruito l'ISR (Intersecting Storage Rings), due anelli di accumulazione progettati per far collidere fasci di protoni di energia pari a 30 GeV. Questo è stato il primo esemplare di una serie di collisori, sincrotroni disegnati in modo da immagazzinare ed accelerare fasci intensi di particelle che vengono poi fatti collidere al centro di appositi rivelatori preposti all'analisi dei prodotti delle interazioni.

Una volta perfezionato l'ISR, il CERN iniziò la costruzione del PS, il Sincrotrone a Protoni, e dell'SPS, il Super Proto-Sincrotrone, che fu trasformato in collisore solo dieci anni più tardi, ovvero quando fu sviluppata al CERN una tecnica per produrre fasci intensi e collimati di antiprotoni. Da quel momento e fino alla fine del 1991, l'SPS funzionò come collisore protone-antiprotone e in questo ambito fu scoperta l'esistenza delle particelle W e Z, portatrici della forza debole.

L'ultimo collisore costruito al CERN, il LEP, utilizza fasci di elettroni e positroni provenienti dalla catena di acceleratori pre-esistente: l'acceleratore lineare LIL (elettroni e positroni fino a 200 MeV), l'anello di accumulazione EPA, il PS (e^\pm fino a 3.5 GeV) e l'SPS (e^\pm fino a 22 GeV). Il LEP rappresenta probabilmente l'ultimo dei collisori circolari di leptoni in quanto si è visto che la radiazione di sincrotrone emessa dai fasci accelerati limita un ulteriore aumento dell'energia dei fasci stessi. L'attenzione ora è ritornata su collisori di protoni o di adroni nei quali i problemi posti dalla radiazione di sincrotrone sono limitati e le energie raggiungibili sono decisamente superiori.

Il "futuro" al CERN è costituito da una ricerca sempre più approfondita della materia per arrivare a comprendere e identificare le forze in gioco nei primi istanti dopo il Big Bang. In previsione vi è lo smantellamento del LEP per procedere all'installazione, prevista per il 2005, dell'LHC (Large Hadron Collider) nel tunnel già esistente. Il

nuovo collisore accelererà fasci di protoni fino ad energie di 7 TeV per fascio, e fasci di ioni pesanti (ad es. nuclei di piombo) arrivando ad energie totali di collisione di 1150 TeV.

LA FISICA AL LEP

Il collisore elettrone-positrone LEP con i suoi quattro esperimenti ALEPH, DELPHI, L3 e OPAL ha rappresentato il fulcro dell'attività di ricerca al CERN negli anni '90. Il LEP è stato utilizzato per studiare le proprietà del bosone intermedio Z, responsabile delle interazioni deboli di corrente neutra. La prima fondamentale scoperta ottenuta tramite il LEP è stata mostrare, grazie alle misure delle proprietà della particella Z, che le famiglie di costituenti fondamentali della materia sono tre (leptoni, bosoni e quark) e che probabilmente tali furono fin dal momento del Big Bang. Le misure accurate sulle proprietà di Z, inoltre, hanno permesso di valutare le correzioni radiative deboli nel quadro della teoria elettrodebole e dare un valore indicativo per la massa del quark top poi misurata al laboratorio Fermi di Chicago ($m_t = 175 \pm 12$ GeV).

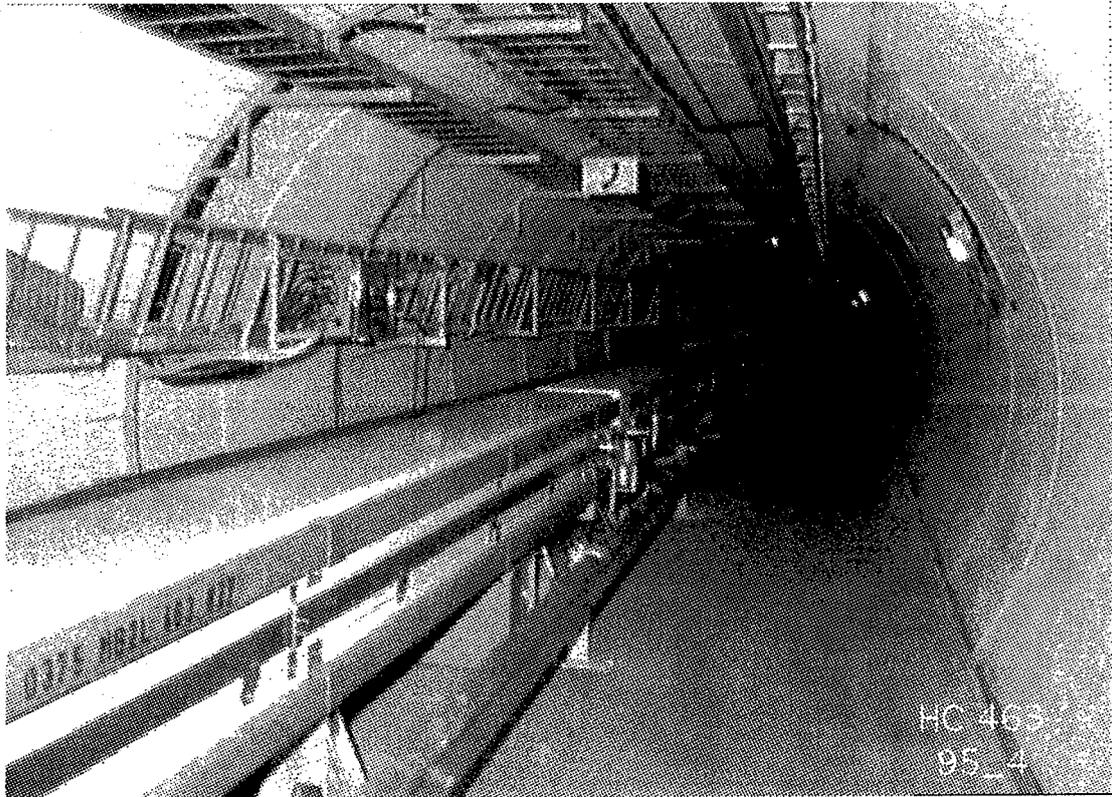
La chiarezza della tipologia degli eventi di interazione nei vari rivelatori ha permesso di raccogliere informazioni nel campo della Cromo Dinamica Quantistica, sia in rapporto alle previsioni teoriche nel campo perturbativo, sia relativi alla determinazione di parametri essenziali alla descrizione della frammentazione dei quark. Durante la seconda fase del progetto LEP (LEP2) l'energia dei fasci di elettroni e positroni è stata aumentata in modo da permettere la produzione di coppie W^+ e W^- che sono state effettivamente osservate. La massa del W è stata determinata con una incertezza comparabile a quella ottenuta da misure eseguite in altri laboratori (Fermilab a Chicago e Stanford in California).

Infine il LEP ha iniziato la ricerca del bosone di Higgs, arrivando ad escluderne l'esistenza fino ad una energia di 60 GeV (e con la fine del progetto l'indagine si protrarrà fino a 100 GeV); questa ricerca verrà continuata dal collisore per adroni LHC operante ad energie superiori.

BREVE DESCRIZIONE DEL LEP

L'acceleratore LEP è alloggiato in un tunnel circolare lungo 26.6 km avente 8 sezioni rettilinee di lunghezza circa 600 m, al centro delle quali sono situati i punti di intersezione dei fasci di elettroni e positroni, intervallate da sezioni curve. Accanto al tunnel principale sono state costruite gallerie ausiliarie (gallerie klystron) che si estendono per circa 300 m da entrambi i lati di ogni punto pari e sono separate dal tunnel del LEP da circa 8 m di roccia. Ad ogni punto pari, inoltre, in corrispondenza delle sezioni rettilinee, sono state scavate le caverne dove sono alloggiati i grandi rivelatori e le apparecchiature di controllo. Una veduta dall'alto del LEP è presentata in Figura I.1, mentre in Figura I.2 viene fornita un'immagine dell'interno di una sezione curva del tunnel dell'acceleratore

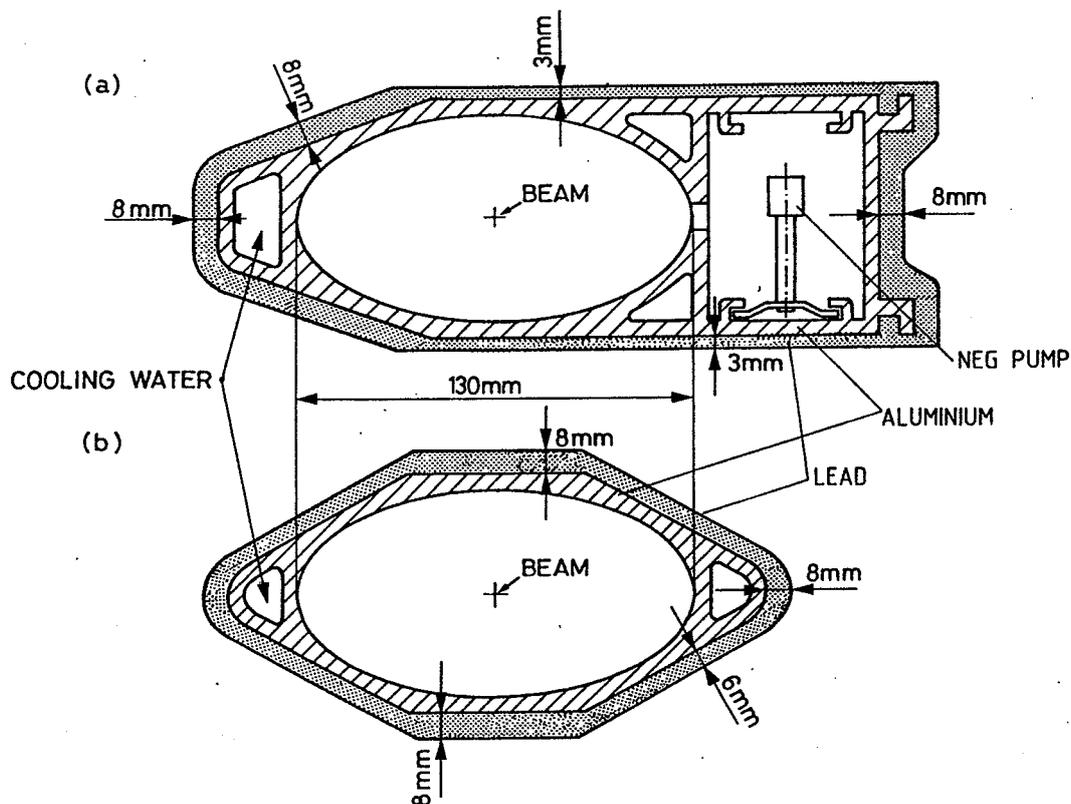
Figura I.2. L'interno del tunnel del LEP: un tratto di sezione curva.



L'acceleratore è composto da una camera a vuoto di sezione interna ovale, illustrata in Figura I.3 e da elementi particolari che assicurano:

- l'accelerazione dei fasci
- la deflessione dei fasci
- la focalizzazione dei fasci
- il vuoto

Figura I.3. Sezione della camera a vuoto del LEP.



Il sistema di accelerazione è basato sulle cavità a radiofrequenza: le cavità di rame della prima fase del progetto sono state sostituite nel corso del progetto LEP2 da cavità superconduttrici. Alcuni aspetti delle cavità superconduttrici verranno approfonditi nel capitolo 5.

Il sistema di deflessione è basato su circa 3400 magneti dipolari che mantengono sull'orbita gli elettroni e i positroni, mentre il sistema di focalizzazione si avvale di 800 magneti quadripolari e 500 magneti a sestupolo distribuiti lungo tutto l'anello.

Il sistema da vuoto è fondamentale per il funzionamento dell'acceleratore: esso è basato su vari tipi di pompe (a rotazione, turbo-molecolari, ioniche e a sublimazione di titanio) che riducono ad ogni step successivo la pressione all'interno della camera a vuoto fino ad un valore prossimo a 10^{-12} Torr.

Le caratteristiche principali del LEP sono riassunte nella Tabella I.1 [RAP94].

Tabella I.1. Caratteristiche principali del LEP [RAP94].

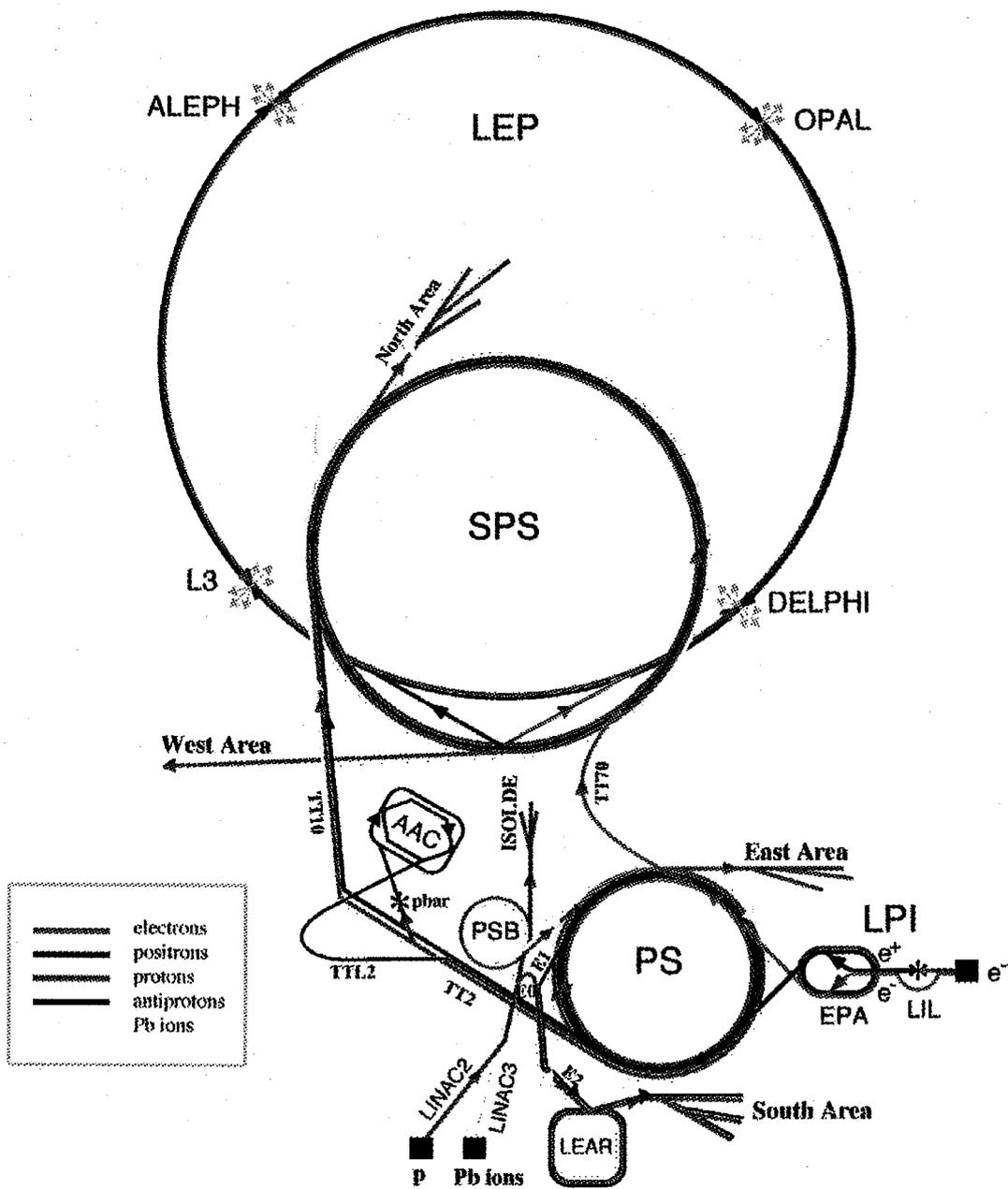
Programma		LEP 1	LEP 2
Energia del fascio		45 GeV	100 GeV
Circonferenza	km	26.658	26.658
Diametro interno del tunnel	m	3.80	3.80
Raggio di curvatura in un dipolo	m	3096	3096
Numero di punti di intersezione		8	8
Energia d'iniezione	GeV	20	22
Numero di bunches		4	4 o 8
Lunghezza dei bunches	m	da 0.013 a 0.04	da 0.013 a 0.04
Luminosità massima	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	1.7×10^{31}	2.9×10^{31}
Intensità di corrente per fascio	mA	3	5.5
Zone sperimentali		4	4

IL FUNZIONAMENTO DEL LEP

Il sistema di iniezione può essere considerato il primo componente del LEP: esso permette di ottenere fasci di elettroni e positroni di intensità pari a $5 \cdot 10^{12}$ particelle in circa 12 minuti. La sorgente di elettroni è costituita da un semplice filamento surriscaldato dal quale vengono estratti gli elettroni grazie ad un campo elettrico, mentre il fascio di positroni è ricavato da un fascio di elettroni accelerati fino ad una energia di 200 MeV che, incidendo su un bersaglio, producono coppie elettrone e positrone. Un campo magnetico separa i positroni guidandoli verso un secondo acceleratore lineare che li accelera fino a 600 MeV.

Dagli acceleratori lineari, i fasci di elettroni e positroni passano nell'EPA (electron positron accumulator) che ha lo scopo di accumulare le particelle, separandole in 4 bunches, e di immetterle poi nell'elemento successivo della catena di accelerazione, il PS. Nel PS gli elettroni e i positroni, sempre raggruppati in bunches circolanti in direzioni opposte, vengono portati fino ad un'energia di 3.5 GeV per essere poi iniettati nell'SPS dove arrivano ad un'energia di 22 GeV. In Figura I.4 è schematizzata la catena di acceleratori che fungono da iniettori per il LEP.

Figura I.4. Schema degli acceleratori del CERN usati come iniettori per il LEP.



Il periodo di iniezione nel LEP ha una durata di circa 15 - 30 minuti: in questo tempo vengono accumulati nell'acceleratore un numero sufficiente di elettroni e positroni che in questa fase possiedono un'energia di 22 GeV. Una volta terminata questa operazione si procede all'accelerazione del fascio dal valore di energia di iniezione al valore massimo di quel dato run: questa operazione avviene a intervalli successivi passando per valori di energia intermedi ed è resa possibile dalla potenza erogata dalle cavità a radiofrequenza ("classiche" e superconduttrici) installate nelle sezioni dritte dei punti pari del LEP. Quando tutti i parametri sono ottimizzati si procede alla collimazione del fascio e infine si aggiustano i magneti ed i separatori in modo da avere collisioni nei 4 punti sperimentali (i punti pari). Come conseguenza della collisione tra i due fasci si ha una perdita nella collimazione e nella corrente di ogni singolo fascio; questa situazione porta dopo qualche ora ad una diminuzione nel numero di collisioni tale da rendere necessaria una nuova iniezione dei due fasci, che avviene dopo aver "eliminato" i fasci degradati facendoli incidere su un dump. Così dopo ogni periodo di funzionamento che può durare qualche ora, il LEP ha nuovamente bisogno del PS e dell'SPS come iniettori. Tutti i dati di iniezione e i parametri di funzionamento vengono registrati su un data-base dagli operatori della sala di controllo.

Il parametro principale dal quale dipende la probabilità di interazione nei punti di intersezione dei fasci è la luminosità del fascio che a sua volta è proporzionale al numero di particelle in ciascun bunch, alla frequenza di rivoluzione delle particelle nell'anello, al numero di bunch e alla sezione d'urto dei fasci.

CAPITOLO 1

PROBLEMI RADIOPROTEZIONISTICI CONNESSI AL LEP

1.1 GENERALITÀ

Nel precedente capitolo è stato descritto il LEP nella sua configurazione attuale e negli sviluppi futuri. La determinazione dei problemi radiologici connessi ad una tale installazione deve necessariamente comprendere la catena di acceleratori che dal pre-iniettore porta i fasci di elettroni e positroni fino all'anello del LEP. Le perdite di fascio nelle varie fasi di accelerazione possono essere assunte come indice della radiazione diffusa e dell'attività indotta nei materiali. Sotto quest'ottica, l'ammontare di potenza persa è superiore nel pre-iniettore che negli acceleratori seguenti. I tunnel del PS, dell'SPS e i tunnel di trasferimento sono già progettati in modo da garantire un sufficiente schermo per la radiazione derivante dall'accelerazione di fasci di protoni rispettivamente a 26 e 450 GeV. In questi due sincrotroni l'accelerazione di fasci di e^\pm produrrà un contributo, in termini di radiazione diffusa generata nel tunnel, sicuramente trascurabile in confronto ai livelli generati dai protoni.

I fasci di elettroni e positroni circolanti nell'anello del LEP possono produrre radiazione secondaria secondo tre meccanismi principali sintetizzati in Tabella 1.1 [Fas84].

- La deviazione dall'orbita dei fasci di e^\pm , operata sia deliberatamente sia accidentalmente, produce l'emissione di fotoni secondo il fenomeno di "*Bremsstrahlung*" (radiazione di frenamento), in seguito all'incidenza di questi fasci su elementi della macchina quali i collimatori, separatori o semplicemente sulla camera a vuoto. Date le alte energie coinvolte, la radiazione di bremsstrahlung dà origine ad una cascata elettromagnetica.
- Quando un elettrone o un positrone attraversano un campo magnetico, essi vengono deviati dalla loro traiettoria rettilinea ed emettono un fotone: questa radiazione viene chiamata "*radiazione di sincrotrone*". Sebbene questo fenomeno interessi sempre l'accelerazione di una particella carica, esso si differenzia dalla radiazione emessa per bremsstrahlung in quanto non richiede l'interazione con la materia. Lo spettro dei fotoni emessi si estende dal visibile fino a qualche centinaio di keV, dove si verifica il massimo di intensità, seguito da una drastica diminuzione di intensità per energie superiori.
- Una terza importante sorgente di radiazione è costituita dai moduli contenenti le cavità a radiofrequenza superconduttrici installate nelle sezioni rettilinee del LEP. Introdotte per supplire alla perdita di energia dei fasci di e^\pm per radiazione di

sincrotrone e per accelerare i fasci alle energie richieste dal programma LEP 2, le cavità funzionano ad un campo elettrico elevato (fino a 6-7 MV/m) che può indurre l'emissione di elettroni dalle pareti interne delle cavità stesse. Questi elettroni, accelerati fino ad un'energia massima di circa 40 MeV, incidendo su materiali possono indurre, secondo il fenomeno di bremsstrahlung già descritto, la produzione di una cascata elettromagnetica.

Come conseguenza del bremsstrahlung dovuto a perdite di fascio o alla radiazione originata dalle cavità, è possibile avere anche produzione di neutroni per reazioni (γ, n) a partire da energie di soglia di 10-19 MeV per i nuclei leggeri e di 4-6 MeV per i nuclei pesanti [IAEA79].

Mentre l'emissione di radiazione di sincrotrone aumenta considerabilmente in potenza ed energia all'aumentare dell'energia dei fasci di elettroni e positroni, l'intensità delle altre due sorgenti di radiazione sono relativamente indipendenti dall'energia dei fasci circolanti nel LEP.

Tabella 1.1. Descrizione qualitativa delle principali sorgenti di radiazione nel tunnel del LEP [FAS84].

TIPO DI RADIAZIONE	CONSEGUENZE
<p>BREMSSTRAHLUNG fenomeno che avviene quando gli e^\pm incidono su materiali (collimatori, dumps, etc.)</p>	<ul style="list-style-type: none"> • Cascata contenente fotoni secondari, e^+ ed e^- • Radiazione secondaria di alta energia: n, adroni e muoni • Radioattività indotta in componenti, in aria e nell'acqua • Produzione di ozono ed ossidi di azoto in aria
<p>RADIAZIONE DI SINCROTRONE fenomeno che avviene quando gli e^\pm sono deflessi da un campo magnetico</p>	<ul style="list-style-type: none"> • Fotoni (bassa energia) • Produzione di neutroni • Radioattività indotta in componenti, in aria e nell'acqua • Produzione di ozono ed ossidi di azoto in aria
<p>CAVITÀ RF SUPERCONDUTTRICI radiazione prodotta da elettroni estratti dalle pareti delle cavità e accelerati fino a ≈ 40 MeV</p>	<ul style="list-style-type: none"> • Bremsstrahlung nei materiali della cavità o nella linea di fascio adiacente • Produzione di neutroni • Radioattività indotta in componenti o in aria

Tutte queste potenziali sorgenti di radiazione sono state accuratamente valutate in sede progettuale e di realizzazione dell'acceleratore tramite simulazioni con appositi codici di calcolo o in riferimento ad acceleratori già esistenti ed operanti, anche se in condizioni differenti [Fas84, CAS90]. Nella fase attuale del progetto LEP, ogni incremento di energia dei fasci circolanti viene correlato da un'analisi sperimentale dettagliata dei livelli di dose dovuti alle singole sorgenti.

A fianco di questi rischi radiologici principali, si possono identificare dei rischi secondari che interessano direttamente il tunnel dell'acceleratore e le installazioni circostanti (ad es. la produzione di gas nocivi o di liquidi corrosivi), o che si estendono fino a coinvolgere l'ambiente esterno o la popolazione (emissione di gas o liquidi contenenti elementi radioattivi in superficie). Il primo caso verrà approfondito in uno dei prossimi capitoli, mentre l'analisi dell'impatto ambientale del LEP esula dagli scopi della presente tesi. Quest'ultimo argomento è stato comunque ampiamente discusso in precedenti pubblicazioni e nel rapporto annuale della sezione Radioprotezione della divisione TIS (Technical Inspection and Safety), preposta alla verifica che i livelli di dose rilevati all'interno dei siti CERN e nell'ambiente circostante alle installazioni, rispettino i limiti di dose imposti [RAD97, Fas97]. Da questi rapporti si evidenzia che in superficie il LEP non produce livelli di radiazione distinguibili dal fondo ambientale e che le concentrazioni di elementi radioattivi emesse nell'atmosfera e nei liquidi rilasciati nell'ambiente sono largamente inferiori ai limiti fissati dal CERN e dalla Unione Europea per il pubblico (vedere Appendice A).

1.2 SCOPO DELLA TESI

Scopo principale della tesi è la determinazione sperimentale dei livelli di radiazione dovuti alle singole sorgenti sopra indicate e il loro confronto con i calcoli effettuati in precedenza. Questo confronto, eseguito con ottica critica, permette di evidenziare alcuni fenomeni riscontrabili sperimentalmente e non prevedibili tramite la teoria. Ad esempio, tramite l'analisi dei valori di dose integrata ottenuti nelle sezioni dritte del LEP si è potuto dedurre che le cavità RF superconduttrici costituiscono una sorgente importante di radiazione, fino ad ora sottovalutata. Tuttavia, l'analisi dettagliata delle singole fonti di radiazione porta alla conclusione che in alcuni casi è pressoché impossibile separare i differenti contributi e il risultato sperimentale è frutto di una sovrapposizione degli effetti delle diverse sorgenti.

Nell'ottica della dosimetria ambientale e personale, alcuni studi sono stati estesi alle zone controllate che servono da gallerie di supporto per le infrastrutture (gallerie klystron) e ad un pozzo di accesso che collega il tunnel LEP con la superficie (PM 18) e utilizzato per l'accesso di materiale al tunnel dell'acceleratore. Queste analisi sono state utilizzate per una discussione sui rischi radiologici emergenti dall'acceleratore LEP con l'INB (Installation Nucléaire de Base), istituzione francese preposta alla sorveglianza della conformità e sicurezza delle installazioni nucleari di base [JO63]. Si procederà dunque all'analisi dettagliata di ognuna delle sorgenti principali di radiazione nel LEP e di alcune delle conseguenze principali del forte campo di radiazione diffusa che si viene a creare nel tunnel durante il funzionamento dell'acceleratore.



CAPITOLO 2

LA RADIAZIONE DI SINCROTRONE

2.1 DESCRIZIONE

È noto dalla fisica classica che particelle cariche accelerate emettono radiazione elettromagnetica, chiamata radiazione di sincrotrone; essa si rivela particolarmente intensa per particelle leggere, come elettroni e positroni, che si muovano su orbite curve nel campo magnetico guida di acceleratori di particelle di alta energia. La radiazione di sincrotrone viene emessa nel piano dell'orbita e tangenzialmente ad esso: nel caso dei magneti dipolari del LEP la radiazione colpisce la camera a vuoto con un angolo di 6 mrad. La radiazione di sincrotrone è fortemente polarizzata nel piano dell'orbita e il grado di polarizzazione varia al variare dell'energia dell'elettrone e del fotone emesso.

Vi sono due fattori fondamentali che caratterizzano la radiazione di sincrotrone: la potenza irradiata e l'energia critica. La perdita di energia per ogni giro è inversamente proporzionale al raggio di curvatura della traiettoria e direttamente proporzionale alla quarta potenza del fattore di Lorentz γ definito come il rapporto tra l'energia totale (E) e l'energia di massa a riposo della particella:

$$\Delta E = \left(\frac{4\pi}{3} \right) m_e r_e \frac{\gamma^4}{\rho} \quad [2.1]$$

dove ρ è il raggio dell'orbita e m_e e r_e sono rispettivamente la massa a riposo e il raggio classico dell'elettrone [CAS90].

La potenza irradiata è data dalla seguente relazione:

$$P_\gamma = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \frac{\beta^4 \gamma^4}{\rho^2} \quad [2.2]$$

e quindi è proporzionale alla quarta potenza dell'energia dell' e^\pm .

Il secondo fattore fondamentale per la descrizione della radiazione di sincrotrone è l'energia critica, definita come la mediana dello spettro della potenza emessa: essa caratterizza lo spettro in quanto è il parametro che fornisce la "durezza" della radiazione. L'energia critica è proporzionale alla terza potenza dell'energia dell' e^\pm :

$$\varepsilon_c = 2.218 \frac{E^3}{\rho} \quad [2.3]$$

Dato un certo raggio di curvatura “medio” dell’acceleratore, ad ogni aumento di energia dell’e[±] corrisponderà un aumento della potenza irradiata. Questo effetto si ripercuote sulla struttura dell’acceleratore stesso: la perdita di energia che subisce una particella per ogni giro dovuta alla radiazione di sincrotrone può diventare significativa al punto da porre limiti all’energia massima raggiungibile in un dato acceleratore. Questo effetto può essere entro certi limiti controbilanciato compensando la potenza persa mediante un opportuno sistema di accelerazione a radiofrequenza. La radiazione di sincrotrone influenza anche le proprietà dei componenti dell’acceleratore: ad esempio il sistema da vuoto deve essere progettato in modo da poter provvedere rapidamente all’eliminazione dei gas estratti dalle pareti della camera a vuoto in seguito all’incidenza di fotoni di alta energia. La radiazione di sincrotrone è responsabile anche di alcune scelte eseguite in fase di progettazione e costruzione. Ad esempio uno dei motivi per cui la camera a vuoto del LEP è costituita di alluminio è quello di facilitare la conduzione del calore, prodotto sulla superficie interna dove si ha incidenza della radiazione, verso il canale di raffreddamento; tuttavia in alcuni casi anche questa soluzione tecnica non è sufficiente e bisogna provvedere con soluzioni specifiche alla rimozione del calore depositato dalla radiazione. Se l’energia del fascio circolante è sufficientemente elevata, la radiazione di sincrotrone è sufficientemente energetica da penetrare la camera a vuoto e permeare il tunnel dell’acceleratore. Bisogna quindi progettare appositi schermi per prevenire danni ad elementi sensibili dell’acceleratore, quali i componenti elettronici, cavi, ecc. [CAS90].

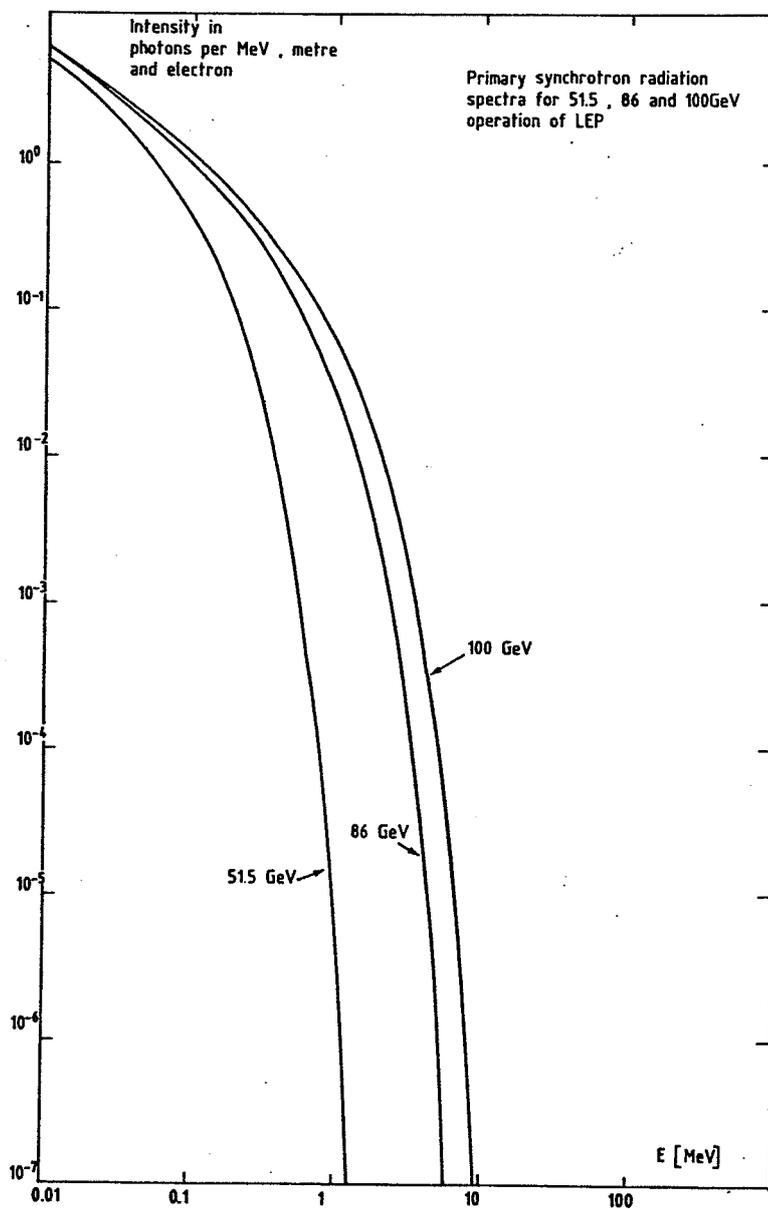
Un ulteriore effetto della radiazione di sincrotrone è la produzione di ozono e di ossidi di azoto (O₃ e NO_x) nell’aria del tunnel, come verrà descritto più approfonditamente nel capitolo 6. Appositi schermi e una opportuna ventilazione sono dunque necessari per limitarne la concentrazione e ridurre la probabilità che queste specie chimiche altamente reattive reagiscano con l’umidità dell’aria a formare composti corrosivi come l’acido nitrico [Fas84].

Lo spettro della radiazione di sincrotrone dipende dalla carica, massa ed energia della particella e dal raggio di curvatura dell’orbita. Dall’andamento dello spettro della radiazione di sincrotrone a differenti energie per il LEP, riportato in figura 2.1, si può notare che esso si estende anche ad energie elevate: benché questa porzione sia relativamente esigua rispetto all’intero spettro, essa è la più penetrante e dà il maggior contributo al campo di radiazione.

2.2 SCHERMI

Nel capitolo 1 si sono evidenziate tre sorgenti di radiazione nel tunnel del LEP: queste sorgenti sono caratterizzate da una differente distribuzione in energia dei fotoni emessi. Nel tunnel quindi ci si può attendere un campo di radiazione diffusa complesso e con energia degradata rispetto alla radiazione primaria.

Figura 2.1. Spettro della radiazione di sincrotrone a differenti energie di fascio nel tunnel del LEP ottenuto tramite simulazioni con il codice EGS [FAS84].



Nel definire i materiali e gli spessori degli schermi bisogna considerare che mentre gli elettroni primari vengono completamente fermati in uno spessore limitato di materiale, i fotoni ed i neutroni prodotti nella cascata elettromagnetica sono solo attenuati in proporzione allo spessore di materiale. Quindi, lo schermo per questi tipi di radiazione si definisce "adeguato" solo quando le fluenze al di là di esso vengono ridotte di un fattore tale che i valori di rateo di dose equivalente nelle zone accessibili oltre gli schermi sia accettabilmente basso (appendice A).

La stima della energia media e dello spettro della radiazione diffusa nel tunnel è fondamentale per la stima dell'efficienza schermante di alcuni materiali (principalmente piombo) utilizzati come protezione per componenti particolarmente soggetti a danni da radiazione.

2.3 ELEMENTI CRITICI PER LA PRODUZIONE E LA DIFFUSIONE DELLA RADIAZIONE DI SINCROTRONE NEL TUNNEL

La radiazione di sincrotrone è prodotta in corrispondenza degli elementi nei quali alle particelle cariche viene impartita una accelerazione, e principalmente una accelerazione centripeta: è il caso dei magneti di curvatura e di focalizzazione, dei separatori di fascio e dei wigglers. Un'analisi particolare è stata condotta sui wigglers di polarizzazione installati nel punto 7 del LEP. I wigglers di polarizzazione sono stati introdotti nel LEP nel 1990-1991, con lo scopo primario di incrementare il livello e il rapporto di polarizzazione [Bra92]. Attualmente i wigglers sono utilizzati anche per molteplici altre funzioni, quali ad esempio il controllo dell'allungamento dei bunch per ottenere maggiore intensità di fascio e il controllo dell'emittanza e della dispersione in energia (energy spread).

I wigglers sono disposti nel tunnel in gruppi di tre elementi intervallati da 50 m e disposti simmetricamente rispetto al punto di intersezione ai punti 3 e 7 del LEP. Ogni unità è costituita da tre parti: il dipolo centrale, lungo 0.62 m, che può raggiungere un valore massimo di campo magnetico pari a 1.3 T, e due dipoli laterali a campo debole (0.16 T) lunghi 2.8 m ciascuno (Figura 2.2).

Ogni wiggler emette radiazione di sincrotrone a valle rispetto alla direzione del fascio di elettroni o positroni, sotto forma di un fascio collimato verticalmente e allargato nel piano orizzontale verso entrambi i lati della camera a vuoto. La potenza (in Watt) di radiazione di sincrotrone emessa segue la legge:

$$P_{\gamma} \text{ (W)} = 1.26 \cdot 10^3 B^2 E^2 L_w I \quad [2.4]$$

dove B è il campo magnetico (T), E è l'energia del fascio di e^{\pm} (GeV), L_w è la lunghezza fisica del dipolo centrale (m) e I la corrente di fascio (mA) [Gro95].

L'energia critica della radiazione emessa è data dalla relazione (mantenendo le medesime unità di misura della relazione [2.4]):

$$\varepsilon_c = 0.665 E^2 B \quad [2.5]$$

Figura 2.2 Un wiggler di polarizzazione installato al punto 7 del LEP.

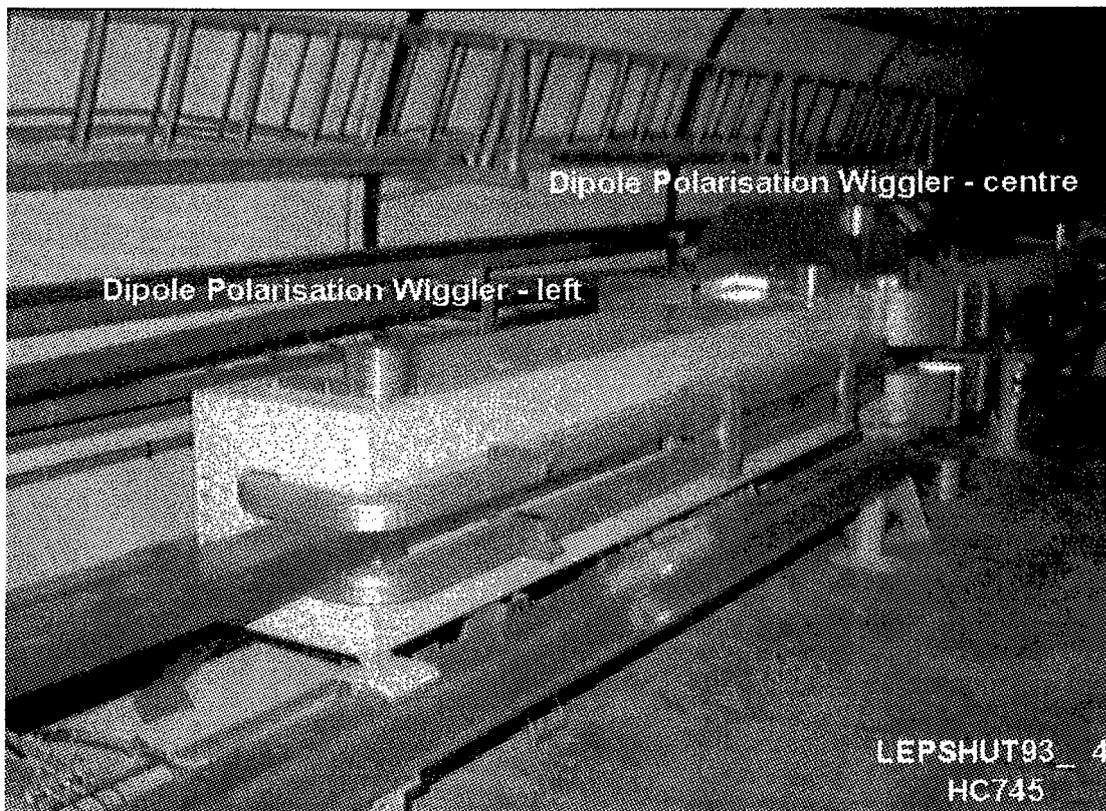
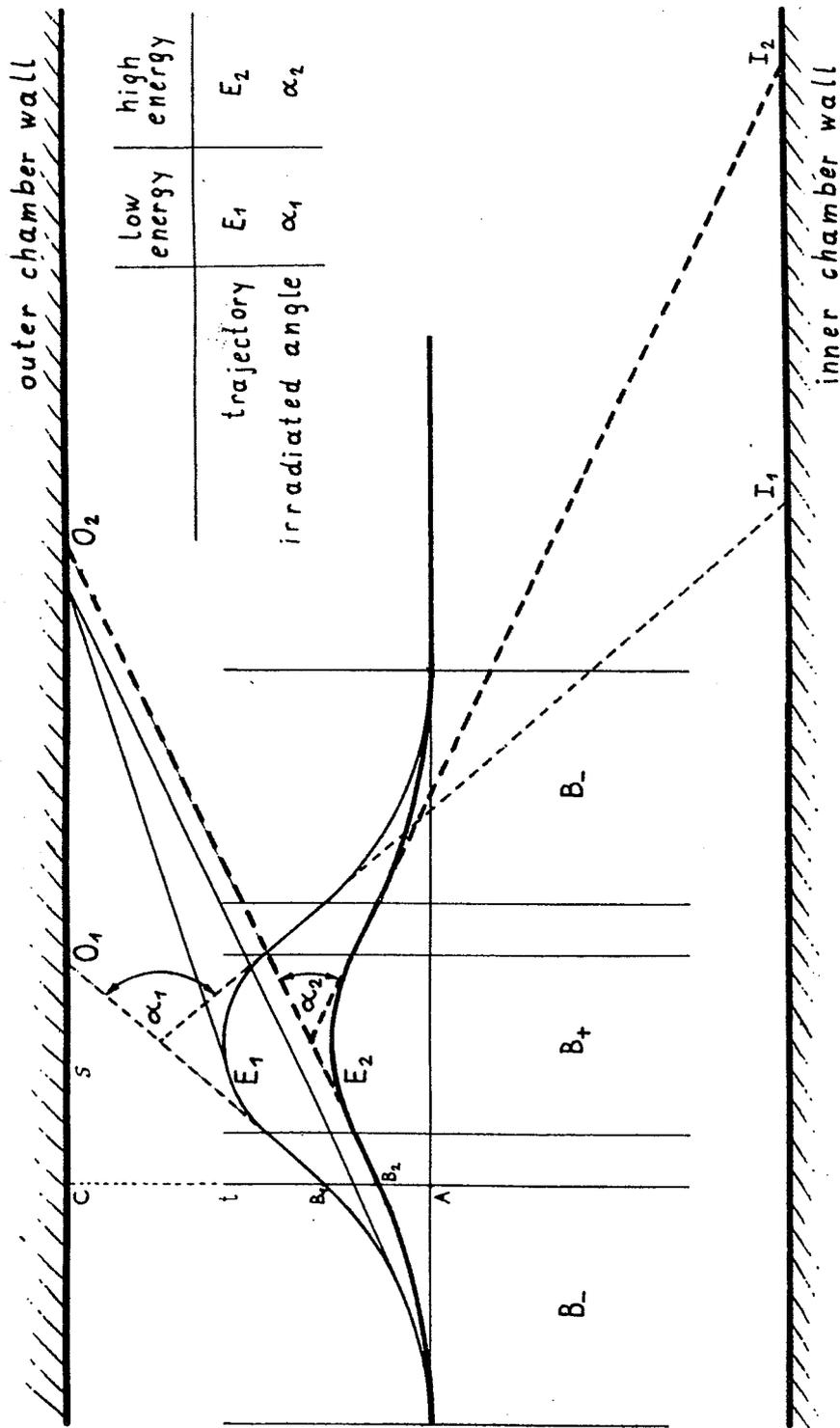


Figura 2.3. Schema della traiettoria di un fascio di elettroni o positroni all'interno di un wiggler.



Il fascio all'interno di un wiggler segue una traiettoria non rettilinea: lo schema viene riportato in Figura 2.3.

La radiazione emessa dal dipolo centrale è predominante nel calcolo della potenza totale emessa: il contributo dei due magneti deboli laterali è solo 10% del totale, nonostante la loro lunghezza sia maggiore, in quanto il campo magnetico è un ordine di grandezza meno intenso.

Secondo calcoli eseguiti considerando la radiazione di sincrotrone emessa dai tre elementi di un gruppo di wigglers, è possibile trovare dei picchi di deposizione di dose corrispondenti alle regioni dove si sovrappongono i fasci di radiazione emessa da ciascuno di questi elementi [Hil97]. La posizione di questi picchi è funzione dell'energia del fascio: a 46 GeV per fascio e al campo massimo nel dipolo centrale, il picco di energia depositata si trova a metà della distanza tra due elementi successivi, mentre a 92 GeV questa sovrapposizione avviene in corrispondenza del wiggler centrale e coinvolge i fasci emessi dai tre elementi del gruppo. I calcoli effettuati per una energia di fascio corrispondente a 80 GeV mostrano una situazione simile a quanto ottenuto ad energia superiore ma con una forma del picco differente [Hil97]. Le tre configurazioni vengono illustrate nelle Figure 2.4, 2.5, 2.6 e 2.7, nelle quali viene riportata la densità di potenza in funzione della posizione reciproca dei wigglers. La situazione riportata nei quattro grafici corrisponde ad una condizione di massima sollecitazione per la camera a vuoto, perché la densità di potenza è derivata sulla base del valore di campo magnetico massimo (1.3 T) e dell'energia di fascio massima. Tuttavia questa condizione non corrisponde a realtà: il campo magnetico è massimo quando l'energia è minima (22 GeV), poi diminuisce quasi linearmente con l'aumentare dell'energia, per stabilizzarsi a 45 GeV sul valore minimo (0.06 T). La sovrapposizione di fasci di radiazione di sincrotrone è una situazione critica in quanto può indurre stress termici nell'alluminio della camera a vuoto e può creare perdite nel sistema di vuoto.

Figura 2.4. Andamento calcolato della densità di potenza lineare depositata nella camera a vuoto in funzione della distanza: energia 22 GeV, campo magnetico 1.3 T, corrente di fascio 1 mA. L'origine dell'asse delle ascisse corrisponde alla posizione del primo wiggler [Hil97].

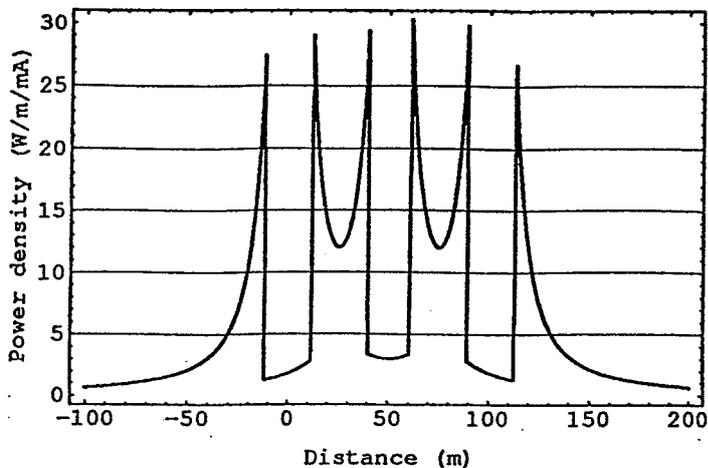


Figura 2.5. Andamento calcolato della densità di potenza lineare depositata nella camera a vuoto in funzione della distanza: energia 45 GeV, campo magnetico 1.3 T, corrente di fascio 1 mA. L'origine dell'asse delle ascisse corrisponde alla posizione del primo wiggler [Hil97].

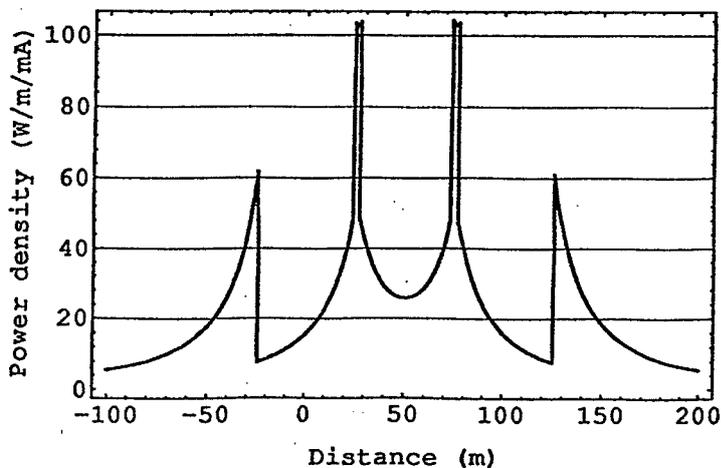


Figura 2.6. Andamento calcolato della densità di potenza lineare depositata nella camera a vuoto in funzione della distanza: energia 80 GeV, campo magnetico 1.3 T, corrente di fascio 1 mA. L'origine dell'asse delle ascisse corrisponde alla posizione del primo wiggler [Hil97].

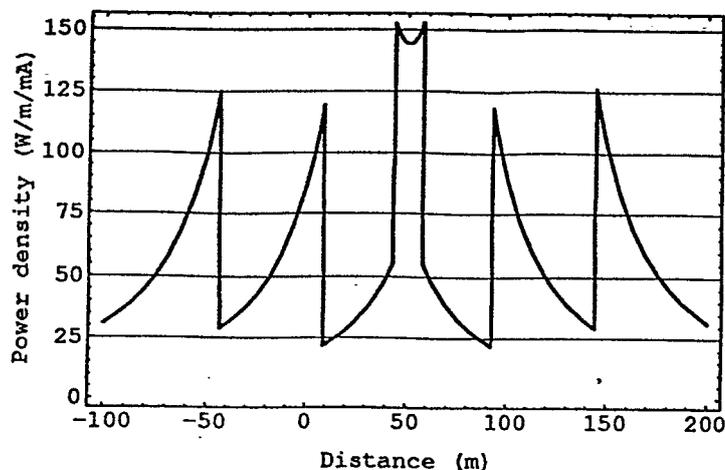
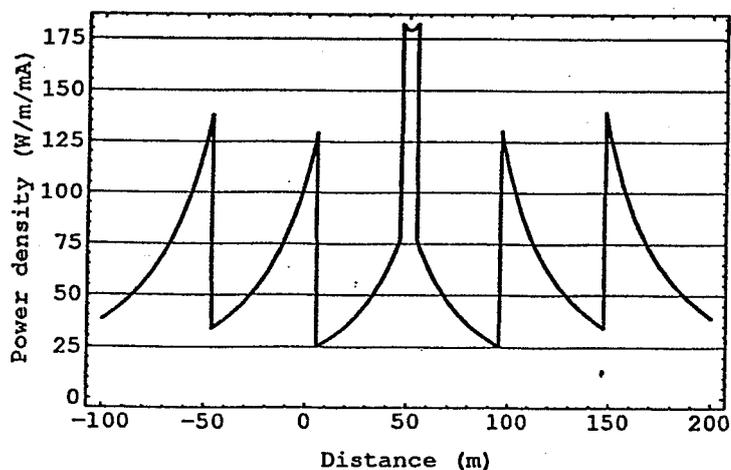


Figura 2.7. Andamento calcolato della densità di potenza lineare depositata nella camera a vuoto in funzione della distanza: energia 86 GeV, campo magnetico 1.3 T, corrente di fascio 1 mA. L'origine dell'asse delle ascisse corrisponde alla posizione del primo wiggler [Hil97].





CAPITOLO 3

MISURE SPERIMENTALI DI RADIAZIONE DI SINCROTRONE

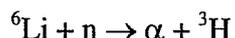
In questo capitolo verranno illustrati i risultati delle misure effettuate durante il periodo giugno 1996 - novembre 1997 corrispondenti alle energie di fascio di 80.5, 86 e 92 GeV; ove possibile, essi verranno confrontati ai dati già raccolti durante le fasi precedenti del LEP (energia 45 e 68 GeV). Le misure sperimentali sono state concepite con molteplici scopi:

- valutare la propagazione della radiazione di sincrotrone prodotta in una sezione curva verso l'adiacente sezione dritta;
- verificare l'efficacia dei labirinti che separano le sezioni curve dalle sezioni dritte ove sono installate le cavità a radiofrequenza superconduttrici (chicane RF), installate nel tunnel del LEP durante lo shutdown invernale 1995/1996;
- valutare i livelli di dose diffusa attraverso le guide d'onda al fine di determinare i rischi radiologici nelle gallerie klystron, zone accessibili durante il funzionamento della macchina;
- valutare i livelli di dose nelle chicane d'ingresso al tunnel per verificarne l'efficacia come schermature rispetto al campo di radiazione diffusa;
- valutare i picchi di sovrapposizione della radiazione di sincrotrone dovuti ad un gruppo di wigglers, elementi critici per la produzione della radiazione stessa;
- valutare lo spettro della radiazione di sincrotrone tramite misure di attenuazione.

Ognuno di questi temi verrà ora discusso approfonditamente. Nelle misure eseguite sono stati utilizzati prevalentemente dosimetri passivi: solo nella misura di rateo di dose eseguita nel tunnel del LEP tramite un robot (vedere paragrafo 3.6) è stato impiegato un rivelatore Geiger-Muller. I dosimetri passivi per radiazione gamma utilizzati sono stati scelti in base alla loro disponibilità e alle loro caratteristiche; essi sono:

- ^7LiF materiale termoluminescente (TLD) che presenta alta sensibilità a basse dosi: il limite di rivelazione è intorno a $40 \mu\text{Sv}$ (anche se a queste dosi l'incertezza può arrivare a 25 %) e il range di utilizzo (nel quale l'incertezza si mantiene entro il 10 %) si estende fino a qualche decina di Sv. Tuttavia a partire da 5 Sv questo materiale tende a sottostimare la dose e quindi si applica un fattore correttivo. In presenza di campi misti, questo materiale viene utilizzato contemporaneamente a

${}^6\text{LiF}$, materiale termoluminescente sensibile ai neutroni termici. La reazione che avviene in quest'ultimo materiale è:



- PAD (polymer-alanine dosimeters), identificati come "alanine elcugray", forniti dal gruppo TIS/CFM del CERN: si presentano come cilindri di 5 mm di diametro e 30 mm di lunghezza; il limite inferiore di dose è pari a 10 Gy mentre quello superiore si situa intorno a $5 \cdot 10^5$ Gy, tuttavia la risposta non è più lineare da 10^4 Gy. Questo materiale è disponibile anche in forma di cavo [Con89, Con93].
- PAD (polymer-alanine dosimeters), identificati come "alanine tipo 63", forniti dal gruppo TIS/CFM del CERN: si presentano come cilindri di 5 mm di diametro e 20 mm di lunghezza. Il range di risposta è approssimativamente quello del tipo "elcugray" ma si estende fino ad una soglia inferiore di 1 Gy.
- PAD (polymer-alanine dosimeters), identificati come "alanine Roma", forniti dall'Istituto Superiore di Sanità di Roma, sono cilindri di 5 mm di diametro e 16 mm di lunghezza; danno risposta attendibile da dosi pari a circa 0.5 Gy fino a 10^4 Gy [Bar84, Bar90, Con89].

I rispettivi principi di rivelazione sono brevemente descritti in Appendice B.

La lettura dei dosimetri TLD avviene tramite apparecchi Harshaw: i modelli utilizzati sono il 2000B e il 2000D che permettono una lettura in serie di 50 TLD. La lettura delle alanine viene eseguita con un apparecchio ESR EMS104 (Brucker).

Questi materiali hanno range di sensibilità differenti. Per ogni punto di misura è necessaria un'oculata scelta dell'utilizzo di uno di questi due tipi di materiali: la scelta viene effettuata sulla base dell'intensità di dose prevista in quel punto in rapporto ai limiti di rivelazione dei due diversi tipi di dosimetro.

Bisogna sottolineare che tutte le misure sperimentali nel tunnel sono state eseguite "in parassita", ovvero senza interferire con il normale funzionamento della macchina. Questo assicura che i valori di dose misurati corrispondano ai valori di dose reali durante il periodo di funzionamento, ma nello stesso tempo rende più difficoltosa l'analisi dei risultati che vanno di volta in volta normalizzati al funzionamento dell'acceleratore nel periodo di permanenza dei dosimetri nel tunnel. La normalizzazione viene eseguita sulla base dei dati forniti dalla sala controllo del LEP, considerando solo il periodo di permanenza dei fasci all'energia nominale di quel dato run. In questa procedura è insita una incertezza sistematica consistente nel trascurare gli step ad energie intermedie che vengono necessariamente effettuati durante l'accelerazione del fascio dal valore di iniezione (22 GeV) fino al valore nominale per il run. È stato valutato che il contributo alla dose integrata dovuto ai periodi di funzionamento del LEP ai valori di energia intermedi non supera il 10% del totale: questa incertezza sistematica è stata considerata nella valutazione dell'incertezza finale per ogni misura. In Tabella 3.1 viene riportato, per ogni energia, il compendio finale della durata dell'esposizione e il valore di normalizzazione per i risultati di dose integrata.

Tabella 3.1. Confronto tra la durata dei periodi di esposizione dei dosimetri nei vari run e le intensità di fascio; queste ultime sono state calcolate tenendo conto solo delle ore di funzionamento del LEP all'energia nominale del run [Fas96, Fat97a, Fat97b, Fat97c].

ENERGIA FASCIO (GeV)	ENERGIA CRITICA (keV)	INTENSITÀ MEDIA TOTALE (mA)	DURATA DELL'ESPOSIZIONE (h)	I*t (mAh)
45	65.2	4.46	93.3	416.16
68	225	2.4	58.16	139.7
80.5	373	4.17	186.95	794.73
86	455.2	3	107	321
91.5	548.2	3.2	148.4	475.7
92	557.2	2.5	54.5	136.7

Le misure sono state eseguite principalmente al punto 4 del LEP (ALEPH): come verrà illustrato in seguito, le sezioni dritte adiacenti all'esperienza ALEPH sono state le ultime ad essere fornite di cavità a radiofrequenza superconduttrici. Questo ha garantito una più semplice interpretazione dei risultati di propagazione della radiazione di sincrotrone nella sezione dritta del tunnel, ottica con cui si erano progettate le prime misure (45 e 68 GeV). L'indagine è stata eseguita considerando una delle due sezioni rettilinee (RA 43), schematizzata in Figura 3.1, ma i risultati si possono estendere anche alle altre sezioni dritte, data la simmetria negli elementi dell'acceleratore rispetto ai quattro punti di intersezione.

A partire dal run a 80 GeV (e ad ogni successivo aumento di energia dei fasci) si sono rese necessarie alcune modifiche dell'acceleratore e del tunnel che lo ospita: tra queste le principali sono state l'installazione di ulteriori cavità a radiofrequenza superconduttrici e delle chicane RF. Nonostante questi cambiamenti abbiano modificato la struttura stessa della sezione della macchina presa in esame, le misure sono state effettuate cercando di variare il meno possibile le posizioni dei dosimetri in modo da poter confrontare, in fase di analisi, i valori di dose integrata ottenuti alle differenti energie.

Alcune misure difficilmente interpretabili, eseguite all'energia di 91.5 GeV, sono state ripetute ad una distanza di circa 2 settimane quando il fascio ha raggiunto la stabilità a 92 GeV. Di volta in volta verrà perciò indicato il valore di energia del fascio corrispondente alla misura considerata, mentre ci si riferirà in generale ad entrambe le serie di misure utilizzando la dicitura "run a 92 GeV".

3.1 LE MISURE LUNGO LA CAMERA A VUOTO DEL LEP

Lungo la camera a vuoto, a partire da una distanza di 39 m dal punto di interazione, sono state selezionate 40 posizioni, approssimativamente a 10 m di distanza l'una

dall'altra, nelle quali sono stati posti i dosimetri. Questi ultimi si trovano ad una altezza dal suolo di circa 47 cm e ad una distanza dalla camera a vuoto pari a circa 33.5 cm.

Durante i run a 45 e 68 GeV sono stati utilizzati dosimetri TLD; tuttavia a partire dall'energia di 80.5 GeV, essendo previste dosi molto più importanti, sono stati utilizzati solo dosimetri PAD, al fine di evitare fenomeni di saturazione del dosimetro e quindi la perdita di dati.

La Figura 3.2 mostra il confronto dei valori di dose integrata, normalizzata al funzionamento del fascio, ottenuti alle varie energie citate. Questo confronto non può essere eseguito senza tener presente che i valori di dose nella sezione rettilinea a 45 e 68 GeV corrispondono ad una configurazione del tunnel che è profondamente differente rispetto alla situazione alle energie seguenti. Essi infatti, data l'assenza della chicane RF, includono il contributo di radiazione di sincrotrone che si propaga dalla sezione curva mentre non risentono del contributo di radiazione generata dalle cavità superconduttrici, installate in previsione del run a 80 GeV.

Come chiaramente osservabile nel grafico in Figura 3.2, la coincidenza delle posizioni con particolari elementi della linea di fascio modifica profondamente il valore di dose integrata: ad esempio la presenza di un magnete quadrupolo assicura un effetto di schermo dovuto al giogo del magnete, mentre in corrispondenza di un soffietto (elemento di giunzione tra due sezioni di camera a vuoto) si trova un picco di dose, in quanto questo elemento costituisce un'interruzione nello schermo di 8 mm di piombo intorno alla camera a vuoto.

Al crescere dell'energia del fascio l'interpretazione dei risultati della sezione dritta risulta molto complessa in quanto, con l'installazione delle cavità superconduttrici, si deve tener conto di un'ulteriore sorgente di radiazione (vedere capitolo 5). In particolare però si nota una lieve diminuzione confrontando i valori di dose a 92 GeV con i rispettivi valori ad energie inferiori; questo risultato conferma l'ipotesi che, in seguito ad un periodo di funzionamento prolungato, il rateo di dose emesso dai moduli RF diminuisca, in quanto le cavità risultano essere più "pulite" (vedere capitolo 5). Al contrario, per quanto riguarda i valori della sezione curva si nota un costante aumento della dose integrata all'aumentare dell'energia del fascio circolante: questo è pienamente spiegato dalla teoria della radiazione di sincrotrone illustrata in precedenza (relazione 2.2).

La Figura 3.3 riporta il confronto tra i valori calcolati e i valori misurati sperimentalmente della potenza di radiazione di sincrotrone irradiata nei dipoli, normalizzata al valore a 45 GeV. I valori sperimentali sono ottenuti come media dei valori di dose integrata corrispondenti ai magneti dipolari della sezione curva; non vengono quindi considerati i valori corrispondenti ai quadrupoli in quanto falsati dallo schermo offerto dal giogo del magnete. Al fine di diminuire la varianza dei valori sperimentali, e quindi anche l'errore associato alla media, durante il run a 91.5 GeV sono state aggiunte 15 posizioni di misura ad intervalli irregolari su una distanza totale di 108 m in corrispondenza dei magneti dipolari.

Figura 3.1. Schema della sezione rettilinea RA43 dove sono state effettuate le misure sperimentali: si possono notare il tunnel LEP, le gallerie klystron e le chicane di accesso che li connettono, nonché i 12 condotti per guide d'onda.

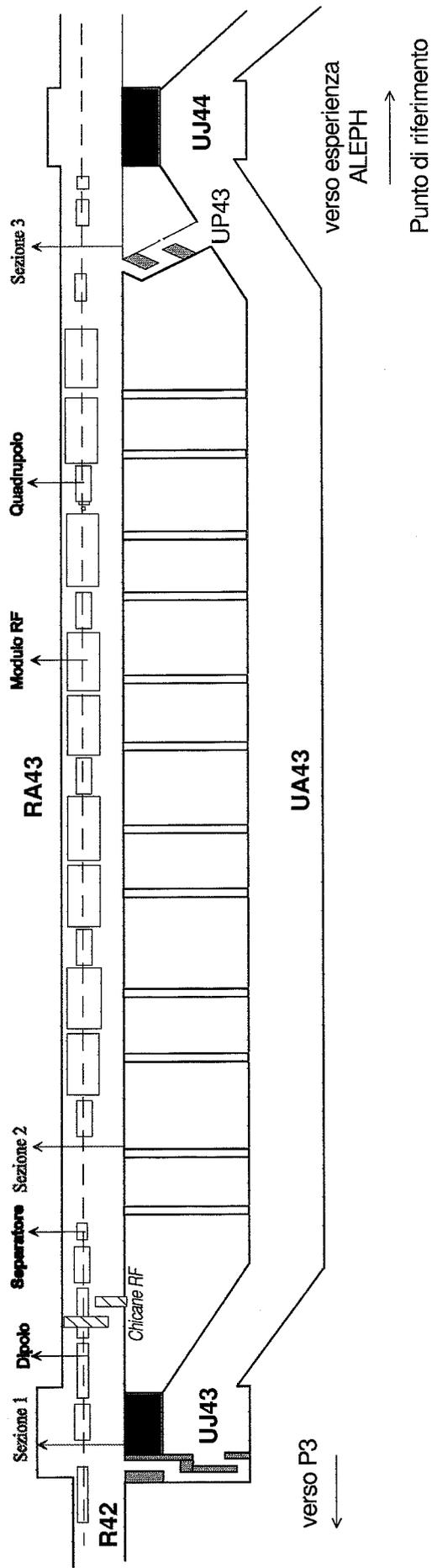


Figura 3.2. Confronto dei valori di dose integrata nel tunnel del LEP alle energie di 45, 68, 80.5, 86 e 91.5 GeV. L'asse delle ascisse non è in scala.

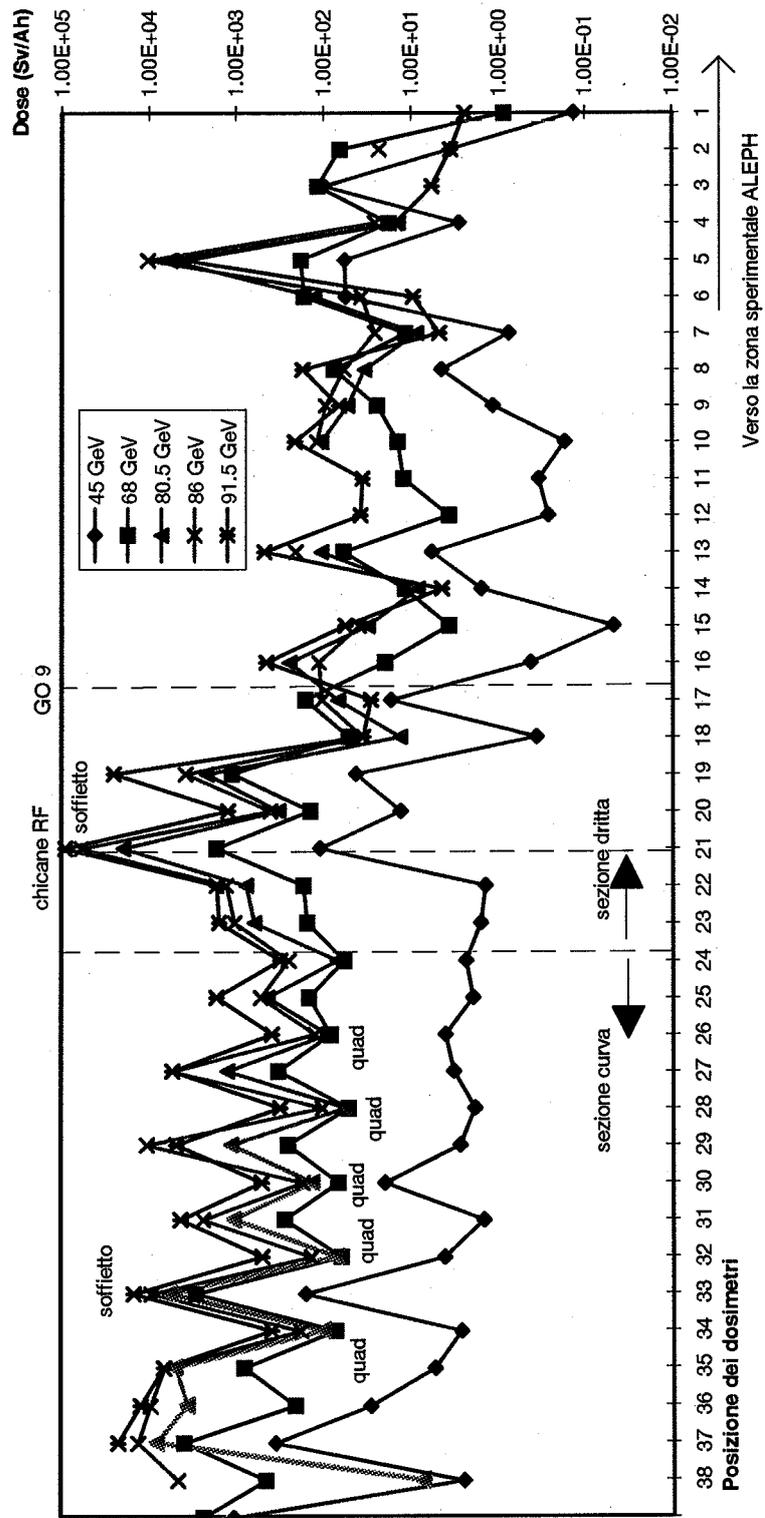
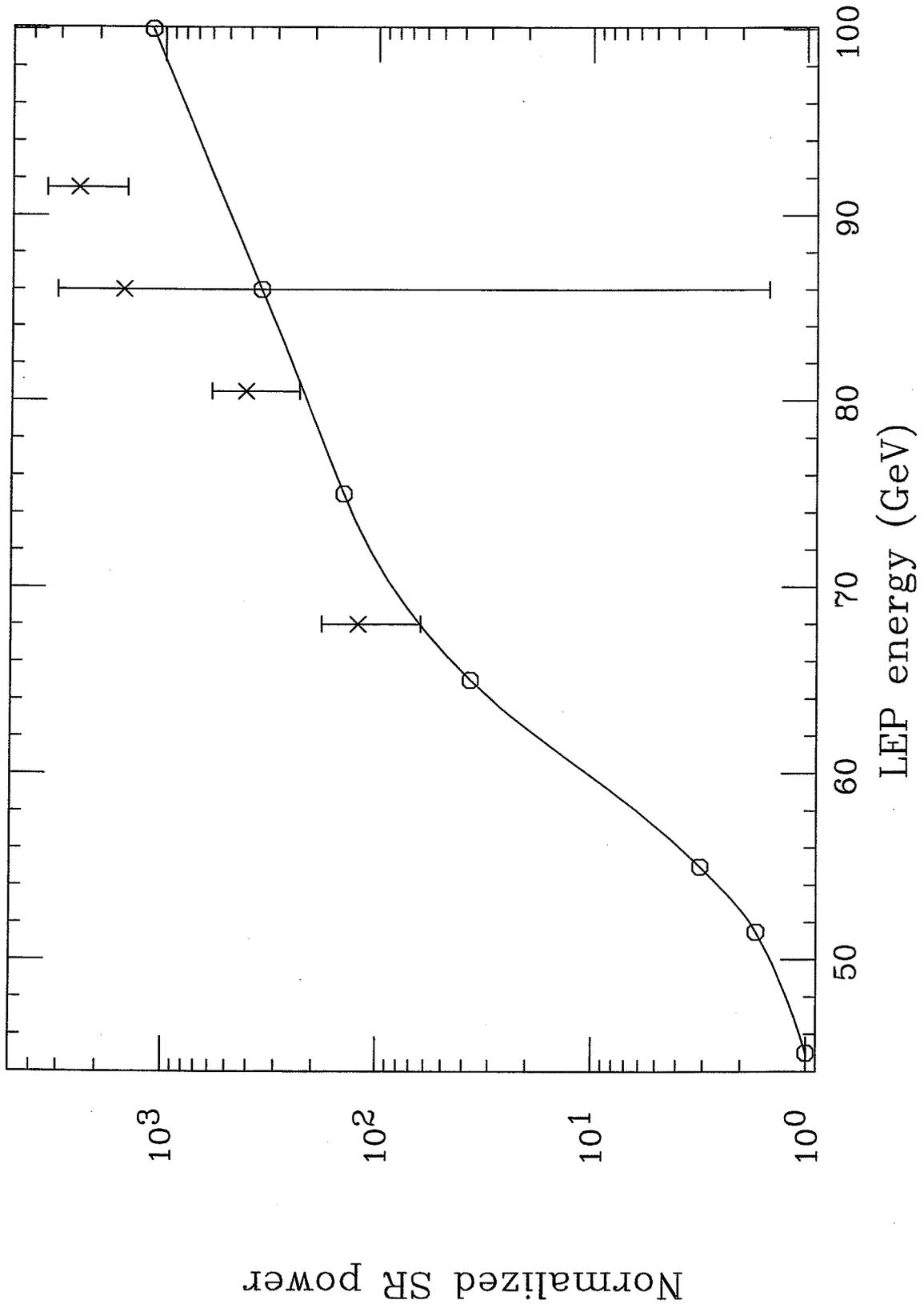


Figura 3.3. Confronto tra i valori ottenuti sperimentalmente e l'andamento teorico previsto per la potenza di radiazione di sincrotrone nella sezione curva del LEP, normalizzati al valore a 45 GeV.



Si ha così una maggiore statistica per il calcolo della dose integrata dovuta direttamente alla radiazione di sincrotrone emessa dai dipoli. Si può notare dal grafico che i valori sperimentali seguono l'andamento previsto, restando tuttavia in media un fattore 3 al di sopra di esso.

3.2 LE MISURE DI RADIAZIONE DIFFUSA NEL TUNNEL

L'esame dell'intensità di dose da radiazione diffusa nel tunnel è stato eseguito misurando la dose integrata attraverso alcune sezioni trasversali del tunnel: i dosimetri sono stati posti ad intervalli di circa 40 cm su fili tesi dalla camera a vuoto fino alle pareti del tunnel. L'indagine è stata eseguita sull'asse verticale, su quello orizzontale e sui due assi bisettori a 45 gradi.

Queste costruzioni sono state montate in posizioni opposte rispetto alla chicane RF: il piano in sezione nel lato verso l'esperienza ALEPH (sezione dritta) è stato posizionato dapprima (run 80.5 GeV) in corrispondenza di un soffiato a 29.1 m dalla chicane; in seguito, per le esperienze a 86 e 92 GeV il piano di misura è stato avvicinato alla chicane (21.5 m), in corrispondenza ad un tratto di camera a vuoto libero da elementi specifici che potessero alterare il risultato.

Il secondo piano in sezione, montato nella sezione curva, è stato posizionato in un primo momento (80.5 GeV) a 6.4 m dalla chicane in corrispondenza di un magnete dipolare a campo debole e poi (per le misure a 86 e 92 GeV) è stato sistemato a 22.5 m dalla chicane, in posizione approssimativamente simmetrica all'altro rispetto alla chicane stessa.

Le figure 3.4, 3.5 e 3.6 mostrano i risultati della dose integrata, normalizzata al funzionamento del fascio ed espressa in Sv/Ah, ottenuti rispettivamente a 80.5 GeV, 86 GeV e a 92 GeV. Date le intensità di dose attese, il tipo di dosimetro utilizzato in tutte queste esperienze è il PAD.

Analizzando i valori di dose integrata nelle due sezioni a 80.5 GeV è particolarmente complicato determinare se vi sia un effetto di attenuazione della radiazione di sincrotrone dovuto alla chicane RF: infatti si nota che i valori dalla parte della sezione dritta sono più elevati, in particolare verso le pareti del tunnel, dei corrispondenti valori nella sezione curva. Questo può essere spiegato tenendo conto dell'installazione di 7 cavità a radiofrequenza superconduttrici, sorgenti locali di radiazione X.

I picchi di radiazione che si osservano a circa 1 m dalla camera a vuoto possono essere dovuti alla disposizione degli elementi della macchina: infatti, a valle rispetto al piano in sezione contenente i dosimetri, è presente un soffiato (dal quale, dato il ridotto schermo, si può avere diffusione di radiazione) e un magnete quadrupolare che diffonde la radiazione proveniente dal soffiato schermando la zona più prossima alla camera a vuoto. A tutto ciò devono essere sommati gli effetti dovuti ad altri elementi: in particolare si deve tenere presente la radiazione diffusa da un separatore elettrostatico situato al termine della sezione diritta vicino alla chicane RF.

I risultati sui piani in sezione ottenuti durante il funzionamento a 86 GeV non possono essere confrontati con i valori osservati a 80.5 GeV in quanto le misure sono state eseguite in punti diversi. D'altra parte il vantaggio dello spostamento dei piani in sezione nel run a 86 GeV risiede nella simmetria rispetto alla chicane RF. Si nota che mentre nei risultati della sezione curva vi è una diminuzione costante della dose dal centro verso le pareti, come peraltro ci si aspetta, nel caso della sezione dritta si ha un andamento inverso. In questo secondo caso, l'aumento nei valori di dose integrata che viene riscontrato vicino alle pareti può essere interpretato con il fatto che nella sezione dritta la radiazione emessa dalle cavità come da altri elementi (separatori, ecc.) ha un carattere più isotropo rispetto alla radiazione di sincrotrone emessa nella sezione curva.

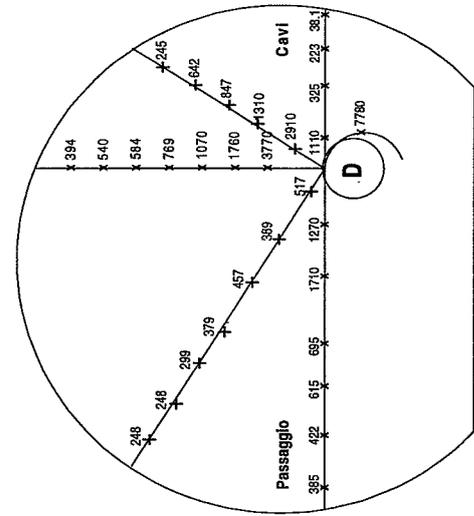
Si può notare inoltre che i valori di dose integrata nel caso del run a 80.5 GeV per la sezione dritta erano risultati maggiori di quelli osservati nel run a 86 GeV; infatti le misure erano state eseguite più in prossimità delle cavità a radiofrequenza, sorgenti locali di radiazione.

Durante il run a 86 GeV è stata effettuata una misura di radiazione diffusa nel tunnel tramite un piano in sezione anche al punto 5 del LEP, in posizione equivalente al piano installato nella sezione dritta RA43. La scelta del punto 5 è basata sul fatto che in questa sezione dritta non sono state installate cavità a radiofrequenza, né è presente la chicane RF. I risultati delle misure nella sezione RA57 sono tutti inferiori a 10 Gy (limite di rivelazione dei dosimetri PAD "elcugray") ovvero da 10 a 100 volte più bassi dei relativi valori riscontrati nella sezione curva al punto 4. Questo conferma che le cavità a radiofrequenza superconduttrici sono sorgenti locali di radiazione molto più importanti della componente di radiazione di sincrotrone che, prodotta nella sezione curva, si può propagare nella sezione dritta.

Il confronto dei valori di dose riscontrati sui piani in sezione a 92 GeV con quelli ad energie inferiori (soprattutto con i valori a 86 GeV dato che non vi sono state variazioni sostanziali nella configurazione delle misure a queste due energie) porta ad osservare che:

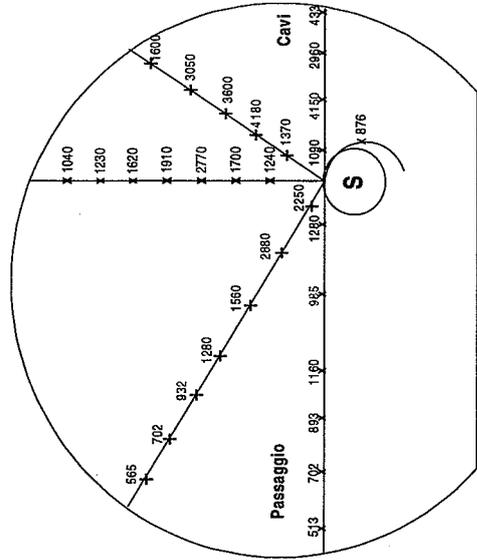
- i valori di dose rilevati nella sezione curva aumentano in seguito all'aumento dell'energia dei fasci (soprattutto in prossimità della camera a vuoto) come previsto dalla teoria della radiazione di sincrotrone;
- nei valori di dose a 92 GeV non si nota più l'aumento delle dosi in prossimità delle pareti del tunnel: questo era stato interpretato tramite l'effetto di schermo offerto da un quadrupolo rispetto alla radiazione proveniente dai moduli RF. A 92 GeV questo effetto è trascurabile rispetto al contributo alla dose dovuto alla radiazione che fuoriesce in corrispondenza del cono del separatore;

Figura 3.4. Piani in sezione installati rispettivamente nella sezione dritta RA 43 e curva (verso P.A. 3): valori di dose integrata ottenuti a 80.5 GeV.



Sezione 1

Sezione curva del tunnel a 6.4 m dalla chicane RF

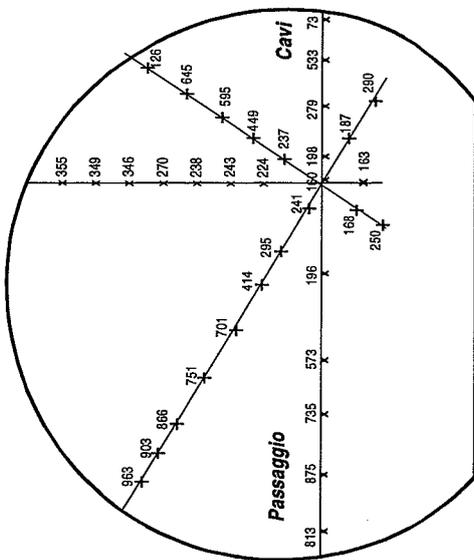


Sezione 2

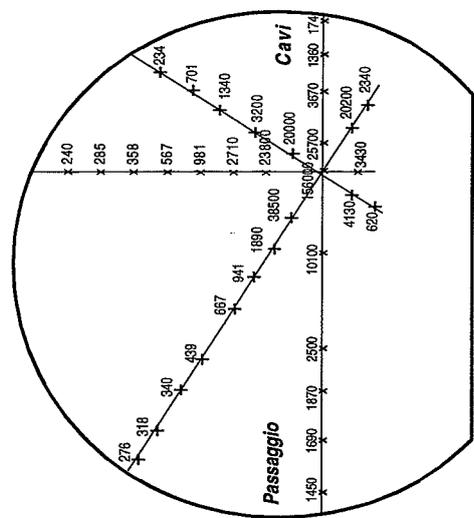
Sezione dritta del tunnel (RA 43) a 29.1 m dalla chicane RF

Unità di misura : Sv/Ah
D : dipolo
S : soffietto

Figura 3.5. Piani in sezione installati rispettivamente nella sezione dritta RA 43 e curva (verso P.A. 3): valori di dose integrata ottenuti a 86 GeV.



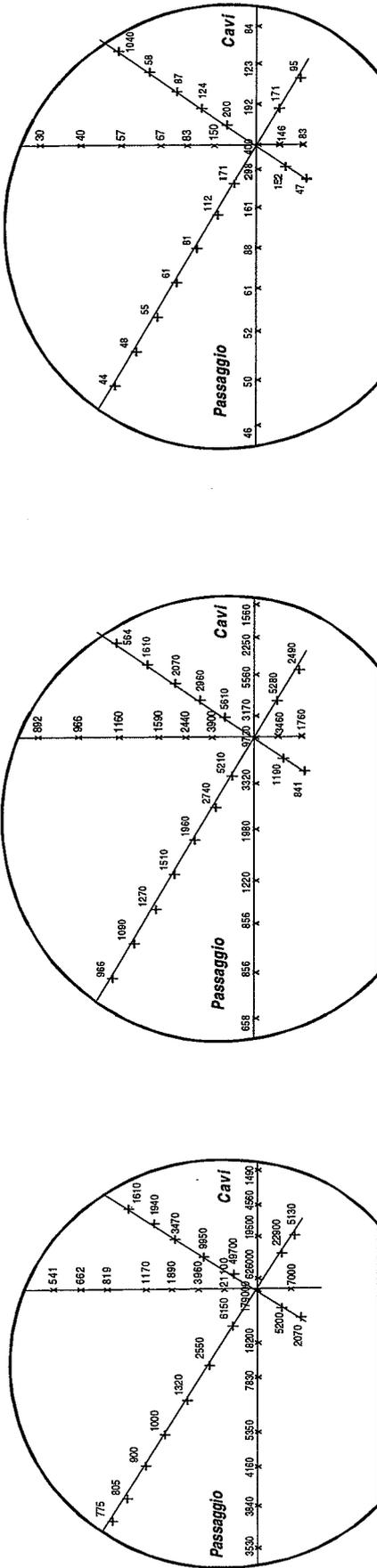
Sezione 2



Sezione 1

Unità di misura : Sv/Ah

Figura 3.6. Piani in sezione installati rispettivamente nella sezione dritta RA 43 e curva (verso P.A. 3): valori di dose integrati ottenuti a 92 GeV.



Sezione 1

Sezione 2

Sezione 3

Sezione curva del tunnel a 22,68 m dalla chicane RF

Sezione dritta del tunnel (RA43) a 21,47 m dalla chicane RF

Sezione dritta (RA43) a 12 m dal primo modulo RF

Unità di misura : Sv/Ah

- il forte aumento della dose nella sezione dritta non può essere imputato alla radiazione di sincrotrone prodotta nella sezione curva e che si propaga nel tunnel dato che già ad energia inferiore (86 GeV) si era stabilito che la componente propagata è trascurabile ed inoltre la presenza della chicane RF limita questo effetto. Si deve piuttosto considerare la presenza di un separatore di fascio adiacente alla chicane RF il quale, sebbene non funzionante a 92 GeV, costituisce una restrizione della camera a vuoto: infatti in corrispondenza del cono di uscita di questo elemento, l'angolo di incidenza della radiazione rispetto la parete varia e quindi si ha una maggiore probabilità di fuoriuscita della radiazione di sincrotrone che si propaga all'interno della camera a vuoto stessa. La radiazione emessa è radiazione di bassa energia, in quanto non si ha attivazione dei materiali circondanti il cono del separatore, ma particolarmente intensa in quanto si registra il valore massimo di dose rispetto a tutta la sezione rettilinea (valori di dose integrata tra 10^5 e 10^6 Sv/Ah);

Il terzo piano in sezione riportato in Figura 3.6 è stato posto all'inizio della sezione dritta verso il punto di interazione ad una distanza di 12 m dal primo modulo RF, ovvero, rispetto al piano in sezione adiacente alla chicane RF, in una configurazione simile e simmetrica rispetto alle cavità RF. Lo scopo di questo terzo piano in sezione, sul quale i dosimetri erano disposti in posizioni analoghe a quelle già utilizzate, è la verifica che il contributo di dose dovuto alla radiazione emergente dal cono del separatore è superiore al contributo dovuto alla radiazione emessa dalle cavità: i valori ottenuti confermano questa ipotesi.

3.3 LA CHICANE RF

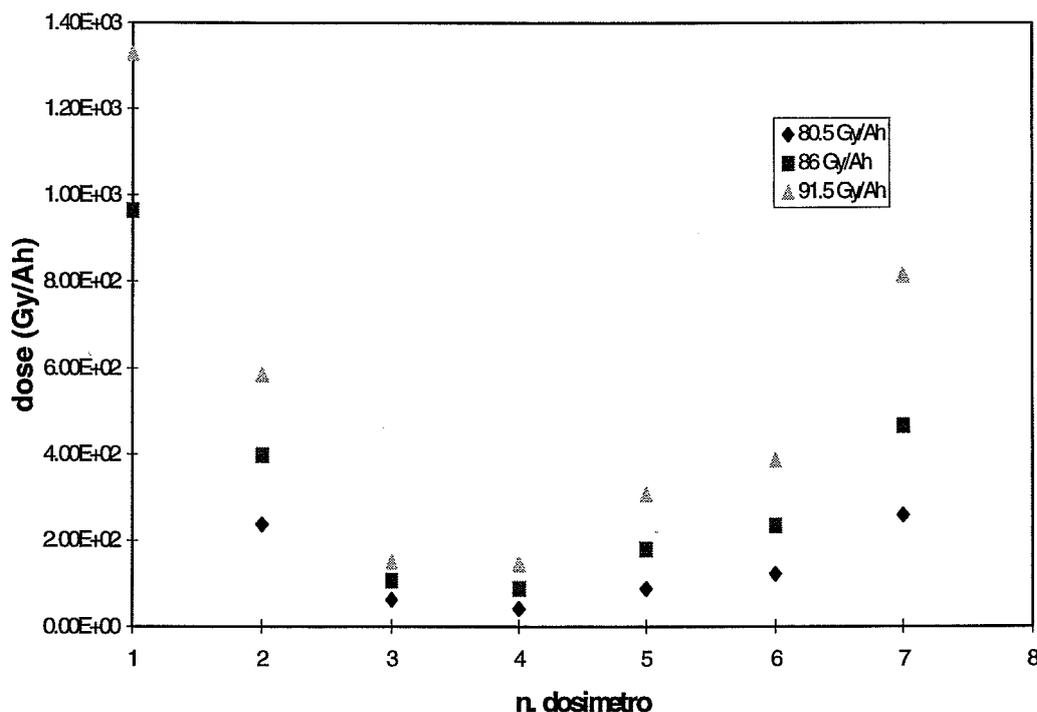
Le chicane RF sono state installate nel tunnel del LEP durante il periodo di shutdown invernale 1995/1996 con due obiettivi principali:

- limitare la propagazione della radiazione di sincrotrone proveniente dalle sezioni curve del LEP verso le sezioni rettilinee in modo da minimizzare i rischi di danni da radiazione alla strumentazione elettronica degli elementi della macchina ivi installati (evitando così di dover ricorrere a schermi locali in piombo);
- permettere l'accesso al personale nelle sezioni curve durante il condizionamento delle cavità a radiofrequenza superconduttrici nei periodi di shutdown.

All'interno della chicane che separa la sezione dritta RA 43 dalla sezione curva seguente, sono stati sospesi a metà altezza del tunnel 7 sacchetti contenenti dosimetri PAD. Le posizioni dei dosimetri all'interno della chicane sono rappresentati nella Figura 3.7.

I risultati delle misure alle varie energie in funzione della posizione dei dosimetri sono riportati in Figura 3.8: l'effetto di attenuazione prodotto dalla chicane è ben visibile e si ha anche un riscontro all'ipotesi che vi siano più sorgenti di radiazione: la radiazione di sincrotrone nella sezione curva e, nella sezione rettilinea, la radiazione proveniente dalle cavità a radiofrequenza cui si somma localmente la radiazione emessa in corrispondenza del cono del separatore. L'andamento della curva di attenuazione non varia sostanzialmente all'aumentare dell'energia e questo implica che la forma dello spettro energetico resta pressoché costante al variare dell'energia.

Figura 3.8. Risultati delle misure all'interno della chicane RF in funzione della posizione dei dosimetri: valori di dose integrata alle energie 80.5, 86 e 91.5 GeV.



3.4 LE GUIDE D'ONDA E LA RADIOPROTEZIONE NELLE GALLERIE AUSILIARIE (GALLERIE KLYSTRON)

Le cavità superconduttrici sono connesse ai klystron, situati nelle gallerie ausiliarie (chiamate gallerie klystron) tramite guide d'onda installate in condotti che attraversano lo schermo interposto fra i due tunnel. I condotti, situati ad una altezza di circa 2 m e di circa 80 cm di diametro, connettono il tunnel della macchina direttamente con le gallerie ausiliarie aprendo dei varchi negli 8 m di roccia che separano i due tunnel. Attraverso questi condotti si può avere diffusione di radiazione proveniente dalla sezione dritta del tunnel.

In due di questi condotti, il primo e il nono, sono stati posti dosimetri TLD (esperienze a 45 e 68 GeV) e PAD (esperienze a 80.5, 86, 92 GeV), ad una distanza di 40 cm l'uno dall'altro. In Figura 3.9 viene riportata la curva di attenuazione ottenuta all'interno del condotto 9 alle varie energie: i risultati relativi al run a 80 GeV sono solo parziali in quanto la sensibilità dei dosimetri PAD non era sufficiente a rilevare i livelli molto bassi di radiazione nelle posizioni verso la galleria klystron. Si può comunque notare che i risultati ottenuti a 80, 86 e 92 GeV sono inferiori ai livelli registrati durante il run a 68 GeV. Questo può essere un effetto dell'introduzione della chicane RF che limita la propagazione della radiazione di sincrotrone nella sezione dritta, tuttavia da questi risultati non è facile comprendere il ruolo della radiazione emessa dalle cavità superconduttrici introdotte proprio in vista del run a 80 GeV e sorgenti esse stesse di radiazione.

Alcuni condotti non utilizzati sono stati chiusi con cemento; per i restanti, all'aumentare dell'energia del fascio circolante, è necessario un continuo controllo. Sono perciò stati posti dei dosimetri PAD all'ingresso di ognuno dei 12 passaggi per guide d'onda lungo la sezione RA 43, mentre all'esterno, nella galleria di servizio, sono stati utilizzati TLD di entrambi i tipi (^6LiF e ^7LiF) posti al centro di un moderatore cilindrico di polietilene di 12.5 cm di diametro e 12.5 cm di altezza.

All'entrata (lato tunnel LEP) come all'uscita (lato galleria klystron) dei condotti, i valori di dose integrata sono maggiori verso la sezione curva che non verso la zona sperimentale. La Tabella 3.2 fornisce un confronto dei risultati delle misure a 80.5, 86 e 91.5 GeV sia in termini di dose integrata sul periodo d'esposizione dei dosimetri, sia come rateo di dose medio in $\mu\text{Sv/h}$ all'uscita di ogni condotto. All'aumentare dell'energia il valore di rateo di dose aumenta soprattutto in corrispondenza dell'ultimo condotto verso la sezione curva; è chiaro che la sorgente responsabile di tali livelli non è direttamente la radiazione di sincrotrone (che è schermata dalla chicane RF come già spiegato) ma una sorgente locale, probabilmente un separatore elettrostatico che è situato proprio di fronte al condotto per guida d'onda n. 12 dal quale riesce a fuoriuscire una parte della radiazione di sincrotrone che si propaga all'interno della camera a vuoto.

Gli stessi klystron posti nelle gallerie ausiliarie sono sorgenti di radiazione X e quindi bisogna assicurare uno schermo tale da avere meno di $25 \mu\text{Sv/h}$ a 40 cm dalla superficie accessibile. Lo schermo, costituito da due lastre di alluminio di 1.5 mm di spessore intervallate da 3 mm di piombo, assicura una attenuazione della fluenza di raggi X pari a 2.6×10^4 . In caso di rimozione dello schermo un sistema di interlock impedisce il funzionamento del klystron: questa situazione rende possibile concedere l'accesso alle gallerie secondarie (classificate come zone controllate, vedere appendice A) durante il funzionamento dei klystron stessi.

Figura 3.9. Risposta dei dosimetri posti nel condotto per guida d'onda n. 9 situato nella sezione dritta RA 43 del LEP. I dosimetri sono stati posti ogni 40 cm lungo tutti gli 8 m del condotto che separa il tunnel LEP dalla galleria klystron secondaria. La posizione 0 corrisponde al lato della macchina.

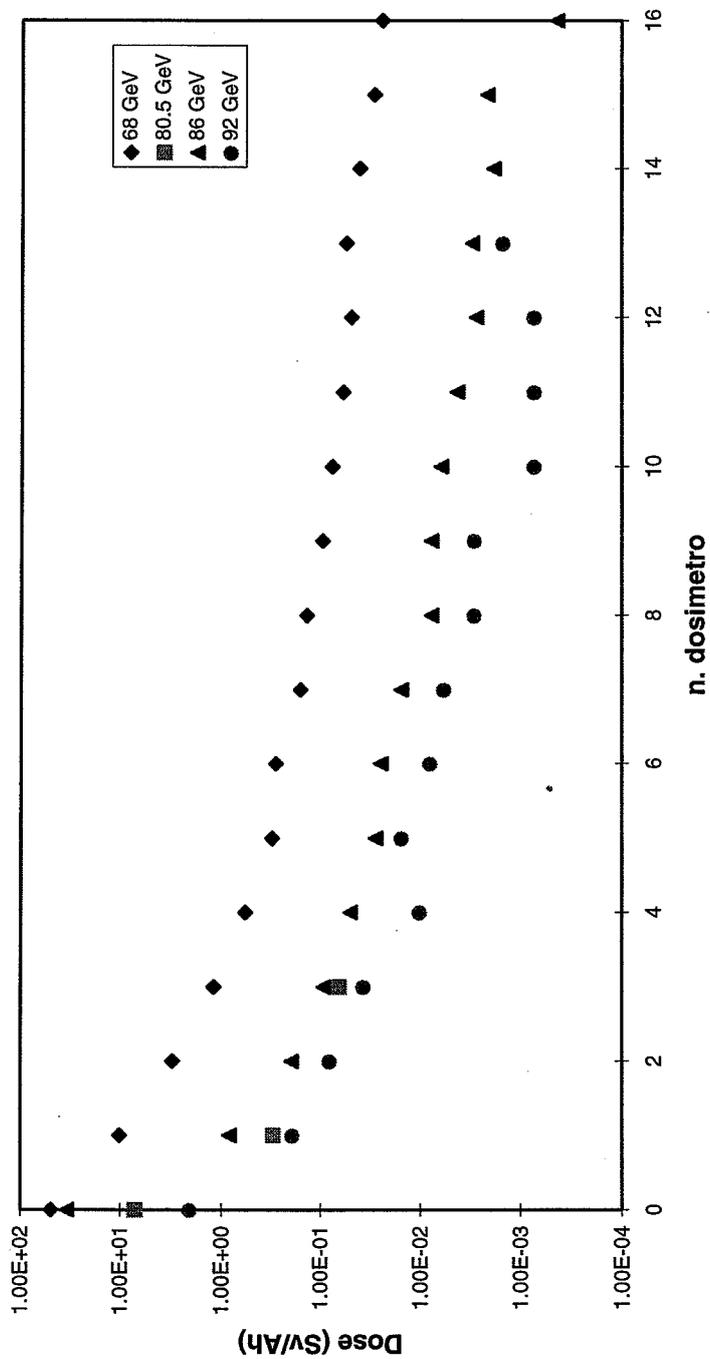


Tabella 3.2. Confronto delle misure all'uscita delle guide d'onda nella sezione RA 43 del LEP a 80.5, 86, 91.5 GeV.

N Guida d'onda	Dose Int. 80 GeV (528 h) mSv	Dose Int. 86 GeV (480 h) mSv	Dose Int. 91.5 GeV (148.4 h) mSv	Rateo di dose medio 80 GeV μ Sv/h	Rateo di dose medio 86 GeV μ Sv/h	Rateo di dose medio 91.5 GeV μ Sv/h
GO 1	0.44	0.78	0.50	0.83	1.62	3.37
GO 2	0.29	0.51	0.56	0.55	1.06	3.77
GO 3	0.08	0.36	0.16	0.15	0.75	1.08
GO 4	0.05	0.33	0.11	0.09	0.69	0.76
GO 5	0.05	0.33	0.20	0.09	0.69	1.35
GO 6	0.07	0.36	0.31	0.13	0.75	2.09
GO 7	0.14	0.38	0.30	0.26	0.79	2.02
GO 8	0.30	0.43	0.62	0.57	0.89	4.18
GO 9	0.03	0.34	0.46	0.06	0.71	3.1
GO 10	0.03	2.61	1.11	0.06	5.44	7.48
GO 11	2.16	2.73	4.93	4.09	5.69	33.2
GO 12	4.76	1.57	22.37	9.01	3.27	150.7

3.5 LA CHICANE DI ACCESSO AL TUNNEL

La chicane UJ 43 è stata scelta come esempio di labirinto di accesso al tunnel attraverso il quale si può avere diffusione verso l'esterno della radiazione prodotta all'interno del tunnel. La chicane in questione connette il tunnel ausiliario, dove sono installati i klystron, al tunnel principale del LEP aprendosi nella sezione curva di quest'ultimo. La chicane è composta da 4 bracci: lo schema è riportato in Figura 3.10. Alcuni angoli del labirinto sono stati smussati per facilitare il passaggio dei carrelli di servizio: questo ha prodotto un aumento della superficie del labirinto esposta a radiazione diretta dal tunnel (parte del terzo braccio è in vista diretta della linea di fascio come il primo braccio) e quindi anche una diminuzione nell'effetto di attenuazione di tutto il labirinto. In Tabella 3.3 vengono riportati i valori di dose integrata riportati al funzionamento del fascio durante il periodo di esposizione.

Si può concludere che anche a 92 GeV la chicane assicura uno schermo nei riguardi della radiazione sufficiente per poter considerare i tunnel ausiliari zone controllate secondo la definizione data dal manuale di radioprotezione del CERN (vedere appendice A) [RAD96].

Figura 3.10. Schema della chicane d'accesso in UJ 43.

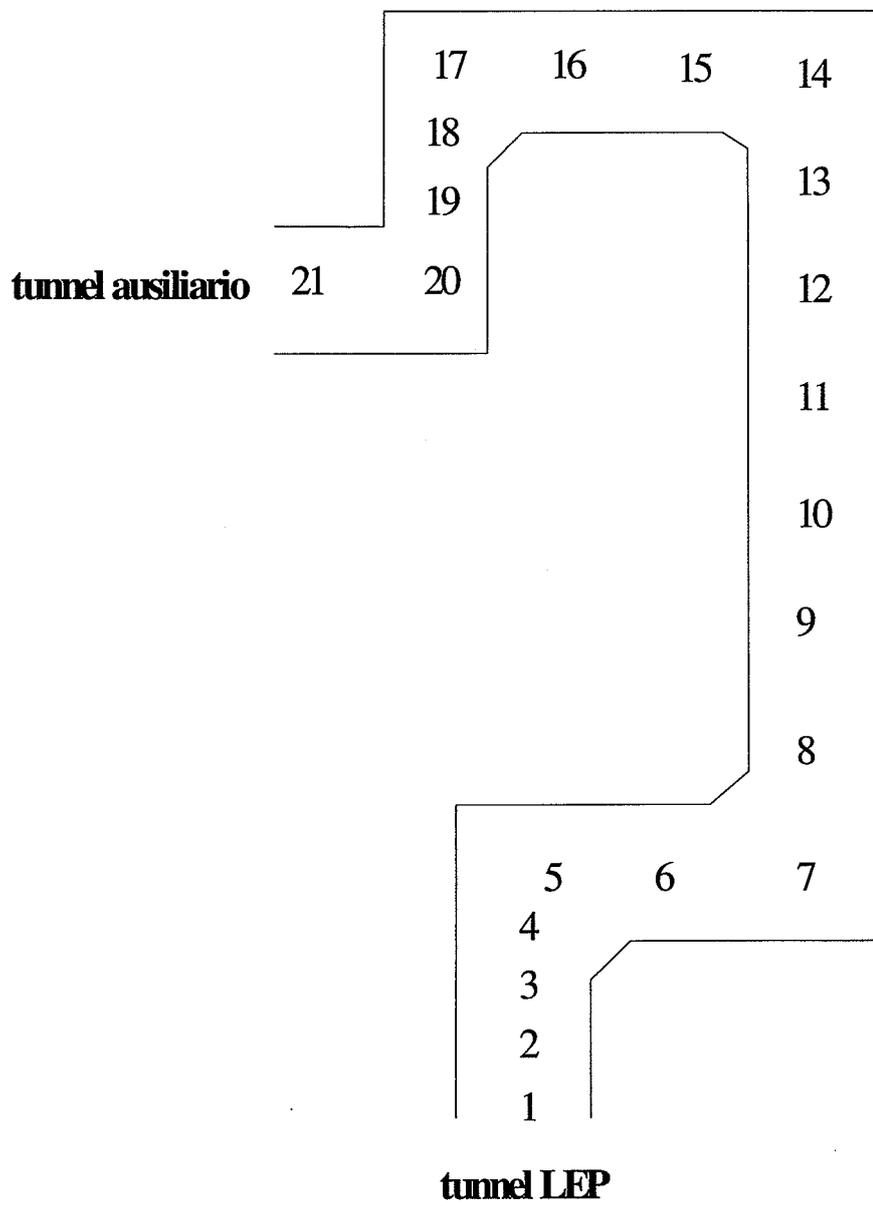


Tabella 3.3. Valori di dose integrata rapportata al funzionamento del LEP per i dosimetri posti nella chicane UJ 43: le posizioni dei dosimetri sono illustrate in Figura 3.10.

n. dosimetro	Dose Integrata 80.5 GeV (Sv/Ah)	Dose Integrata 86 GeV (Sv/Ah)	Dose Integrata 92 GeV (Sv/Ah)
1	488	458	2030
2	237	304	797
3	44.1	68	211
4	23.5	40	118
5	15.4	24	73.9
6	8.1	12	40.2
7	-	1.1	24.1
8	0.56	1.5	7.32
9	3.04	1.5	2.78
10	-	1.3	4.54
11	0.23	0.7	0.99
12	<0.1	0.13	0.37
13	<0.1	0.08	0.25
14	<0.1	0.06	0.11
15	<0.1	0.04	0.073
16	<0.1	0.01	0.042
17	<0.1	0.006	0.011
18	<0.1	0.003	0.004
19	<0.1	0.0006	0.002
20	<0.1	0.0003	0.0009
21	<0.1	0.0003	0.001

3.6 ESEMPIO DI ELEMENTO CRITICO RISPETTO ALL'EMISSIONE DI RADIAZIONE DI SINCROTRONE: I WIGGLERS

Come già descritto nel capitolo precedente, i wigglers costituiscono un elemento critico per la produzione di radiazione di sincrotrone; un'indagine specifica è necessaria data la possibilità di sovrapposizione dei fasci di radiazione emessi dai singoli elementi di un gruppo di wigglers. In questo caso l'attenzione si rivolge non tanto alla radioprotezione del personale che lavora nelle zone classificate come controllate (data l'assenza di gallerie ausiliarie accanto al tunnel principale al punto 7), ma le misure sono mirate a valutare i possibili danni da radiazione sui materiali all'interno del tunnel stesso.

Per verificare sperimentalmente le previsioni teoriche, sono state eseguite misure specifiche in prossimità di un gruppo di wigglers situati nella sezione R 76 al punto 7

del LEP e di un gruppo in R 34 al punto 3 [Sil97]. Misure integrate tramite dosimetri PAD sono state eseguite al punto 7 durante il run a 80.5 GeV, mentre al punto 3 è stato installato un rivelatore Geiger-Muller su un robot telecomandato che percorre la sezione dritta del tunnel durante il funzionamento della macchina (Figura 3.11). In quest'ultimo caso le misure sono state eseguite a tre energie ben definite: 22, 45 e 86 GeV.

Le posizioni di misura al punto 7 sono state scelte, in riferimento al wiggler centrale, con i seguenti scopi:

- evidenziare la posizione del picco principale: un cavo di alanina di lunghezza 2 m è stato posto sul fianco del wiggler centrale all'altezza della camera a vuoto, dove è atteso il picco di deposizione di energia;
- definire la posizione dei picchi secondari: sono state scelte 30 posizioni intervallate da 1.5 m sul fianco della camera a vuoto tra il primo e il secondo wiggler, e 15 posizioni al di sopra della camera a vuoto intervallate da 3 m;
- controllare la simmetria dei fasci di radiazione di sincrotrone emessa: sono stati posizionati alcuni dosimetri prima del primo wiggler e dopo il secondo, ad una distanza di 12.5 m l'uno dall'altro.

I risultati sperimentali dei dosimetri posizionati al punto 7, riportati in Figura 3.12 e 3.13, danno una distribuzione di potenza irradiata diversa da quella prevista: la differente disposizione di alcuni picchi può essere imputata alla presenza di particolari elementi della macchina che possono localmente aumentare (come ad es. separatori elettrostatici, collimatori), assorbire (come i quadrupoli) o schermare in modo non costante (es. i soffietti) la radiazione. È tuttavia da considerare il fatto che la radiazione diffusa ha una forte influenza sulle misure eseguite con dosimetri PAD.

Infatti è impossibile separare il contributo dovuto alla radiazione diffusa rispetto a quello dovuto alla radiazione diretta ed è anche impossibile identificare i contributi dovuti alle diverse energie di operazione del LEP durante il periodo di permanenza dei dosimetri nel tunnel. Al contrario le misure effettuate con il rivelatore G-M al punto 3 sono state eseguite in un periodo limitato di tempo durante il quale il LEP ha funzionato con ben precisi parametri di fascio (energia, intensità ecc.). Il risultato di queste misure è mostrato in Figura 3.14: sulle ascisse sono riportati gli elementi della macchina che possono avere influenza sul valore di rateo di dose misurato e si può notare nella maggior parte dei casi una corrispondenza tra i picchi di rateo di dose e alcuni di questi elementi.

Dai grafici si può notare che i picchi localizzati di deposizione di energia nella camera a vuoto previsti teoricamente, non sono stati confermati sperimentalmente dalle misure di dose integrata e rateo di dose: l'andamento registrato sperimentalmente è infatti relativamente uniforme e le oscillazioni non possono essere direttamente correlate a sovrapposizione dei fasci di radiazione.

Figura 3.11. Il robot installato nella sezione dritta del tunnel LEP al punto 3, sul quale è stato montato un rivelatore G-M per le misure di rateo di dose.

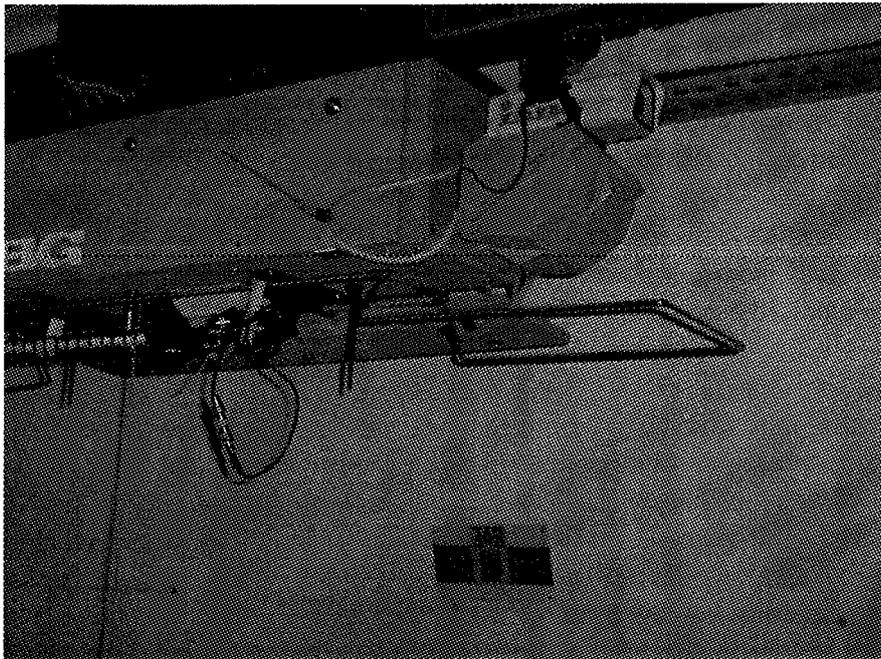


Figura 3.12. Risultati delle misure eseguite tramite dosimetri PAD su un gruppo di wigglers al punto 7: i dosimetri sono stati posti sul lato della camera a vuoto. In Figura sono indicati gli elementi che possono influenzare l'andamento del profilo di dose integrata. I wigglers sono posizionati a 0, 50 e 100 m.

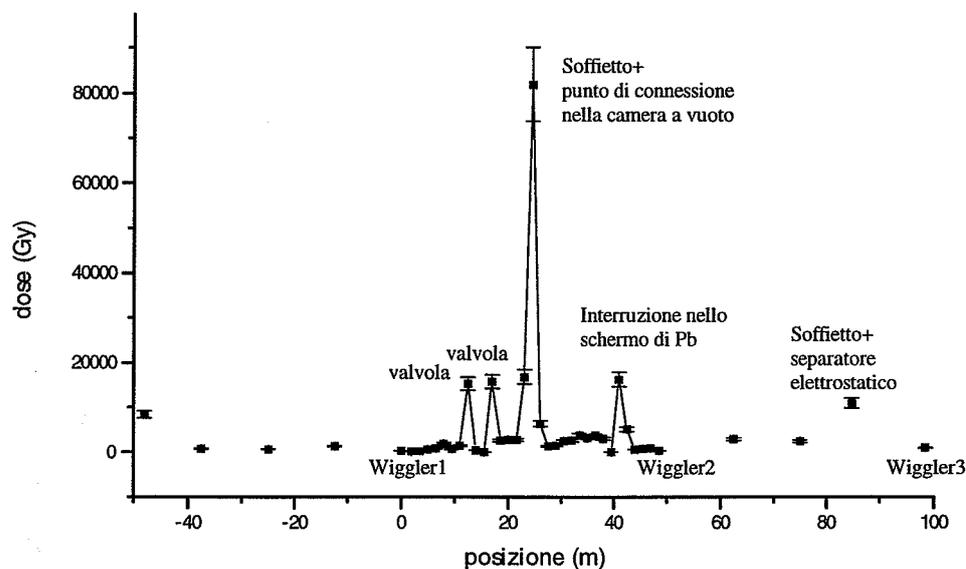


Figura 3.13. Risultati delle misure eseguite tramite dosimetri PAD su un gruppo di wigglers al punto 7: in questo caso i dosimetri sono stati posti sopra la camera a vuoto. In Figura sono indicati gli elementi che possono influenzare l'andamento del profilo di dose integrata. I wigglers sono posizionati a 0, 50 e 100 m.

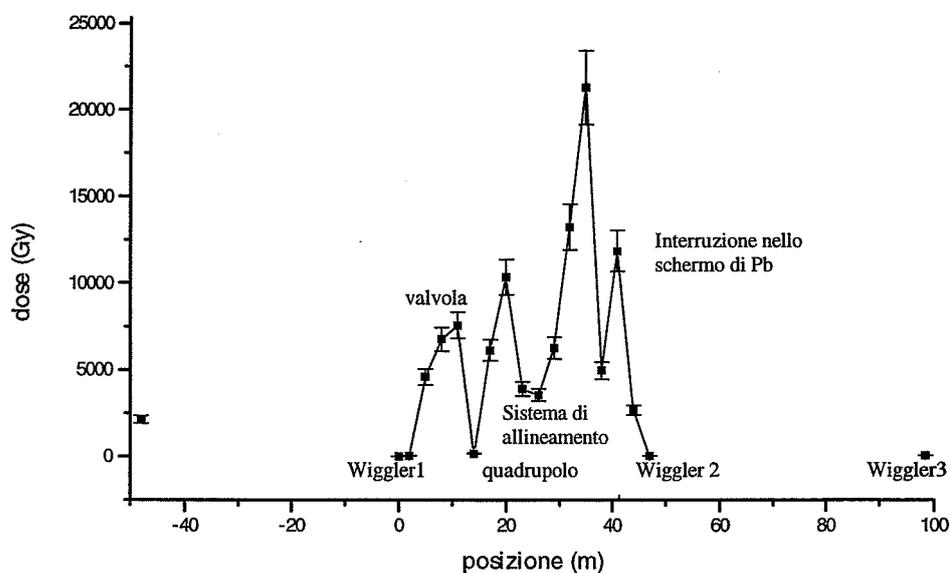
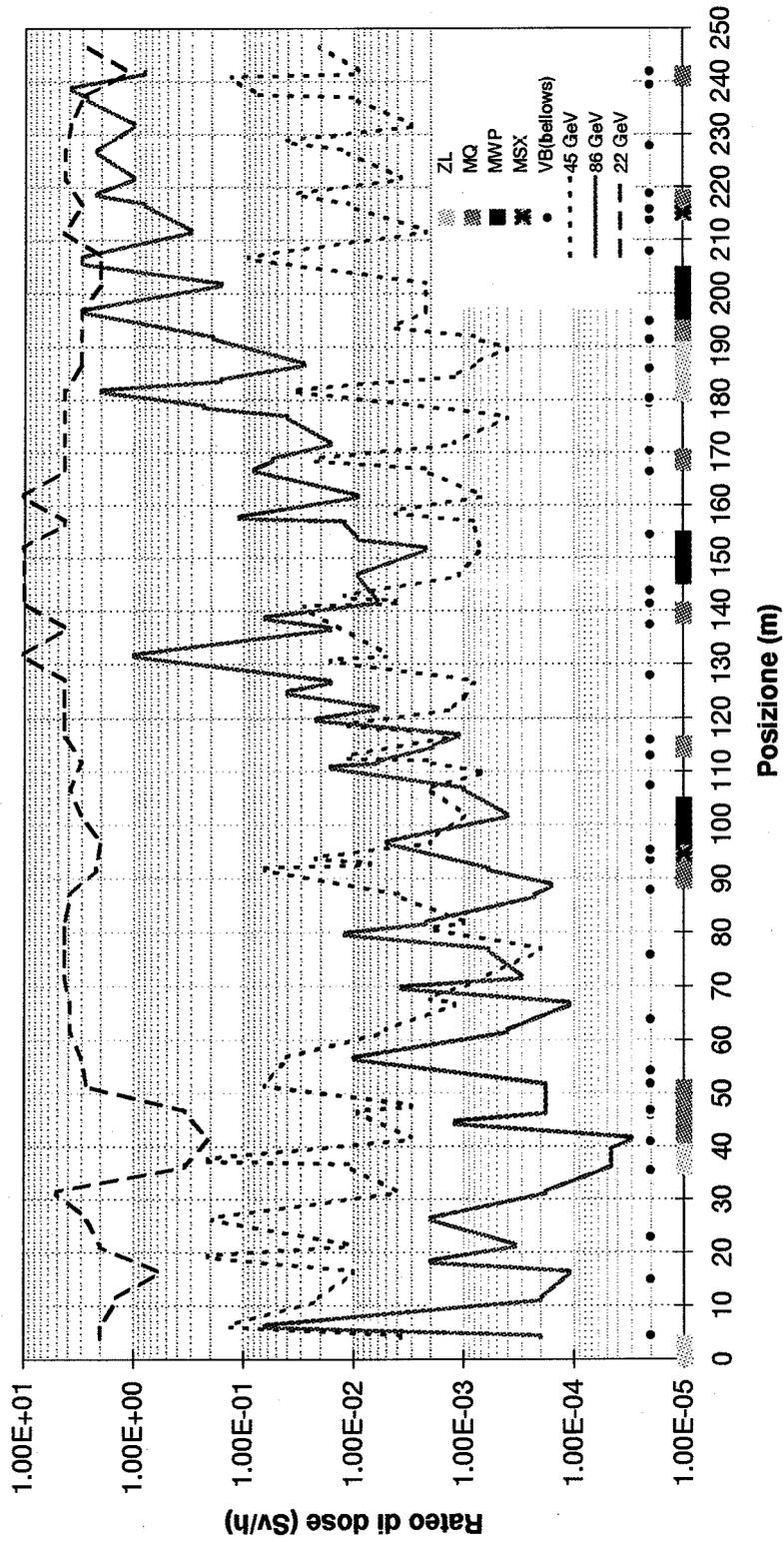


Figura 3.14. Valori sperimentali di rateo di dose misurati da un G-M montato su un robot che percorre la sezione dritta del tunnel del LEP al punto 3. In ascissa sono indicati i principali elementi della macchina: ZL separatore elettrostatico, MQ quadrupolo, MWP wiggler, MSX sestupolo, VB soffiato. L'origine dell'asse delle ascisse corrisponde al punto 3 di intersezione.



Dalle misure eseguite con il rivelatore G-M montato sul robot si deduce che:

- a 86 GeV il rateo di dose aumenta verso la sezione curva, il che dimostra che i magneti dipolari della sezione curva sono la sorgente principale di radiazione di sincrotrone a questa energia, che si diffonde poi nella sezione dritta;
- a 45 GeV il rateo di dose si presenta costante lungo la sezione dritta: questo implica che né il contributo di radiazione di sincrotrone proveniente dalla sezione curva né il contributo di radiazione generato dai wigglers è dominante a questa energia;
- a 22 GeV la radiazione è principalmente generata dai wigglers. Infatti a questa energia il contributo di radiazione di sincrotrone diffusa dalla sezione curva è trascurabile; inoltre a questa energia il campo magnetico dei wigglers è massimo.

3.7 LA PROPAGAZIONE DELLA RADIAZIONE IN UN POZZO VERTICALE: MISURE AL PM18

Il pozzo PM 18 è uno dei pozzi più grandi che connettono la superficie con le zone sotterranee (80 m di profondità e 14 m circa di diametro); esso è stato utilizzato per l'installazione dei magneti in tutto l'anello del LEP. Dato che una parte della macchina è visibile direttamente dall'alto del pozzo, si è resa necessaria una copertura con 40 cm di cemento ordinario come schermo alla radiazione che diffonde verso la superficie. È comunque necessario procedere alla determinazione dei rischi di esposizione dovuti alla radiazione che diffonde attraverso il pozzo fino alla superficie.

Si sono effettuate misure di attenuazione neutronica e gamma alle varie energie del fascio (80.5, 86, 92 GeV) lungo tutta la profondità del pozzo. Quest'ultimo può essere considerato come il primo braccio di una chicane: da questo punto di vista i valori di dose sono stati confrontati con i risultati teorici di attenuazione di neutroni prodotti da sorgente lineare e piana ricavati da simulazioni MonteCarlo [Goe75].

Le misure di attenuazione gamma sono state eseguite con dosimetri PAD nella parte inferiore del pozzo, più vicina all'acceleratore, e con dosimetri TLD nella parte più in superficie dove la distanza è tale che la radiazione risulta attenuata di diversi ordini di grandezza. Per le misure di attenuazione di neutroni sono stati utilizzati dosimetri passivi a bolle. Il principio di rivelazione di questi dosimetri è illustrato nell'Appendice B.

In Figura 3.15 e 3.16 sono riportati rispettivamente gli andamenti delle curve di attenuazione in funzione della distanza, normalizzata alla radice quadrata della sezione del pozzo, per la radiazione gamma, alle varie energie, e per i neutroni a 92 GeV: in entrambi i casi i valori sperimentali sono in buon accordo con i valori previsti tramite le simulazioni. Si nota inoltre che all'aumentare dell'energia del fascio non si ha variazione del profilo di attenuazione della radiazione gamma.

Figura 3.15. Attenuazione della radiazione gamma nel pozzo PM 18: d è la distanza relativa dal fondo del pozzo e A è la sezione del pozzo [Goe75].

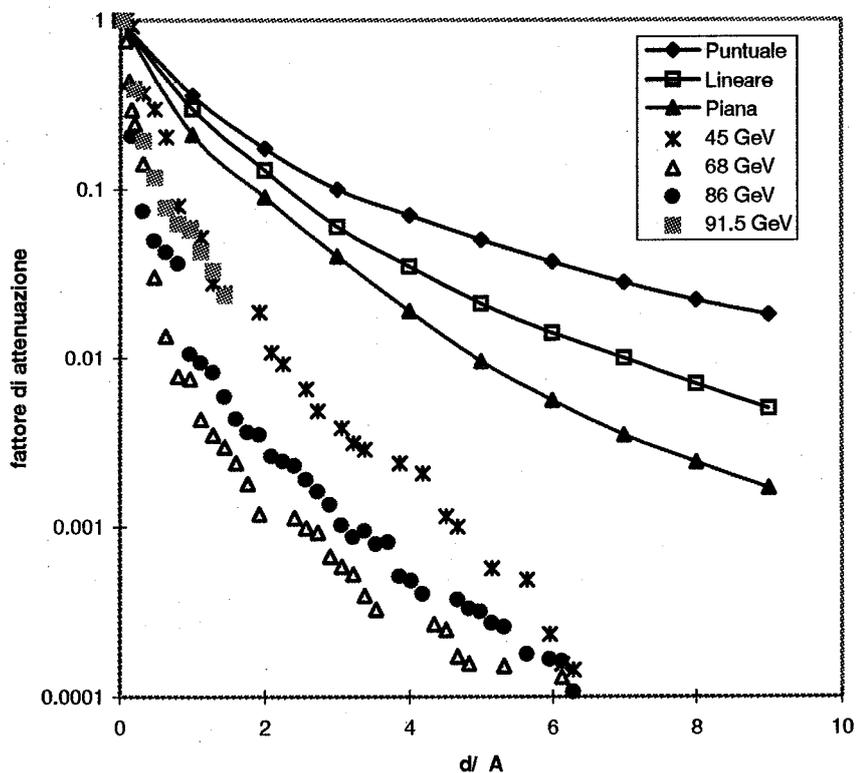
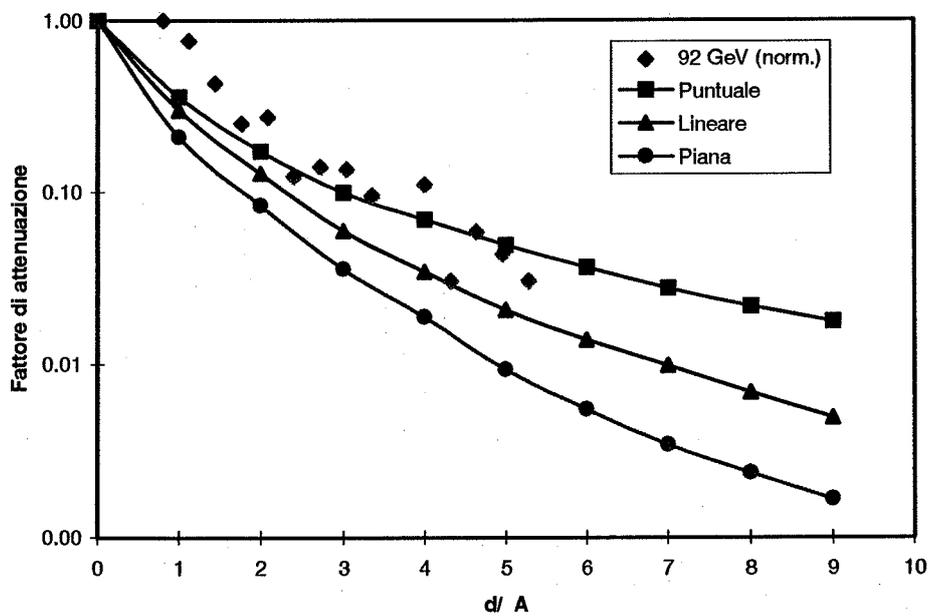


Figura 3.16. Attenuazione dei neutroni nel pozzo PM 18: d è la distanza relativa dal fondo del pozzo e A è la sezione del pozzo [Goe75].



3.8 DETERMINAZIONE DELLO SPETTRO ENERGETICO DELLA RADIAZIONE DIFFUSA: LE MISURE DI ATTENUAZIONE IN PIOMBO

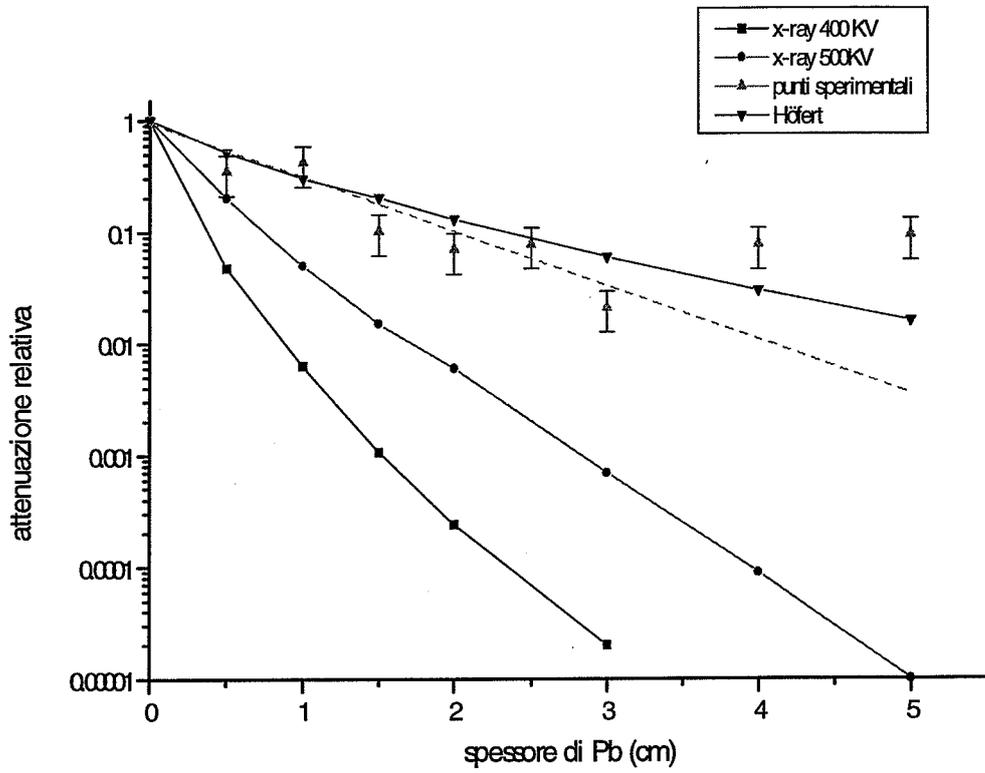
Alcune misure sono state effettuate al fine di stimare sperimentalmente le curve di attenuazione in piombo in alcune posizioni specifiche che dovrebbero corrispondere a punti in cui si ha prevalenza, di volta in volta, di una sola delle sorgenti di radiazione descritte nel capitolo 1. Le misure di attenuazione in sfere di piombo di differenti spessori sono state eseguite durante il run a 86 GeV al punto 4 del LEP sia nella sezione curva, dove predomina la radiazione di sincrotrone, sia nella sezione dritta, dove invece il campo di radiazione è prevalentemente dovuto alle cavità RF superconduttrici. Durante il run a 92 GeV è stata presa in esame la parte di tunnel dove sono riscontrate maggiori perdite di fascio: si tratta della zona di iniezione al punto 1 del LEP.

Ogni insieme di sfere è costituito da 8 spessori differenti: 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 4, 5 cm di piombo. La geometria sferica assicura l'isotropia nella provenienza della radiazione, configurazione non raggiungibile in altro modo. Per l'esperienza al punto 4 si sono utilizzati dosimetri dei due tipi (TLD e PAD) in quanto il valore di dose integrata non era prevedibile, mentre per l'esperienza nella zona di iniezione sono stati utilizzati solo dosimetri PAD.

In Figura 3.17 viene dato un esempio della curva di attenuazione sperimentale nel caso della zona di iniezione: l'attenuazione è stata ricavata grazie a normalizzazione al valore di dose integrata senza schermo ottenuta da dosimetri posti esternamente a ciascuna sfera. I risultati sono confrontati con le curve di attenuazione di raggi X in piombo prodotte da apparecchi operanti a diversi valori di potenziale [ICRP21]. Il confronto è solo indicativo e deve essere inteso solo per fornire un'idea dell'energia del campo di radiazione diffuso. Nel caso delle sezioni dritta e curva, viene riportato come confronto anche l'andamento teorico di attenuazione ricavato tramite simulazioni con il codice EGS [Höf84]. Il confronto deve essere fatto tenendo presente che questi calcoli si riferiscono a situazioni sperimentali differenti: essi infatti non considerano la radiazione emessa dalle cavità RF ma solo la radiazione di sincrotrone. Inoltre essi si riferiscono al campo di radiazione che si ha al livello della camera a vuoto, mentre le sfere sono state posizionate per terra dove maggiormente si trovano gli apparecchi che necessitano schermo (elettronica, cavi ecc.).

Considerando le intensità relative delle diverse cause di radiazione diffusa nel tunnel, ci si dovrebbe aspettare che la radiazione nella sezione dritta sia più "dura" ovvero abbia componenti di più alta energia rispetto alla radiazione diffusa permeante la sezione curva. Questo perché la radiazione emessa dalle cavità superconduttrici può arrivare ad avere energia pari a 40 MeV, mentre l'energia critica della radiazione di sincrotrone a 86 GeV è 455 keV [Fas84]. L'analisi di questi risultati è tuttora in corso: i dati sperimentali potranno essere confermati solo da ulteriori misure.

Figura 3.17. Curva di attenuazione della radiazione diffusa nel tunnel del LEP in sfere di piombo di spessore variabile: zona di iniezione (92 GeV). I risultati sperimentali sono confrontati con i valori calcolati precedentemente [Höf84] e con le curve di attenuazione di raggi X in piombo prodotti da apparecchi di diversi potenziali [ICRP21].



CAPITOLO 4

BREMSSTRAHLUNG

4.1 LA CASCATA ELETTROMAGNETICA

Quando un elettrone di alta energia penetra in un materiale si assiste alla produzione a catena di elettroni, positroni, fotoni ed adroni, fenomeno chiamato cascata elettromagnetica. Ad alta energia infatti la perdita di energia per emissione radiativa è molto più importante del fenomeno di ionizzazione. Lo sviluppo della cascata avviene finché l'energia dei fotoni emessi decresce fino a rendere possibile lo scattering Compton, con il quale diventa predominante il fenomeno di emissione di elettroni atomici. Quando invece sono fotoni di alta energia (> 10 MeV) a incidere su un materiale, possono avvenire interazioni con i nuclei che portano questi ultimi a stati eccitati dai quali si ha diseccitazione per emissione di nucleoni (e quindi si ha radioattività residua nel materiale) oppure si può avere emissione di particelle che generano cascate secondarie.

Lo sviluppo longitudinale della cascata è dovuto alle particelle di alta energia; esso dipende dalla lunghezza di radiazione (radiation length), definita come la distanza che in media un elettrone compie all'interno del materiale prima che la sua energia sia ridotta a $1/e$ dell'energia iniziale. Essa è data dalla seguente espressione:

$$X_0 (g / cm^2) \approx 716A \left[Z(Z+1) \ln\left(\frac{287}{\sqrt{Z}}\right) \right]^{-1} \quad [4.1]$$

dove A e Z sono rispettivamente la massa atomica e il numero atomico del mezzo [Phy96].

Un elettrone perde energia per il fenomeno di bremsstrahlung in modo approssimativamente proporzionale alla sua energia, mentre la perdita di energia per ionizzazione dipende dal logaritmo dell'energia dell'elettrone. Si definisce *energia critica* E_c (da non confondere con l'energia critica della radiazione di sincrotrone) quel valore per cui la perdita di energia per ionizzazione eguaglia quella per irraggiamento [Phy96]. Essa è data dalla seguente relazione approssimata:

$$E_c = \frac{800 \text{ MeV}}{Z + 1.2} \quad [4.2]$$

I valori di energia critica per diversi materiali sono stati tabulati da Swanson [IAEA79] in funzione del numero atomico Z e della densità del materiale in questione.

Nel caso sia un fotone di alta energia a propagarsi in un materiale, la probabilità di produzione di coppie raggiunge un valore costante dopo un percorso pari a [Seg77]:

$$X_p = \frac{9}{7} X_0 \quad [4.3]$$

Penetrando nel materiale, il numero di e^\pm generati nella cascata aumenta provocando un build-up nei primi strati di materiale: in generale si ha un raddoppio del numero di elettroni e positroni in una distanza pari alla lunghezza di radiazione. Il numero massimo di particelle prodotte e la profondità alla quale si presenta il massimo dipendono dalla energia incidente E_0 e dal mezzo tramite il valore di E_c . La profondità cui si presenta il massimo è approssimativamente:

$$X_{\max} = 1.01 X_0 \left[\ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right) - 1 \right] \quad [4.4]$$

A profondità maggiori del massimo la cascata viene progressivamente assorbita e l'energia viene depositata nel materiale; a questo punto i fotoni hanno uno spettro prevalentemente di bassa energia.

4.2 L'ATTIVAZIONE DEI COMPONENTI DELL'ACCELERATORE

I materiali che costituiscono gli elementi dell'acceleratore possono essere soggetti ad attivazione: la radioattività indotta nei materiali così come nell'aria o nell'acqua di raffreddamento dipende dall'energia del fascio, dall'intensità di corrente e dal tipo di materiale. Nel LEP le energie dei fasci in tutti gli step di accelerazione (a parte nel pre-iniettore LIL) sono sufficienti a produrre attivazione, in quanto sono maggiori della soglia di attivazione di tutti gli elementi costituenti i materiali utilizzati.

L'attività è prodotta da tre fenomeni principali [Bar69]:

- la risonanza gigante fotonucleare: le funzioni di eccitazione di tutte le reazioni fotonucleari presentano un picco, chiamato picco di risonanza gigante, intorno ad energie che sono dell'ordine di 25 MeV per i nuclei leggeri e di 14 MeV per i nuclei pesanti;
- l'effetto "pseudo-deuteron": è un fenomeno che avviene quando un fotone incidente su un nucleo possiede energia al di sopra della risonanza gigante ma inferiore alla soglia per produzione di muoni. Si ha quindi interazione apparentemente con solo due nucleoni del nucleo (protone-protone o protone-

neutrone) e in quest'ultimo caso si assiste alla disintegrazione del deutone formato in cui il protone e il neutrone vengono emessi in direzioni opposte;

- reazioni di spallazione indotte da fotoni di alta energia: quando un elemento viene irraggiato da fotoni di alta energia si ha una interazione violenta all'interno del nucleo che porta alla produzione di diversi frammenti e particelle leggere e ad un nucleo residuo che normalmente è radioattivo.

I componenti della macchina che sono maggiormente soggetti ad attivazione sono i collimatori, i dump per i fasci e i separatori, ovvero i componenti dove si ha più probabilità che si abbia assorbimento di energia, o gli elementi nelle zone di iniezione dove l'attivazione è il risultato di perdite di fascio.

La maggior parte dell'attività è dovuta a reazioni indotte da fotoni di alta energia ma, se la potenza del fascio è abbastanza elevata da dare luogo a fluenze di neutroni considerevoli, si possono avere anche reazioni indotte da neutroni. Fassò e colleghi [Fas84] hanno valutato, per alcuni materiali tipici investiti dalla radiazione, il rateo approssimato di saturazione per le reazioni (γ, n) , che sono le responsabili principali dei fenomeni di attivazione nel tunnel del LEP. Per quanto riguarda tutti gli altri processi, spallazione inclusa, si stima che la radioattività totale prodotta sia dello stesso ordine di grandezza di quella indotta da reazioni $(\gamma, 2n)$ che a loro volta ammontano al 5%-10% delle reazioni (γ, n) , rispettivamente per i nuclei leggeri (C-Fe) e per i più pesanti (Au-Pb).

Nella scelta dei materiali di costruzione del LEP, soprattutto nella scelta dell'alluminio per la camera a vuoto, sono state considerate le problematiche relative all'attivazione residua: in questo contesto si è appena iniziato uno studio volto a definire l'attività residua nei componenti del LEP in vista del suo smantellamento (nell'anno 2000) per la costruzione dell'LHC.

4.3 PRODUZIONE DI MUONI

Quando l'energia dei gamma incidenti su un materiale è superiore a 211 MeV, è possibile avere produzione di coppie di muoni nel campo coulombiano dei nuclei del materiale. Il processo è simile alla produzione di coppie e^\pm , ma la sezione d'urto è inferiore di vari ordini di grandezza, date le masse coinvolte. La distribuzione dei muoni prodotti rispetto alla direzione del fotone incidente è limitata a piccoli angoli e la collimazione del fascio di muoni aumenta all'aumentare dell'energia degli elettroni incidenti. L'interazione dei muoni con la materia avviene prevalentemente tramite ionizzazione, e quindi con perdita di energia lenta.

I muoni costituiscono una ulteriore sorgente di radiazione prodotta dal funzionamento del LEP ma non sono presi in considerazione nel calcolo del rischio radiologico connesso all'acceleratore in quanto, date le basse potenze di fascio utilizzate e la geometria dell'installazione, i muoni prodotti vengono assorbiti nella roccia e non producono alcuna radioattività residua [Fas84].

4.4 MISURE SPERIMENTALI: MISURE DI ATTIVAZIONE DI MATERIALI NELLE ZONE DI INIEZIONE

Al fine di valutare l'attivazione nelle sezioni di camera a vuoto dove le perdite di fascio sono più probabili, sono state eseguite misure di spettrometria gamma su alcuni componenti dell'acceleratore nella zona di iniezione del LEP (vicino al punto 1) alcuni giorni dopo la fine del run a 86 GeV. Dai risultati di un precedente controllo dell'attività residua, eseguito all'inizio dello shutdown invernale, sono state evidenziate due posizioni che presentavano una attivazione misurabile: un soffietto in acciaio posto tra due magneti dipolari (nella cella 172) e una sezione di camera a vuoto in alluminio schermata da piombo (nella cella 173). Il rateo di dose dopo 18 giorni dall'arresto dell'acceleratore era rispettivamente di 30 e 5 $\mu\text{Sv/h}$.

Le misure sono state eseguite tramite un rivelatore HpGe (POPTOP) della EG&G Ortec (25% di efficienza relativa a 1.33 MeV) connesso ad una catena elettronica portatile Silena (Walk-Lab), e elaborate tramite il software Interwinner (fornito da Intertechnique, commercializzato da Bächli Instruments, CH). Le misure, di durata 1800 s ciascuna, sono state effettuate a 10 cm di distanza dagli elementi.

L'analisi degli spettri gamma ottenuti è stata eseguita tenendo presente la composizione dei materiali irraggiati: le percentuali in peso delle impurità aventi concentrazione superiore a 0.05%, presenti nei materiali sotto indagine sono riportate nelle Tabelle 4.1, 4.2 e 4.3.

Gli spettri ottenuti nei due casi sono riportati nelle figure 4.1 e 4.2: per maggiore chiarezza sono indicate solo le emissioni principali dei radionuclidi identificati e sono omessi i radionuclidi naturali.

Tabella 4.1. Composizione percentuale (in peso) media delle impurità contenute nell'alluminio costituente la camera a vuoto del LEP (Al 6060).

Elemento	Si	Fe	Cu	Mn	Mg	Cr	Zn	Ti	Altri
contenuto in peso (%)	0.3-0.6	0.10-0.30	0.10	0.10	0.35-0.6	0.05	0.15	0.10	0.15

Tabella 4.2. Principali impurità contenute in un campione di piombo raffinato (99.94%) simile a quello utilizzato come schermo della camera a vuoto del LEP.

Elemento	Ag	Cu	Ag+Cu	AS+Sb+Sn	Zn	Fe	Bi
contenuto in peso (%)	0.3-0.6	0.10-0.30	0.10	0.10	0.35-0.6	0.05	0.15

Tabella 4.3. Composizione percentuale media (in peso) dell'acciaio tipo 316L costituente i soffietti. La percentuale restante è ferro.

Elemento	Cr	Ni	C	Si	Mn	Mo	N	P	S	Co
contenuto in peso (%)	16-18.5	11-14	0.03 max	1 max	2 max	2-2.5 max	0.05 max	0.03 max	0.01 max	0.22 max

Da un'analisi qualitativa si sono identificati i radionuclidi riportati nelle Tabelle 4.4 e 4.5, rispettivamente per la misura sulla camera a vuoto e sul soffietto, dove per semplicità non vengono riportati i radionuclidi delle catene naturali presenti nelle pareti del tunnel.

Dal confronto dei due spettri si possono dedurre le seguenti osservazioni.

- La maggior parte dei radionuclidi identificati possono essere prodotti attraverso varie reazioni: queste sono indicate in ordine di importanza decrescente nell'ultima colonna delle Tabelle 4.4 e 4.5. Il fenomeno di risonanza gigante porta a reazioni (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (γ, p) , (γ, np) , (γ, α) , ecc. con probabilità relative decrescenti [Bar69, Die88].
- Il ^{22}Na è presente con abbondanza elevata in entrambi gli spettri. La sua presenza nello spettro dell'acciaio del soffietto (che contiene solo tracce di alluminio) può essere spiegata solo ricorrendo all'ipotesi che vi sia stata foto-spallazione.
- Nelle tabelle vengono riportate tra le altre anche alcune reazioni indotte da neutroni o protoni che sono a loro volta generati dalla cascata elettromagnetica. Data la presenza di altri canali di produzione per gli stessi radioisotopi, è impossibile definire l'importanza relativa di queste reazioni rispetto agli altri processi.

Uno degli scopi di queste misure era l'identificazione delle diverse sorgenti di attività indotta: infatti ad esempio per quanto riguarda i neutroni presenti nel tunnel si può avere un contributo dato dalla radiazione di sincrotrone e uno dovuto al bremsstrahlung dovuto alle perdite di fascio. Tuttavia, da quanto osservato sperimentalmente e dal confronto con le previsioni effettuate tramite codici di calcolo [Nel79], si deduce che nella zona di iniezione (per il run a 86 GeV) i neutroni che danno luogo a reazioni nucleari provengono prevalentemente dalle perdite di fascio caratteristiche di queste sezioni dell'acceleratore. Infatti i neutroni prodotti per radiazione di sincrotrone ammontano a 10^6 - 10^7 neutroni per secondo e per metro di magnete dipolare a doppio campo (nella zona di iniezione i dipoli hanno un campo doppio rispetto a tutti gli altri dipoli del LEP), valore che è vari ordini di grandezza più basso della stima tipica per gli acceleratori di elettroni di alta energia (10^{12} neutroni per secondo per kW di potenza del fascio) [Swa79].

Figura 4.1. Spettro γ di un soffietto (acciaio 316L) situato nella zona di iniezione del LEP

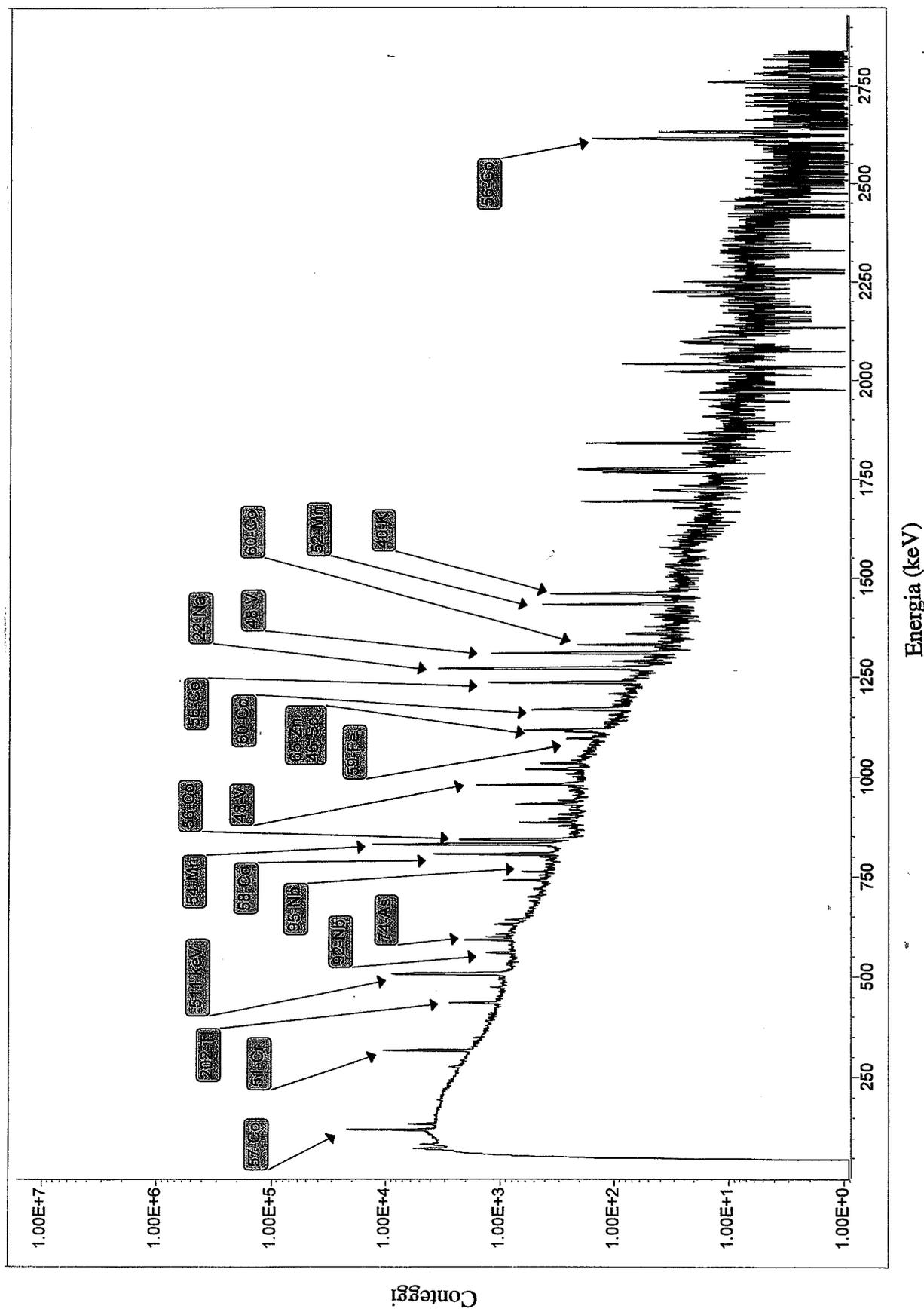


Figura 4.2. Spettro γ di una sezione di camera a vuoto (alluminio Al 6060) schermata da 8 mm di piombo situata nella zona di iniezione del LEP.

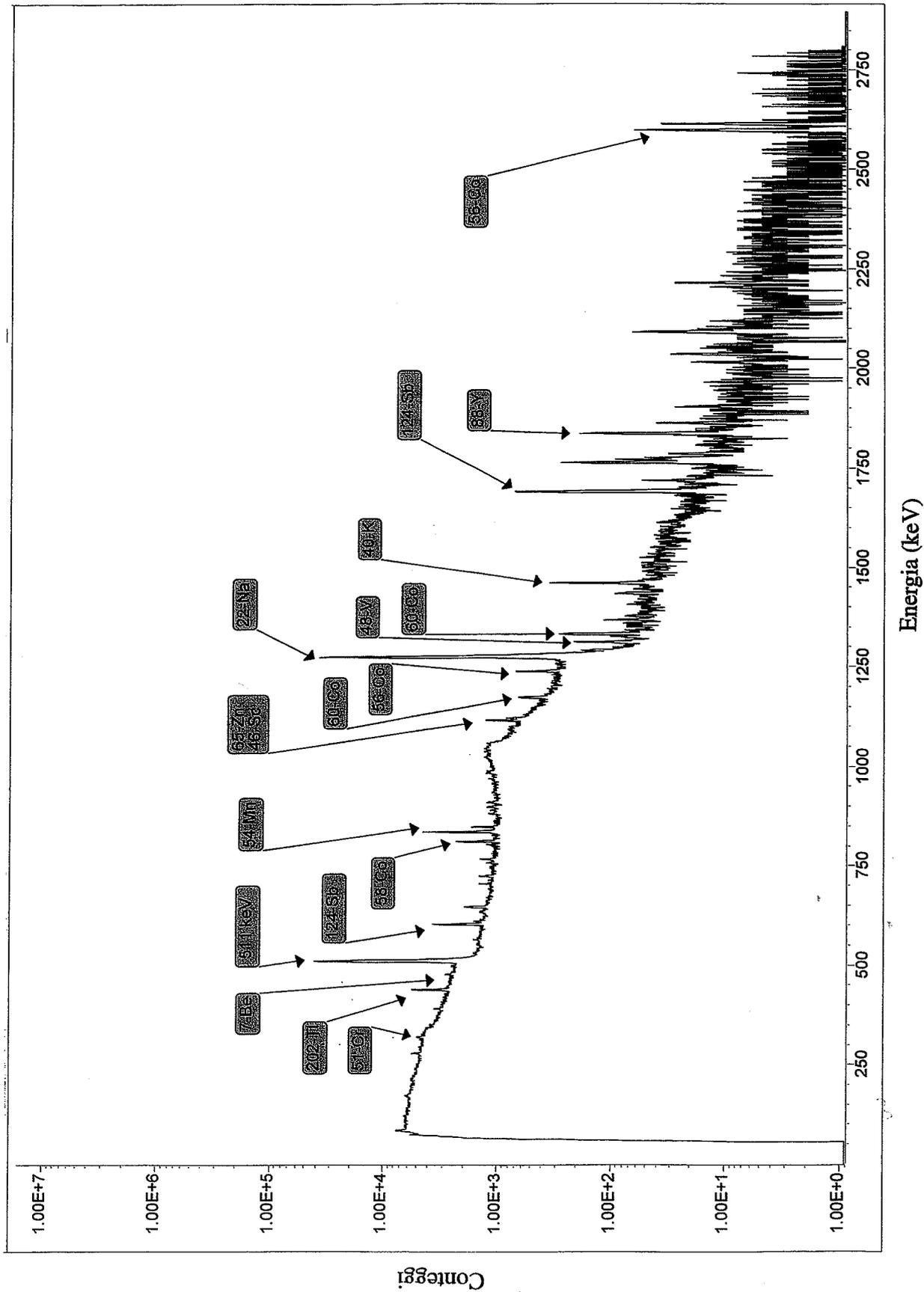


Tabella 4.4. Caratteristiche principali e reazioni di produzione dei radionuclidi identificati nello spettro gamma della sezione di camera a vuoto (Al 6060) [Reu83].

Radionuclide	$T_{1/2}$	Emissioni gamma principali (energia in keV, abbondanza %)	Principali reazioni di produzione
⁷ Be	53.4 d	477.6 (10.43)	spallazione
²² Na	2.60 y	1274.5 (99.93)	spallazione ²⁷ Al(γ ,2p3n) ²⁴ Mg(γ ,pn)
⁴⁰ K	1.28 10 ⁹ y	1460.8 (10.7)	naturale
⁴⁷ Ca	4.54 d	1297.1 (74.9) 807.9 (6.9)	spallazione ⁵⁰ Ti(γ ,2pn) ⁴⁹ Ti(γ ,2p)
⁴⁶ Sc	83.8 d	1120.5 (99) 889.3 (99)	⁴⁷ Ti(γ ,p) ⁴⁸ Ti(γ ,pn)
⁴⁸ V	15.97 d	983.5 (100) 1312.1 (97)	⁵⁰ Cr(γ ,pn) ⁴⁸ Ti(p,n)
⁵¹ Cr	27.7 d	320.1 (9.8)	⁵² Cr(γ ,n) ⁵³ Cr(γ ,2n)
⁵⁴ Mn	312.5 d	834.8 (99.9)	⁵⁵ Mn(γ ,n) ⁵⁶ Fe(γ ,pn) ⁵⁴ Cr(p,n)
⁵⁶ Co	78.76 d	846.7 (99.9) 1238.3 (67) 2598.5 (17) 1771.3 (15)	spallazione ⁵⁶ Fe(p,n) ⁵⁷ Fe(p,2n)
⁵⁷ Co	271.8 d	122 (85.7)	spallazione ⁵⁷ Fe(p,n)
⁵⁸ Co	70.78 d	810.8 (99)	spallazione ⁵⁹ Co(γ ,n) ⁵⁸ Fe(p,n)
⁶⁰ Co	5.27 y	1173 (99) 1332.5 (99)	spallazione ⁶³ Cu(γ ,2pn) ⁶⁵ Cu(γ ,2p3n)
⁶⁵ Zn	244.1 d	1115.5 (50.7)	spallazione ⁶⁶ Zn(γ ,n) ⁶⁵ Cu(p,n)
⁸⁸ Y	106.6 d	1836.0 (99.4) 898.0 (94)	spallazione ⁹⁰ Zr(γ ,pn) ⁸⁹ Y(γ ,n)
⁸⁹ Zr	3.2 d	909.2 (99)	spallazione ⁹⁰ Zr(γ ,n)
⁹⁵ Zr	64.0 d	756.7 (55) 724.2 (43)	spallazione ⁹⁶ Zr(γ ,n) ⁹⁷ Mo(γ ,2p) ⁹⁸ Mo(γ ,2pn)
⁹⁵ Nb	34.9 d	765.8 (99)	spallazione ⁹⁶ Mo(γ ,p) ⁹⁷ Mo(γ ,pn)
¹²⁴ Sb	60.2 d	602.7 (93.9) 1690.9 (47.6) 722.8 (10.8) 645.9 (7.4)	¹²³ Sb(n, γ)
²⁰² Tl	12.2 d	439.6 (91.4)	²⁰⁴ Pb(γ ,pn)
²⁰³ Pb	2.16 d	279 (80.1)	²⁰⁴ Pb(γ ,n)

Tabella 4.5. Caratteristiche principali e reazioni di produzione dei radionuclidi identificati nello spettro gamma eseguito sul soffietto (acciaio tipo 316L) [Reu83].

Radionuclide	T _{1/2}	Emissioni gamma principali (energia in keV, abbondanza %)	Principali reazioni di produzione
⁷ Be	53.4 d	477.6 (10.43)	spallazione
²² Na	2.60 y	1274.5 (99.93)	spallazione
⁴⁰ K	1.28 10 ⁹ y	1460.8 (10.7)	naturale
⁴⁷ Ca	4.54 d	1297.1 (74.9) 807.9 (6.9)	spallazione ⁵⁰ Ti(γ,2pn) ⁴⁹ Ti(γ,2p)
⁴⁶ Sc	83.8 d	1120.5 (99) 889.3 (99)	spallazione ⁴⁷ Ti(γ,p) ⁴⁸ Ti(γ,pn)
⁴⁸ V	15.97 d	983.5 (100) 1312.1 (97)	spallazione ⁵⁰ Cr(γ,pn)
⁵¹ Cr	27.7 d	320.1 (9.8)	spallazione ⁵² Cr(γ,n) ⁵³ Cr(γ,2n)
⁵² Mn	5.6 d	1434.1 (100) 935.5 (94.5)	⁵⁴ Fe(γ,pn)
⁵⁴ Mn	312.5 d	834.8 (99.9)	⁵⁵ Mn(γ,n) ⁵⁶ Fe(γ,pn)
⁵⁹ Fe	45.1 d	1099.2 (56.5) 1291.6 (43.2)	⁶² Ni(γ,2pn) ⁵⁸ Fe(n,γ)
⁵⁶ Co	78.76 d	846.7 (99.9) 1238.3 (67) 2598.5 (17) 1771.3 (15)	⁵⁸ Ni(γ,pn) ⁵⁶ Fe(p,n) ⁵⁷ Fe(p,2n)
⁵⁷ Co	271.8 d	122 (85.7)	⁵⁸ Ni(γ,p) ⁵⁷ Fe(p,n)
⁵⁸ Co	70.78 d	810.8 (99)	⁶⁰ Ni(γ,pn) ⁵⁹ Co(γ,n) ⁵⁸ Fe(p,n)
⁶⁰ Co	5.27 y	1173 (99) 1332.5 (99)	⁶¹ Ni(γ,p) ⁶³ Cu(γ,2pn)
⁶⁵ Zn	244.1 d	1115.5 (50.7)	⁶⁶ Zn(γ,n)
⁹² Nb	3.5 10 ⁷ y	934.5 (100) 561.0 (100)	⁹⁴ Mo(γ,pn)
^{92m} Nb	10.15 d	934.5 (99.1) 912.7 (2)	⁹⁴ Mo(γ,pn)
⁹⁵ Nb	34.9 d	765.8 (99)	⁹⁶ Mo(γ,p) ⁹⁷ Mo(γ,pn)
²⁰² Tl	12.2 d	439.6 (91.4)	²⁰⁴ Pb(γ,pn)

Inoltre, all'energia di 86 GeV la radiazione di sincrotrone ha energia critica pari a 900 keV per i dipoli a doppio campo che si trovano nella regione di iniezione [Fas84]. Questo conferma l'ipotesi che le reazioni che portano alla produzione di neutroni provengano principalmente da perdite di fascio in quanto le reazioni (γ, n) hanno soglia intorno a 10 MeV, e un valore di energia ancora superiore è necessario per avere reazioni che portano alla produzione di protoni o particelle α .

Queste osservazioni sono state confermate dai controlli della radioattività residua eseguiti regolarmente alla fine di ogni run: si nota che i punti dove si ha attività indotta non dipendono dall'energia di funzionamento dell'acceleratore (come si avrebbe nel caso la sorgente fosse la radiazione di sincrotrone) ma si trovano sempre in corrispondenza di alcuni elementi dove sono più probabili le perdite di fascio che avvengono sempre all'energia di iniezione di 22 GeV.

Dal punto di vista radioprotezionistico queste misure hanno confermato che l'alluminio e il piombo danno luogo a minore attività indotta rispetto all'acciaio inossidabile [Swa79, Fas84].

CAPITOLO 5

LE CAVITÀ A RADIOFREQUENZA SUPERCONDUTTRICI

5.1 DESCRIZIONE

Nel quadro del programma LEP2, dalla fine del 1995 il funzionamento del LEP è passato da una energia di 45 GeV per fascio a energie via via superiori. Fino a quel momento il sistema di accelerazione del LEP era costituito da 128 cavità a radiofrequenza "classiche" di rame, assemblate in gruppi di 16 unità e installate nelle sezioni dritte ai punti 2 e 6. Il passaggio alla seconda fase del progetto ha reso necessaria l'installazione di cavità a radiofrequenza superconduttrici che hanno dapprima affiancato ed in seguito in parte sostituito il vecchio sistema di accelerazione.

Il sistema a radiofrequenza del LEP ha un duplice scopo: accelerare i pacchetti di elettroni e positroni dall'energia di iniezione (22 GeV) all'energia finale richiesta e compensare le perdite di energia dovute all'emissione di radiazione di sincrotrone durante il funzionamento. In realtà molta della potenza erogata serve a questo secondo scopo; infatti, come già descritto nel capitolo 2, la radiazione di sincrotrone aumenta con la quarta potenza dell'energia del fascio circolante.

Le cavità a radiofrequenza superconduttrici sono costituite da celle di rame OFHC (oxygen-free high-purity copper) ricoperte all'interno da un sottile strato di niobio. Ogni cavità è lunga 1.7 m e funziona ad una frequenza di 352.2 MHz (identica alla frequenza delle cavità "classiche"); il campo risultante è 6 MV/m. Ogni cavità è costituita da 4 celle accoppiate elettromagneticamente e contenute in un criostato (circa 200 l di elio liquido) che permette il funzionamento a 4.2 K. L'intero sistema è contenuto in una camera a vuoto lunga 255 cm e di 110 cm di diametro. Quattro di questi sistemi vengono assemblati in un unico modulo lungo 12.5 m che costituisce un unico criostato per 4 cavità (Figura 5.1). Le caratteristiche principali sono riassunte in Tabella 5.1.

Figura 5.1. Modulo n. 3009 installato nel tunnel del LEP (sezione dritta RA 43).

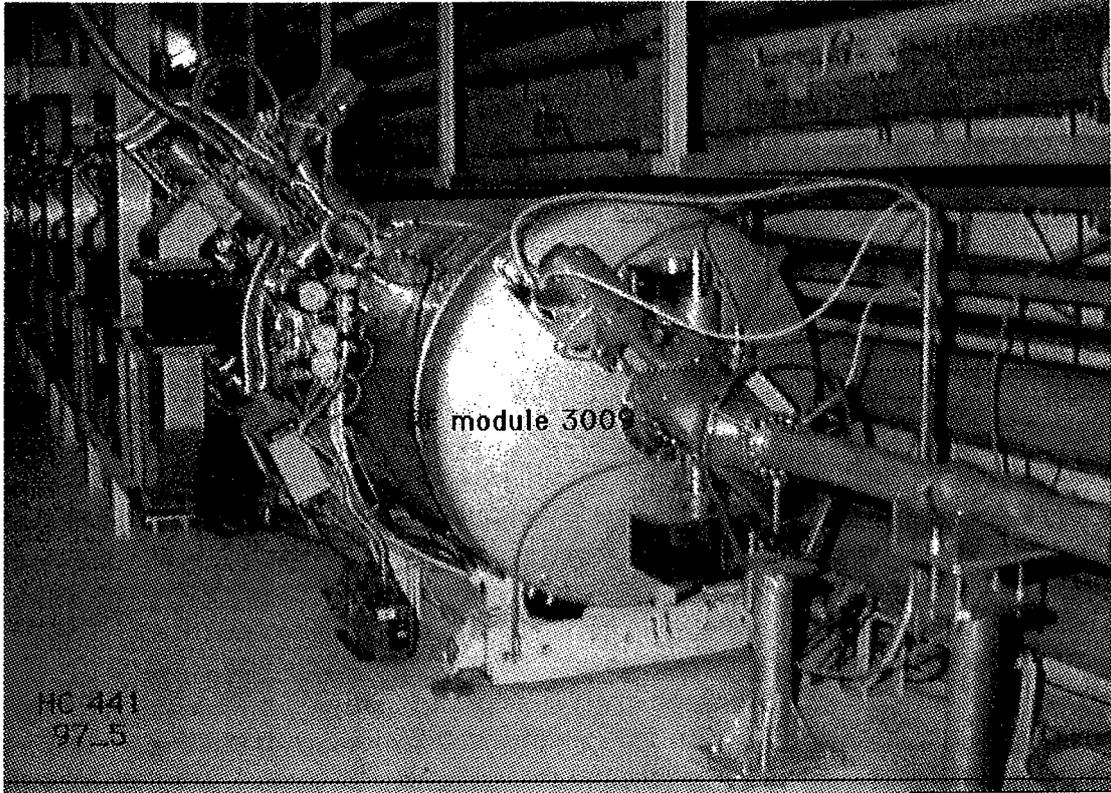


Tabella 5.1. Caratteristiche principali dei diversi tipi di cavità a radiofrequenza usate nel LEP.

Tipo di cavità	Lunghezza efficace (m)	Gradiente d'accelerazione nominale (MV/m)	Tensione d'accelerazione nominale (MV)
Cu	2.130	1.174	2.50
Nb-sheet	1.702	5.0	8.51
Nb-film	1.702	6.0	10.24

L'evoluzione dell'installazione delle cavità a radiofrequenza superconduttrici avviene in modo da ottenere l'energia più alta possibile durante ogni periodo di funzionamento del LEP: esse sono state distribuite in modo circa uniforme nelle sezioni dritte dei 4 punti pari del LEP secondo lo schema riportato in Tabella 5.2.

Tabella 5.2. Evoluzione dell'installazione dei diversi tipi di cavità nel tunnel del LEP.

Periodo	Energia (GeV)	Posizione				
		Pt 2	Pt 4	Pt 6	Pt 8	Totale
Ottobre 95	68	4	0	8	4	16
Giugno 96	80.5	5	11	8	12	36
Ottobre 96	86	8	14	8	14	44
Maggio 97	91.5	16	18	8	18	60
Maggio 98	97	16	18	16	18	68

Nel LEP le cavità funzionano ad un campo elettrico di 5.5 MV/m ovvero ad un valore inferiore rispetto al massimo che è calcolato sulla base della tensione di accelerazione nominale. Questa procedura è dettata dall'esigenza di mantenere una certa riserva di potenza RF che permetta di innalzare rapidamente il campo elettrico nel caso in cui due moduli si arrestino contemporaneamente. Le cavità sono però testate fino al valore massimo di campo elettrico, sia prima di essere installate nel tunnel che durante la procedura di condizionamento senza fascio che viene effettuata dopo l'installazione nel LEP.

Le cavità a radiofrequenza superconduttrici sono sorgenti di radiazione sia durante la fase di condizionamento che durante il funzionamento normale come sistemi di accelerazione. I test, sia delle singole cavità che dei moduli di 4 cavità, vengono eseguiti in pozzi o zone opportunamente schermate degli edifici in superficie del CERN. Il condizionamento finale dei moduli viene però effettuato dopo l'installazione nel tunnel e permette non solo di definire i parametri ottimali di funzionamento, ma anche di migliorare la pulizia delle superfici interne da impurezze che sono le responsabili principali dell'emissione di radiazione quando viene applicato un campo elettrico elevato. Infatti, sotto l'azione del campo elettrico alcuni elettroni vengono

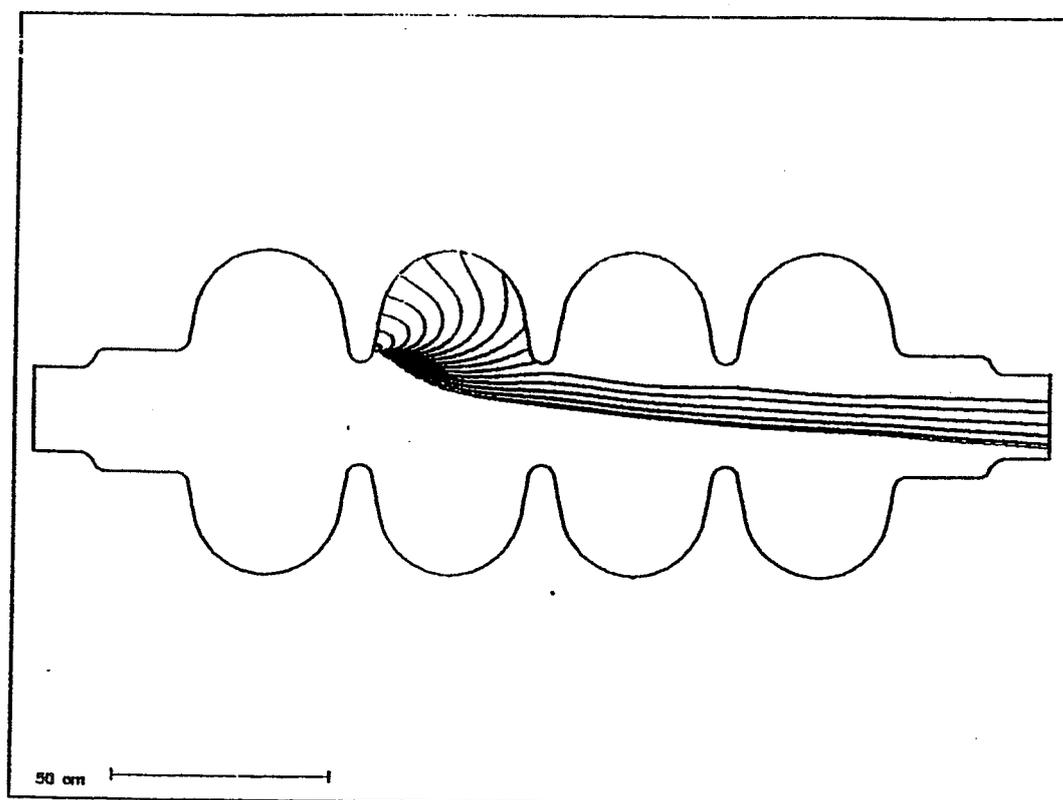
estratti dalle pareti interne delle cavità e vengono poi accelerati dal campo elettromagnetico fino ad un'energia massima pari alla tensione acceleratrice del modulo (circa 40 MeV). Le emissioni dipendono dal campo elettrico applicato, dal coefficiente superficiale di emissione di elettroni secondari e dallo stato della superficie interna della cavità. Gli elettroni di alta energia che ne derivano, incidendo sulle pareti della cavità, cedono la loro energia sotto forma di calore e di radiazione di frenamento (Bremsstrahlung), già descritta nel capitolo 1. Il risultato è la diminuzione del fattore di qualità Q della cavità, fenomeno chiamato "electron loading". Questo fenomeno, e non tanto lo stress termico, rende impossibile l'aumento del valore di campo elettrico applicabile ad un modulo [Wei92].

Uno studio approfondito sulle traiettorie degli elettroni estratti dalle pareti della cavità ha portato alla conclusione che esistono due tipi di elettroni emessi in questo tipo di cavità [Len89]:

- elettroni di bassa energia ma prodotti in gran numero che portano principalmente a gamma emessi trasversalmente alla cavità in seguito a bremsstrahlung
- elettroni di alta energia, emessi in quantità limitata che viaggiano parallelamente all'asse della cavità e danno luogo a produzione di raggi gamma lungo l'asse stesso.

Lo schema riportato in Figura 5.2 illustra le traiettorie calcolate per gli elettroni estratti dalle pareti interne di una cavità superconduttrice

Figura 5.2. Traiettorie degli elettroni emessi da un certo punto s , per un campo di accelerazione di 5 MV/m e per varie fasi di emissione [Len89].



5.1.1 LA PROCEDURA DI CONDIZIONAMENTO

Per il condizionamento delle singole cavità è stato messo a punto un sistema che regola la potenza introdotta nelle cavità in modo che si abbia un aumento di potenza senza scariche e in un tempo sufficiente a ridurre il flusso di gas estratto dalle pareti a valori accettabili (il funzionamento avviene con una pressione residua tra 10^{-9} e 10^{-10} Torr) [CAS92]. Questo avviene aggiustando la potenza RF in modo da limitare l'aumento di pressione e, man mano che le superfici interne vengono pulite, la potenza viene alzata fino al valore nominale. Raggiunto questo valore, il sistema viene mantenuto in funzione a potenza costante o viene fatto periodicamente oscillare tra il valore minimo e quello massimo finché non si abbia una diminuzione di pressione all'interno della cavità: questo avviene in media dopo 10-20 ore di condizionamento.

5.2 MISURE SPERIMENTALI

L'emissione di radiazione da parte delle cavità a radiofrequenza superconduttrici è stato verificato tramite misure di rateo di dose gamma e neutronica durante la procedura di condizionamento ed i test sulle singole cavità e sui moduli. Alcune misure sono anche state effettuate durante il condizionamento dei moduli già installati nel tunnel del LEP. Particolarmente interessante dal punto di vista radioprotezionistico è la determinazione tramite spettrometria gamma dell'attività residua su campioni di materiale irradiato, misura che ha permesso di valutare il rischio radiologico nel caso di necessità di intervento di manutenzione.

Le misure di rateo di dose gamma sono state effettuate tramite una camera a ionizzazione per alte dosi che verrà descritta più ampiamente nell'Appendice B. La camera utilizzata è: PTW Freiburg tipo 23361, risposta lineare tra 30 keV e 50 MeV, diametro della camera cilindrica 31 mm, volume 30 cm^3 , cappuccio di 3 mm $(\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2)_n$ e parete di 1 mm dello stesso materiale, elettrodo di alluminio di 14 mm di diametro ricoperto di grafite. La camera è collegata al sistema di acquisizione PTW UNIDOS che fornisce una risposta direttamente in rateo di dose o in dose integrata su un tempo fissato.

Le misure di rateo di dose neutronica sono state effettuate tramite un set di rivelatori a bolle tipo BD PND (Bubble Technology Industries, Chalk River, Ontario, Canada) con sensibilità media $0.05 \text{ bolle}/\mu\text{Sv}$ (vedere appendice B). Questi dosimetri sono totalmente insensibili ai gamma e quindi sono i rivelatori di neutroni più utilizzati nel caso si voglia misurare la dose da neutroni in un campo gamma molto intenso. Infatti in queste condizioni i rem counters, normalmente ritenuti più affidabili dei sistemi di rivelazione passivi, non danno una risposta attendibile in quanto parzialmente sensibili ai gamma. Sono stati utilizzati anche materiali ad attivazione che vengono riassunti in Tabella 5.3 e dischi di zolfo di diametro 5 cm e spessore 1 cm. Quest'ultima tecnica non ha dato risultati in quanto il tempo di attivazione è troppo breve (qualche ora) se comparato ai 14 giorni di tempo di dimezzamento del ^{32}P prodotto dalla reazione $^{32}\text{S}(n,p)$.

Tabella 5.3. Materiali ad attivazione utilizzati per la misura di neutroni durante i test dei moduli di cavità a radiofrequenza superconduttrici: caratteristiche principali delle reazioni di attivazione e delle reazioni interferenti prodotte da gamma.

Elemento	Reazioni indotte da neutroni	Sezione d'urto (mb)	Soglia (E_{th}/E_{eff}) (MeV)	Reazioni indotte da gamma
Al	$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ (*)	116	3.25 / 7.0	$^{27}\text{Al}(\gamma,2pn)^{24}\text{Na}$
Mg	$^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$ (*)	181	4.93 / 7.0	$^{25}\text{Mg}(\gamma,p)^{24}\text{Na}$
Sc	$^{45}\text{Sc}(n,2n)^{44g}\text{Sc}$ (*)	188	11.6 / 13.0	$^{45}\text{Sc}(\gamma,n)^{44}\text{Sc}$
	$^{45}\text{Sc}(n,\gamma)^{46}\text{Sc}$	9.8	- / -	
	$^{45}\text{Sc}(n,2n)^{44m}\text{Sc}$ (*)	171	11.9 / 13.0	
	$^{45}\text{Sc}(n,\alpha)^{42}\text{K}$	63.4	5.5 / 6.0	
Fe	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ (*)	98	2.97 / 7.0	$^{56}\text{Fe}(\gamma,pn)^{54}\text{Mn}$
	$^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$ (*)	588	1.0 / 2.0	$^{58}\text{Fe}(\gamma,pn)^{56}\text{Mn}$
	$^{54}\text{Fe}(n,\alpha)^{51}\text{Cr}$	123	4.9 / 8.0	$^{57}\text{Fe}(\gamma,p)^{56}\text{Mn}$
Cu	$^{65}\text{Cu}(n,p)^{65}\text{Ni}$	25	1.37 / 4.0	$^{65}\text{Cu}(\gamma,n)^{64}\text{Cu}$
	$^{65}\text{Cu}(n,2n)^{64}\text{Cu}$ (*)	931.8	10.1 / 12.0	
In	$^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$	63	0.34 / 1.0	$^{115}\text{In}(\gamma,n)^{114m}\text{In}$
	$^{115}\text{In}(n,2n)^{114m}\text{In}$ (*)	1275	9.3 / 10.0	
Au	$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	98.8	- / -	$^{197}\text{Au}(\gamma,n)^{196}\text{Au}$
	$^{197}\text{Au}(n,2n)^{196m}\text{Au}$ (*)	150	8.3 / 11.0	
	$^{197}\text{Au}(n,2n)^{196m+g}\text{Au}$ (*)	2160	8.5 / 9.0	

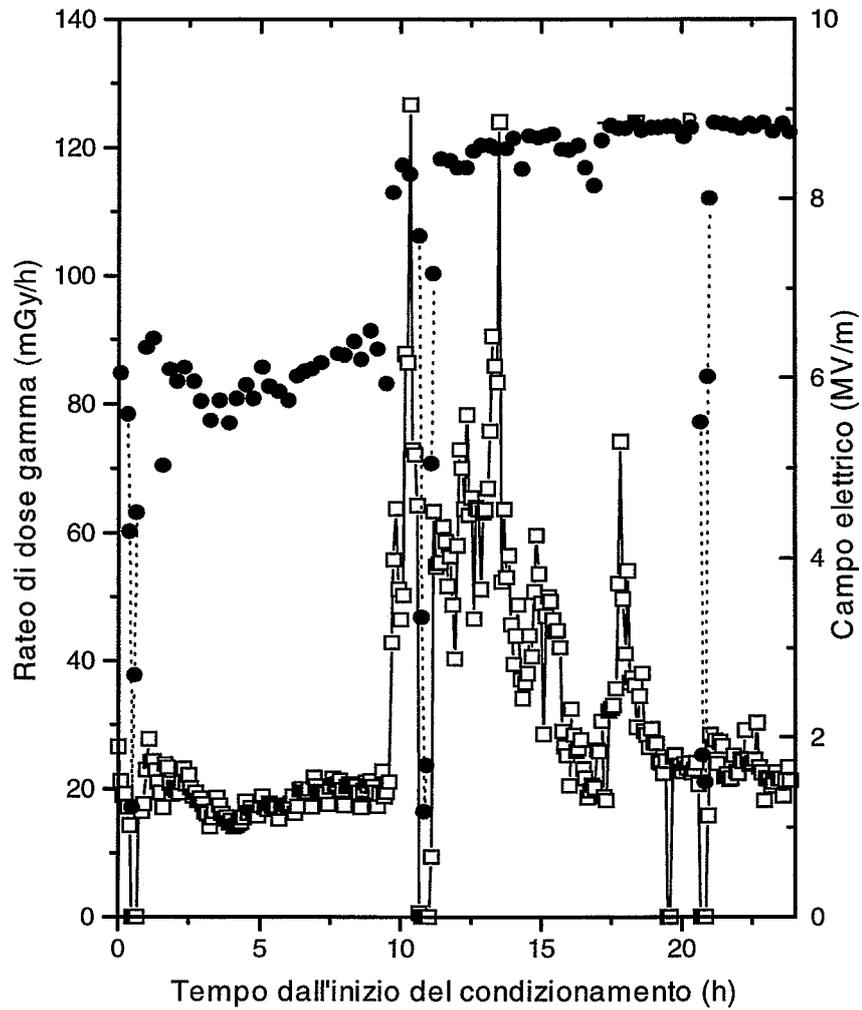
(*): reazioni previste ma non riscontrate sperimentalmente a causa della loro soglia.

5.2.1 MISURE DI RATEO DI DOSE GAMMA E NEUTRONICA PRODOTTA DA UNA SINGOLA CAVITÀ

I test di condizionamento per una singola cavità, prima che questa venga assemblata insieme ad altre tre in un modulo, sono effettuati in un pozzo verticale in uno degli edifici in superficie del CERN (SM 18). Il test è volto alla determinazione del fattore di qualità Q rispetto al gradiente di accelerazione, e viene effettuato immettendo elio a bassa pressione nella cavità al fine di limitare il processo di "electron loading" [Ben91]. Vengono inoltre valutati i parametri di resistenza superficiale residua e viene effettuata una mappatura in temperatura.

Durante alcuni di questi test, il rateo di dose gamma e neutronica emessa verso una delle estremità della cavità è stato valutato rispettivamente tramite la camera a ionizzazione ad alte dosi già descritta e tramite un insieme di rivelatori a bolle. Le misure sono state effettuate sulla cavità n. 50.3. Il rateo di dose è stato valutato ad intervalli di 5 minuti su un tempo totale di 24 ore. Il risultato viene mostrato in Figura 5.3 dove viene riportato anche il valore del campo elettrico all'interno della cavità.

Figura 5.3. Grafico dell'evoluzione del rateo di dose gamma emesso dalla cavità n. 50.3 in funzione del campo elettrico applicato e del tempo di condizionamento.



Man mano che i parametri della cavità migliorano il campo elettrico viene aumentato: come si può notare durante le 24 ore di condizionamento esaminate vi è stato l'aumento da circa 6 MV/m a circa 8 MV/m. In corrispondenza di questo aumento è stato registrato un massimo di emissione di radiazione; in seguito, il valore di rateo di dose tende a diminuire con il tempo di condizionamento.

Ulteriore prova eseguita sulla medesima cavità è la valutazione della variazione del rateo di dose al variare del campo elettrico applicato in caso di presenza o assenza di elio nella cavità. Il risultato ottenuto nel presente caso, riportato in Figura 5.4, non presenta differenze sostanziali nell'evoluzione dei valori di rateo di dose in funzione del campo applicato nelle due situazioni considerate. Questo comportamento non è stato riscontrato in altre cavità analizzate in precedenza in cui si era trovato un fattore 4 di differenza tra i valori in presenza di elio rispetto al funzionamento senza gas. D'altra parte è ben noto che ogni cavità ha una risposta differente alle sollecitazioni prodotte dal campo elettrico, e quindi il comportamento durante il condizionamento non è prevedibile. In linea generale però si può dire che caratteristica comune alle cavità soggette a condizionamento è l'assenza di emissione di radiazione all'aumentare del campo elettrico applicato fino ad un valore, detto valore di soglia, situato intorno a 5MV/m.

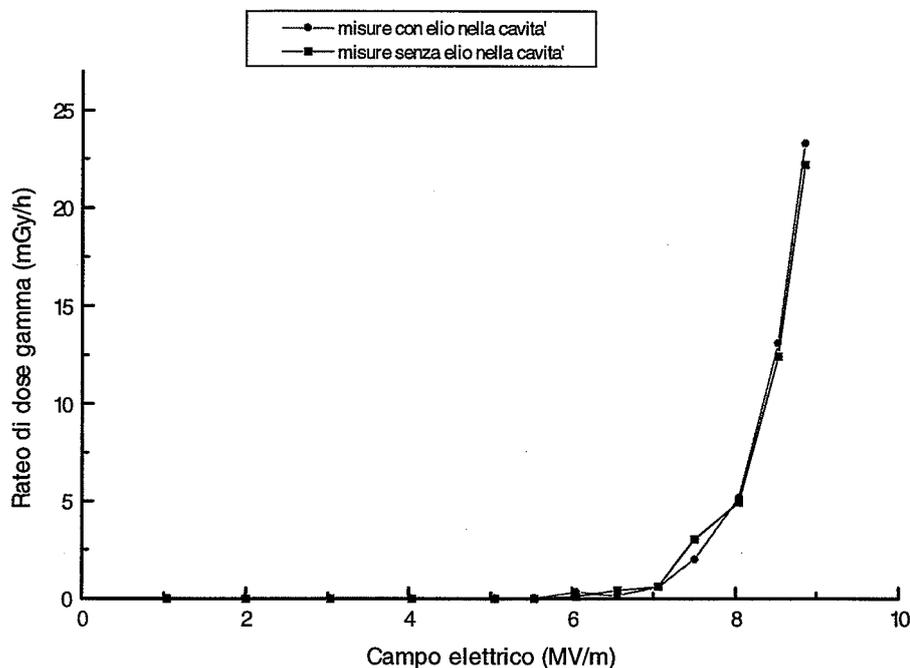
La dose neutronica, misurata tramite un insieme di rivelatori a bolle esposti nelle 24 ore di condizionamento ad una distanza di 10 cm dal coperchio del criostato, ha fornito il valore di $7.1 \pm 2 \mu\text{Sv/h}$. L'ordine di grandezza per la differenza tra il rateo di dose gamma e neutronica è quindi un fattore 10^4 .

5.2.2 MISURE DI RATEO DI DOSE GAMMA E NEUTRONICA PRODOTTA DA UN MODULO

Una volta assemblate 4 cavità in un modulo, esso deve essere testato e sottoposto ad un nuovo processo di condizionamento. I test di condizionamento, effettuati in zone opportunamente schermate di edifici in superficie, vengono poi ripetuti una volta i moduli siano stati installati nel LEP.

Alcune misure volte a determinare il rateo di dose gamma e neutronica nell'ambiente circostante un modulo sottoposto a condizionamento, sono state eseguite a mezzo della camera a ionizzazione per alte dosi, che verrà descritta in appendice B, e tramite un insieme di rivelatori a bolle. Lo schema in Figura 5.5 illustra le varie posizioni di misura: i valori di dose gamma e di dose neutronica lungo il lato del modulo, valutati rispettivamente tramite rivelatori PAD (vedere appendice B) e pastiglie di zolfo, non hanno dato risultati superiori al limite di rivelazione dei rispettivi dosimetri tranne le alanine poste sugli assorbitori in rame alle estremità del modulo che hanno registrato una dose integrata rispettivamente pari a 50 Gy (A 11) e 80 Gy (A 12). Il modulo esaminato è stato seguito per un totale di circa 24 ore mentre era sottoposto ad un campo di 43 MV (potenza sui klystrons pari a 155 MW). Il rateo di dose emesso in corrispondenza delle estremità di un modulo è maggiore del rateo di dose su una cavità singola e spesso si riscontra una differenza tra i livelli trovati alle due estremità.

Figura 5.4. Evoluzione del rateo di dose emesso dalla cavità n. 50.3 in funzione del campo elettrico applicato in caso di presenza o assenza di elio nella cavità.



Questo effetto è chiaramente visibile in Figura 5.6 dove viene riportato il rateo di dose gamma in funzione del tempo di condizionamento. Le oscillazioni del valore di rateo di dose gamma possono essere dovute sia ad un calo di potenza dei klystron sia ad una momentanea perdita di accordo di risonanza delle 4 cavità.

Sul medesimo modulo è stato eseguito un controllo dell'incremento di rateo di dose all'aumentare del campo elettrico applicato: il risultato, riportato in Figura 5.7, mostra che analogamente a quanto succede per una singola cavità esiste un valore di soglia (intorno ai 4.5 MV/m) per l'emissione di radiazione al di là del quale si ha un incremento, in questo caso non monotono, fino al valore massimo di dose raggiunto in corrispondenza del valore massimo di campo (6.55 MV/m corrispondente a 44.5 MV).

Figura 5.5. Schema delle misure eseguite su un modulo sottoposto a condizionamento: A = dosimetro PAD, Z = pastiglia di zolfo (diametro 50 mm, spessore 10 mm), CI = camera a ionizzazione per alte dosi, F = posizione dei fogli ad attivazione.

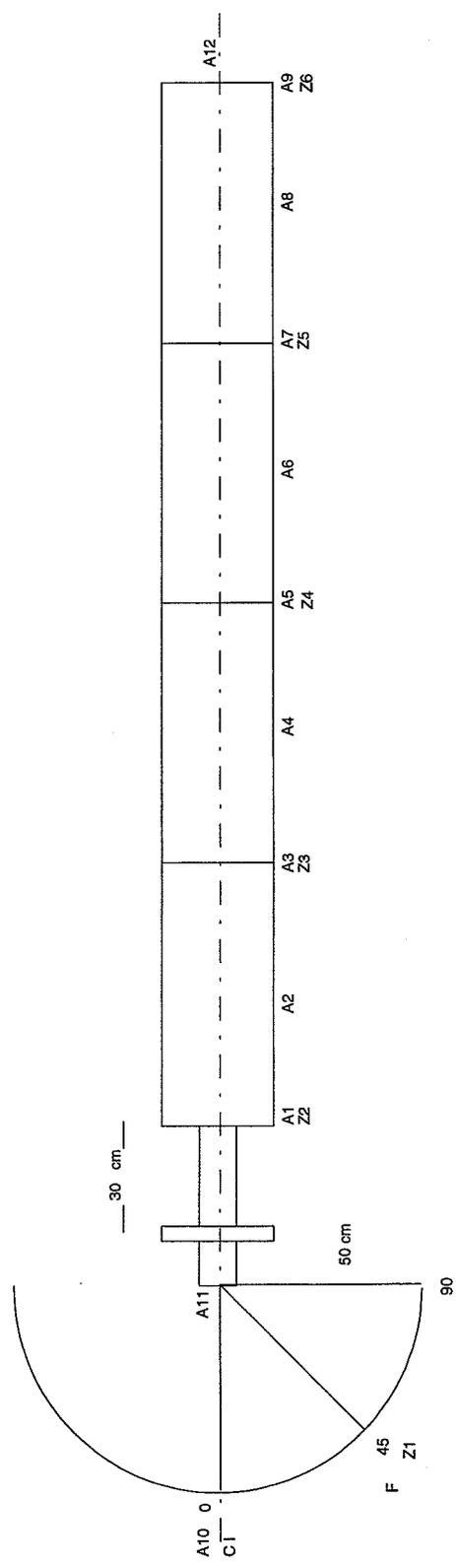


Figura 5.6. Rateo di dose gamma misurato alle due estremità di un modulo sottoposto a condizionamento (campo elettrico applicato sul modulo pari a 43 MV).

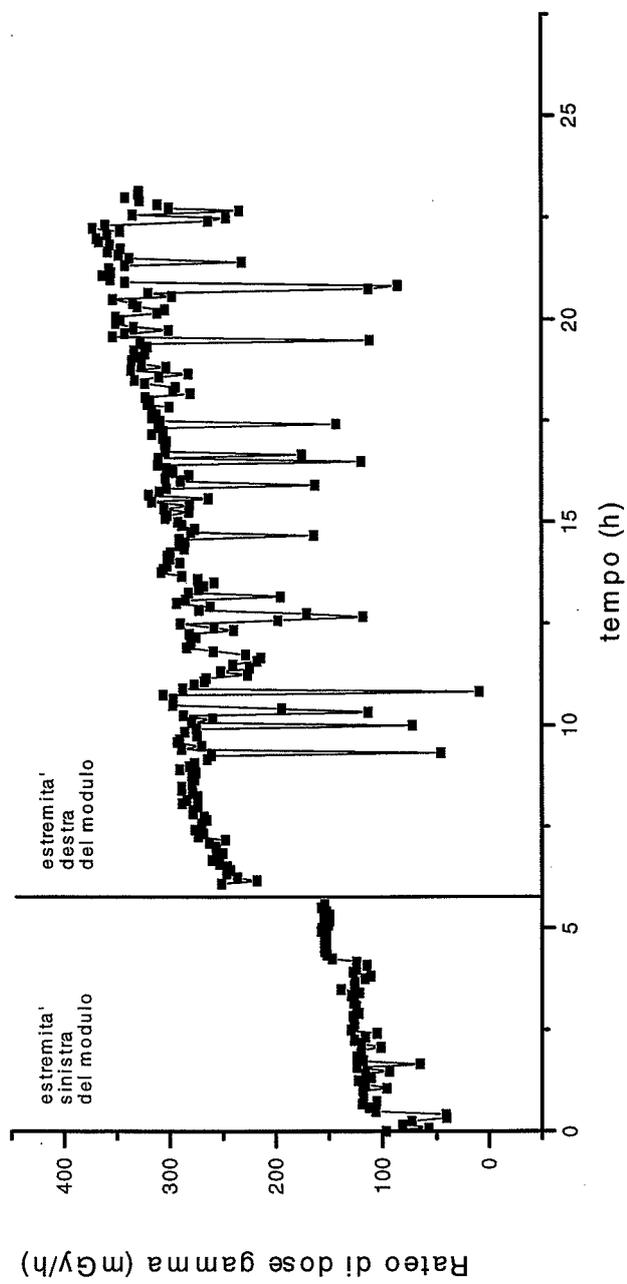
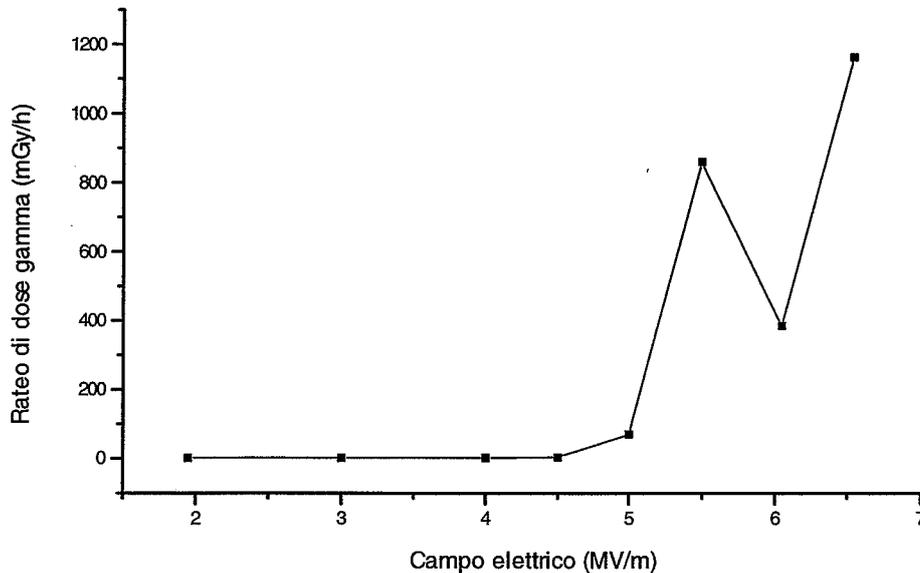


Figura 5.7. Rateo di dose gamma misurato ad una estremità di un modulo sottoposto a condizionamento in funzione del campo elettrico applicato.



Al fine di separare la componente termica del flusso da quella epitermica, un insieme di rivelatori ad attivazione è stato posto ad una distanza di 80 cm dal blocco di rame a circa 45 gradi rispetto all'asse del modulo (vedere schema in Figura 5.5). I materiali, scelti in funzione della disponibilità, del tempo di dimezzamento dei radionuclidi prodotti, nonché delle soglie di attivazione, sono elencati in Tabella 5.3 con alcune delle loro caratteristiche. Si è riscontrata attivazione solo sull'oro e sull'indio, che hanno fornito rispettivamente i seguenti valori di flusso termico ed epitermico:

Oro:

Flusso termico

$$22.3 \pm 2.2 \text{ (n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}\text{)}$$

Flusso epitermico

$$1830 \pm 180 \text{ (n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}\text{)}$$

Indio:

Flusso termico

$$18.4 \pm 1.8 \text{ (n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}\text{)}$$

flusso epitermico

$$2880 \pm 280 \text{ (n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}\text{)}$$

5.2.3 MISURE DELLA RADIAZIONE PRODOTTA DURANTE I TEST DEI MODULI NEL TUNNEL DEL LEP

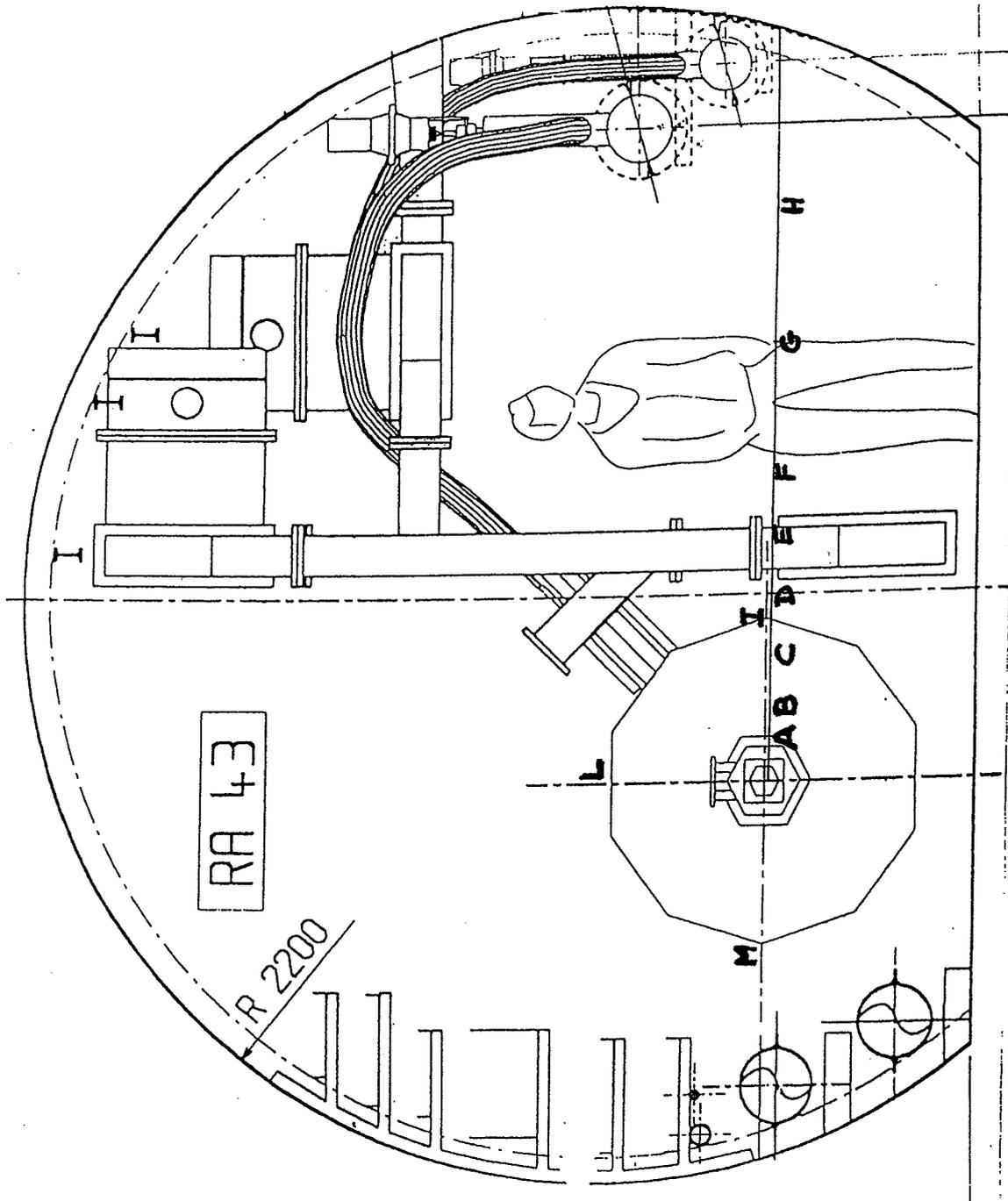
Alcune misure sono state eseguite intorno ai moduli di cavità a radiofrequenza superconduttrici al punto 4 del LEP allo scopo di determinare il rischio radiologico in caso di intervento su un modulo o su una valvola da vuoto, o per il passaggio di personale nel tunnel, al termine di funzionamento del LEP o alla fine dei test. Le misure sono state eseguite subito dopo il termine di test RF a piena potenza, ovvero rispettivamente dopo un intervallo rispettivamente di 25 minuti e 45 minuti nelle due sezioni diritte del punto 4 (RA 43 e RA 47).

A seconda delle condizioni di test (valvola aperta o chiusa, potenza utilizzata, ecc.) si trovano valori di rateo di dose differenti sui vari moduli. In Tabella 5.4 viene riportato un esempio dei valori misurati a varie distanze dall'estremità del modulo in corrispondenza di uno dei moduli più attivi in RA43 e RA47; le posizioni si riferiscono alla Figura 5.8. Le sezioni dove sono installati i moduli RF sono definite zone controllate durante i periodi di accesso al tunnel secondo il Manuale di Radioprotezione del CERN [RAD96].

Tabella 5.4. Rateo di dose a varie distanze dall'estremità del modulo di due moduli situati in RA43 e in RA47 (punto 4 LEP). Misura eseguita rispettivamente a 25 e 45 minuti dal termine dei test a piena potenza.

POSIZIONE	DISTANZA (cm)	RATEO DI DOSE (μ Sv/h)	
		RF 433	RF 472
A	a contatto	240	-
B	10	180	300
C	30	50	-
D	50	25	-
E	75	12	-
F	100	10	-
G	150	5	-
H	200	3	-
I	lato passaggio	30	40
L	alto	18	30
M	lato cavi	30	40

Figura 5.8. Posizioni relative al modulo RF per le misure riportate in Tabella 5.4.



Alcune misure di decrescita nel tempo dell'attività residua su un assorbitore di rame posto all'uscita di un modulo sono state eseguite con lo scopo di determinare un periodo di attesa medio prima di permettere interventi di manutenzione sull'estremità del modulo o sulle valvole da vuoto poste all'uscita del modulo e che spesso risultano attivate. Il funzionamento del modulo prima della misura aveva i seguenti parametri: potenza variabile tra 187 kW e 230 kW, campo elettrico variabile tra 6.1 e 6.4 MV/m, durata dell'irradiazione 16 ore.

Le misure di rateo di dose sono state eseguite tramite una camera a ionizzazione portatile Babyline tipo 61 a 10 cm dal punto più accessibile dell'assorbitore. Iniziando le misure a 3 minuti dal termine dell'irraggiamento si è ottenuta la curva riportata in Figura 5.9: per una attesa maggiore di 70 ore dalla fine dell'irraggiamento non si rivela più una diminuzione significativa del rateo di dose. La Figura 5.10, dove per chiarezza vengono riportati i valori della prima ora di decrescita, mostra che si ha un fattore 10 di diminuzione nel rateo di dose dopo circa 40 minuti dal termine dell'irraggiamento.

Figura 5.9. Diminuzione dell'attività indotta sull'assorbitore in rame posto dietro la valvola di un modulo RF in funzione del tempo dalla fine dell'irraggiamento.

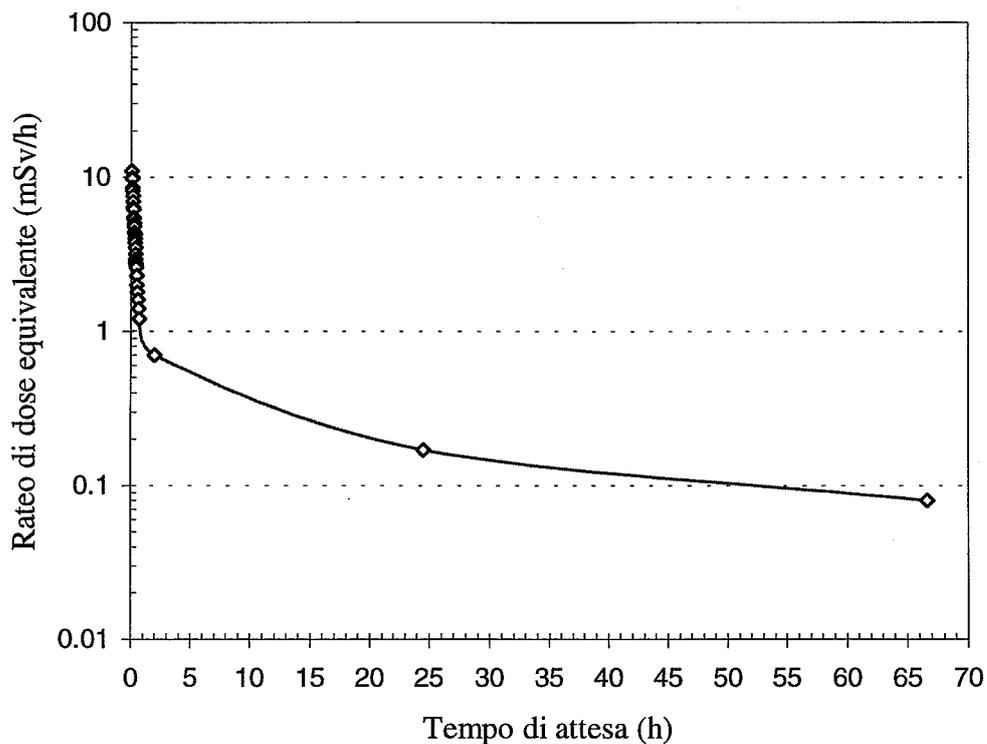
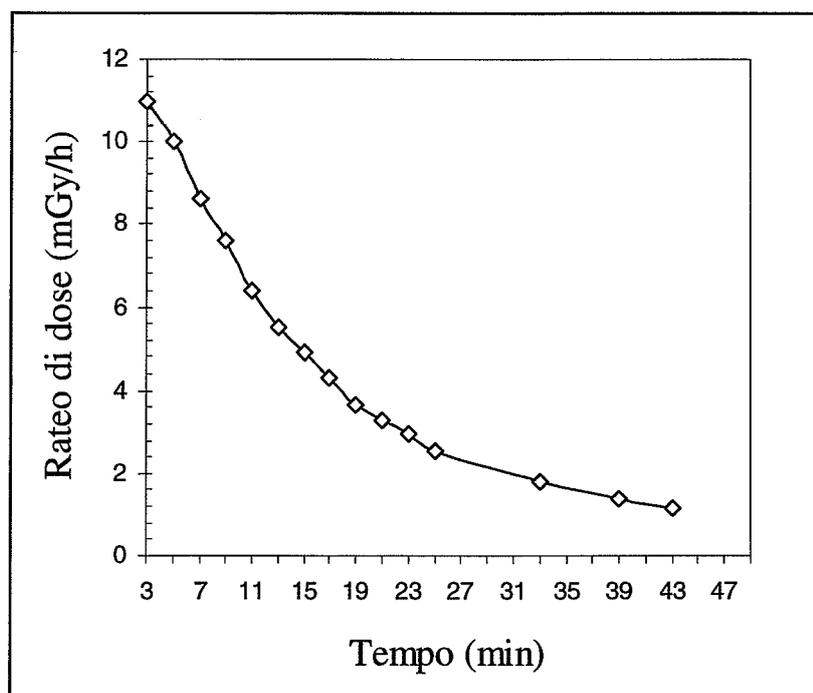


Figura 5.10. Diminuzione dell'attività indotta sull'assorbitore di rame posto dietro la valvola di un modulo RF durante la prima ora dal termine dell'irraggiamento.



5.2.4 RADIOATTIVITÀ INDOTTA

Come già descritto nel primo paragrafo di questo capitolo, l'attività indotta che si riscontra sui moduli RF è dovuta ad elettroni che vengono estratti dalle pareti delle cavità e che vengono accelerati fino ad una energia di circa 40 MeV. Questa energia è superiore alle soglie di produzione di neutroni, che variano tra 10 e 19 MeV per i nuclei leggeri e tra 4 e 6 MeV per i nuclei più pesanti. Come conseguenza dell'incidenza di questi elettroni su materiali si ha la produzione di una cascata elettromagnetica e attivazione del materiale a causa delle reazioni indotte da fotoni e da neutroni. I materiali soggetti a questa attivazione sono le valvole da vuoto (principalmente costituite da acciaio inossidabile tipo 316L) e gli assorbitori di rame (tipo OFHC) posti sull'asse all'uscita del modulo durante il condizionamento del modulo stesso.

Sono state dunque eseguite due misure di spettrometria gamma rispettivamente su un assorbitore in rame e su un pezzo di acciaio proveniente da un'estremità del modulo RF. La composizione del rame è data nella Tabella 5.5, mentre quella dell'acciaio 316L è data nella Tabella 4.3 del capitolo 4. La misura è stata eseguita circa 14 giorni dopo il termine dei test e quindi nessun radioisotopo con tempo di dimezzamento inferiore ad 1 giorno è stato considerato nell'analisi.

Tabella 5.5. Composizione del rame OFHC. La concentrazione totale dei 7 elementi As, Sb, Bi, Se, Te, Sn e Mn è inferiore a 40 ppm. La percentuale totale di rame è 99.99%.

Elemento	Ca	P	S	Zn	Hg	Pb	Se	Te	Bi	O
Composizione (ppm)	1	3	18	1	1	10	10	10	10	10

Le misure, eseguite tramite un rivelatore HpGe (Intertechnique, modello EGPC 18, 22% di efficienza relativa a 1.33 MeV) connesso ad una catena Silena (alta tensione modello 7716 e amplificatore modello 7611/L), sono state analizzate tramite il programma Intergamma (di Intertechnique, commercializzato da Bächli Instruments, CH).

Il risultato della misura sul campione di rame è riportato in Figura 5.11 e in Tabella 5.6, dove sono elencati i principali radionuclidi trovati e le reazioni di produzione. Per quanto riguarda il campione di acciaio 316L (spettro gamma riportato in Figura 5.12), le emissioni provengono principalmente dall'attivazione del ferro che costituisce l'elemento più abbondante (circa 75%) nell'acciaio: la Tabella 5.7 riassume tutti i radioisotopi identificati, alcune loro caratteristiche e le reazioni di produzione principali elencate in ordine di probabilità decrescente.

Tabella 5.6. Caratteristiche principali e reazioni di produzione dei radionuclidi identificati in un campione di rame costituente un assorbitore durante i test dei moduli RF.

Radionuclidi	T _{1/2}	Principali emissioni γ keV (%)	Reazioni di produzione
⁴⁰ K	1,28E9 y	1460,8 (10,7)	Naturale ⁴⁰ Ca(n,p) ⁴² Ca(γ ,pn) ⁴³ Ca(γ ,p2n)
⁵⁴ Mn	312,5 d	834,8 (100)	⁵⁵ Mn(γ ,n)
⁵⁶ Co	78,76 d	846,7 (99,9) 1037,8 (14,1) 1238,3 (67) 1771,3 (15) 2031,9 (7,78) 2598,5 (17)	
⁵⁷ Co	271,5 d	122,1 (85,6) 136,5 (10,6)	⁶³ Cu(γ ,2p4n)
⁵⁸ Co	70,78 d	810,8 (99,4) 1674,7 (0,54)	⁶³ Cu(γ ,2p3n)
⁶⁰ Co	5,272 y	1173,2 (99,9) 1332,5 (100)	⁶³ Cu(γ ,2pn) ⁶⁵ Cu(γ ,2p3n)
⁶⁵ Zn	244,1 d	1115,5 (50,7)	⁶⁶ Zn(γ ,n) ⁶⁷ Zn(γ ,2n) ⁶⁸ Zn(γ ,3n) ⁶⁶ Zn(n,2n) ⁶⁷ Zn(n,3n)
⁷² Se	8,4 d	834 (91,3) 2201,7 (0,56)	⁷⁴ Se(γ ,n) ⁷⁶ Se(γ ,3n) ⁷⁴ Se(n,2n)
⁷⁵ Se	119,8 d	121,1(17,3) 136 (59)	⁷⁶ Se(γ ,n) ⁷⁷ Se(γ ,2n) ⁷⁸ Se(γ ,3n) ⁷⁶ Se(n,2n) ⁷⁷ Se(n,3n)
⁷⁴ As	17,48 d	595,8 (60,3) 634,8 (15,1) 1204,3 (0,27)	⁷⁵ As(γ ,n) ⁷⁶ Se(γ ,pn) ⁷⁷ Se(γ ,p2n) ⁷⁸ Se(γ ,p3n) ⁷⁴ Se(n,p) ⁷⁵ As(n,2n) ⁷⁶ Se(n,p2n)
¹²⁰ Sb	5,76 d	1113,4 (1,30) 1171,7 (100)	¹²¹ Sb(γ ,n) ¹²³ Sb(γ ,3n) ¹²² Te(γ ,pn) ¹²³ Te(γ ,p2n) ¹²⁴ Te(γ ,p3n) ¹²¹ Sb(n,2n) ¹²² Te(n,p2n) ¹²⁰ Te(n,p)
²⁰⁷ Bi	33,4 y	569,7 (97,8) 1063,6 (74,9) 1770,2 (6,85)	²⁰⁹ Bi(γ ,2n) ²⁰⁹ Bi(n,3n)

Tabella 5.7. Caratteristiche principali e reazioni di produzione dei radionuclidi identificati in un campione di acciaio inossidabile (tipo 316L) prelevato da un'estremità di un modulo RF.

Radionuclidi	T _{1/2}	Principali emissioni γ keV (%)	Reazioni di produzione
⁴⁰ K	1,28E9 y	1460,8 (10,7)	Naturale
⁴⁸ V	15,94 d	983,5 (100) 1312,1 (97,5) 2240,3 (2,41)	⁵⁰ Cr(γ ,pn) ⁵² Cr(γ ,p3n) ⁵⁰ Cr(n,p2n)
⁵¹ Cr	27,7 d	320,1 (9,83)	⁵² Cr(γ ,n) ⁵³ Cr(γ ,2n) ⁵⁴ Cr(γ ,3n) ⁵⁵ Mn(γ ,p3n) ⁵⁴ Fe(γ ,2pn) ⁵⁶ Fe(γ ,2p3n) ⁵² Cr(n,2n) ⁵³ Cr(n,3n) ⁵⁴ Cr(n,4n)
⁵² Mn	5,6 d	1333,6 (5,07) 1434,1 (100)	⁵⁵ Mn(γ ,3n) ⁵⁴ Fe(γ ,pn) ⁵⁶ Fe(γ ,p3n) ⁵⁵ Mn(n,4n) ⁵⁴ Fe(n,p2n)
⁵⁴ Mn	312,2 d	834,8 (100)	⁵⁵ Mn(γ ,n) ⁵⁶ Fe(γ ,pn) ⁵⁷ Fe(γ ,p2n) ⁵⁸ Fe(γ ,p3n) ⁵⁵ Mn(n,2n) ⁵⁴ Fe(n,p) ⁵⁶ Fe(n,p2n)
⁵⁶ Ni	6,1 d	750 (49,5) 811,9 (86) 1561,8 (14)	⁵⁸ Ni(γ ,2n) ⁵⁸ Ni(n,3n)
⁵⁷ Ni	36 h	1377,6 (77,9) 1919,4 (0,13)	⁵⁸ Ni(γ ,n) ⁶⁰ Ni(γ ,3n) ⁵⁸ Ni(n,2n) ⁶⁰ Ni(n,4n)
⁵⁶ Co	78,76 d	846,8 (99,9) 1037,8 (14,1) 1238,3 (67) 1771,4 (15,5) 2015,4 (3,03) 2034,9 (7,78) 2593,4 (16,8)	⁵⁹ Co(γ ,3n) ⁵⁸ Ni(γ ,pn) ⁶⁰ Ni(γ ,p3n) ⁵⁹ Co(n,4n) ⁵⁸ Ni(n,p2n)
⁵⁷ Co	271,3 d	122,1 (85,6) 136,5 (10,6) 692,0 (0,16)	⁵⁹ Co(γ ,2n) ⁵⁸ Ni(γ ,p) ⁶⁰ Ni(γ ,p2n) ⁶¹ Ni(γ ,p3n) ⁵⁹ Co(n,3n) ⁵⁸ Ni(n,pn)

Tabella 5.7. Continuazione

Radionuclidi	T _{1/2}	Principali emissioni γ keV (%)	Reazioni di produzione
⁵⁸ Co	70,78 d	810,8 (99,4) 863,9 (0,74) 1674,7 (0,54)	⁵⁹ Co(γ ,n) ⁶⁰ Ni(γ ,pn) ⁶¹ Ni(γ ,p2n) ⁶² Ni(γ ,p3n) ⁵⁹ Co(n,2n) ⁵⁸ Ni(n,p) ⁶⁰ Ni(n,p2n)
⁶⁰ Co	5,272 y	1173,2 (99,9) 1332,5 (100)	⁶¹ Ni(γ ,p) ⁶² Ni(γ ,pn) ⁶⁴ Ni(γ ,p3n) ⁶⁰ Ni(n,p) ⁶¹ Ni(n,pn) ⁶² Ni(n,p2n)
⁸⁸ Y	106,6 d	898 (94) 1836 (99,4)	⁹² Mo(γ ,3pn)
⁹¹ Nb ^m	62 d	1204,8 (3,5)	⁹² Mo(γ ,p) ⁹⁴ Mo(γ ,p2n) ⁹⁵ Mo(γ ,p3n) ⁹² Mo(n,pn)
⁹² Nb ^m	10,15 d	934,5 (99,1)	⁹⁴ Mo(γ ,pn) ⁹⁵ Mo(γ ,p2n) ⁹⁶ Mo(γ ,p3n) ⁹⁴ Mo(n,p2n)
⁹⁵ Nb	34,97 d	764,8 (99,9)	⁹⁶ Mo(γ ,p) ⁹⁷ Mo(γ ,pn) ⁹⁸ Mo(γ ,p2n) ⁹⁵ Mo(n,p) ⁹⁶ Mo(n,pn) ⁹⁷ Mo(n,p2n)
⁹⁹ Mo	66 h	140,5 (90,7)	¹⁰⁰ Mo(γ ,n) ¹⁰⁰ Mo(n,2n)

Figura 5.11. Risultato della misura di spettrometria gamma effettuata sul campione di rame OFHC.

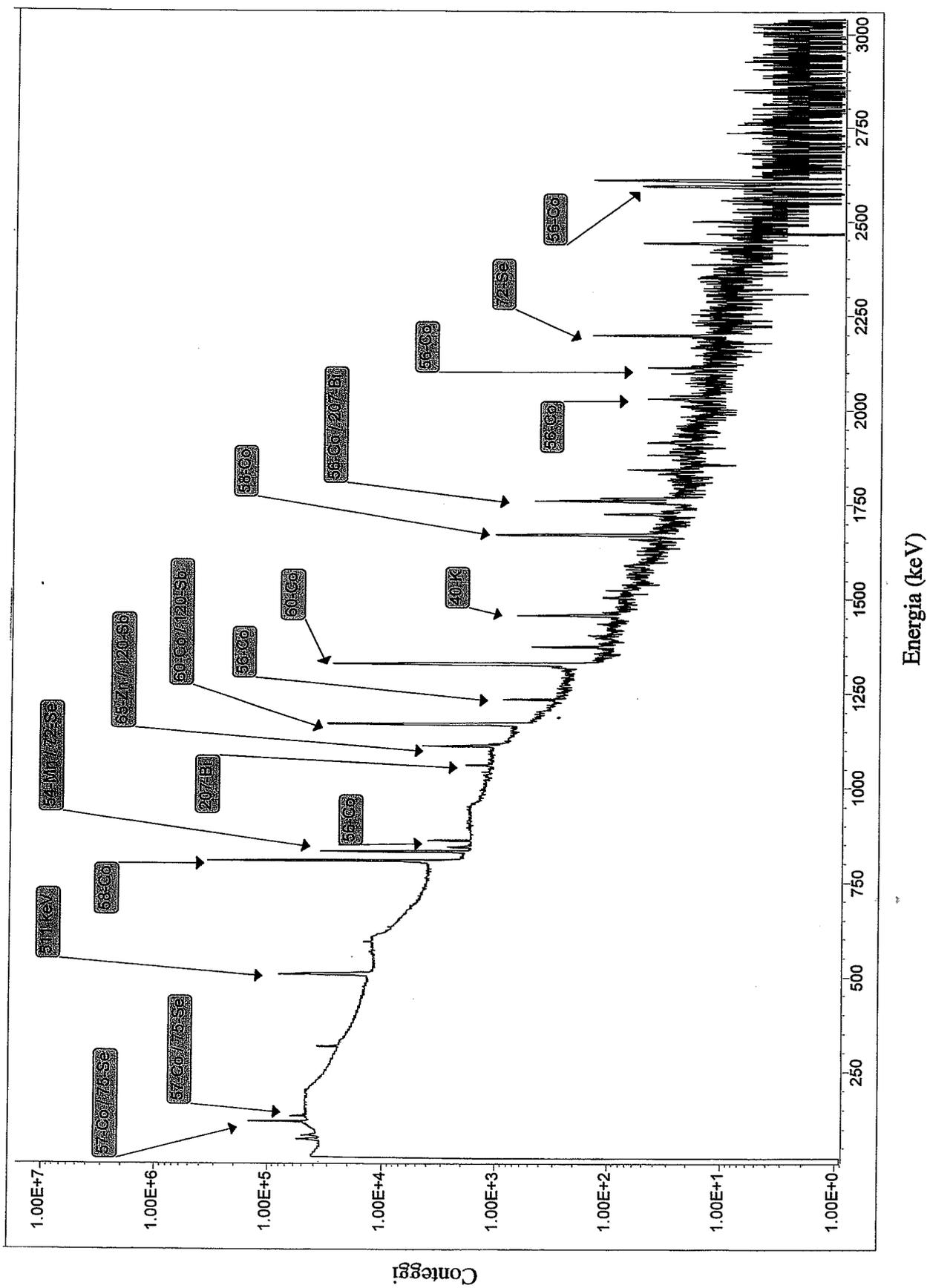
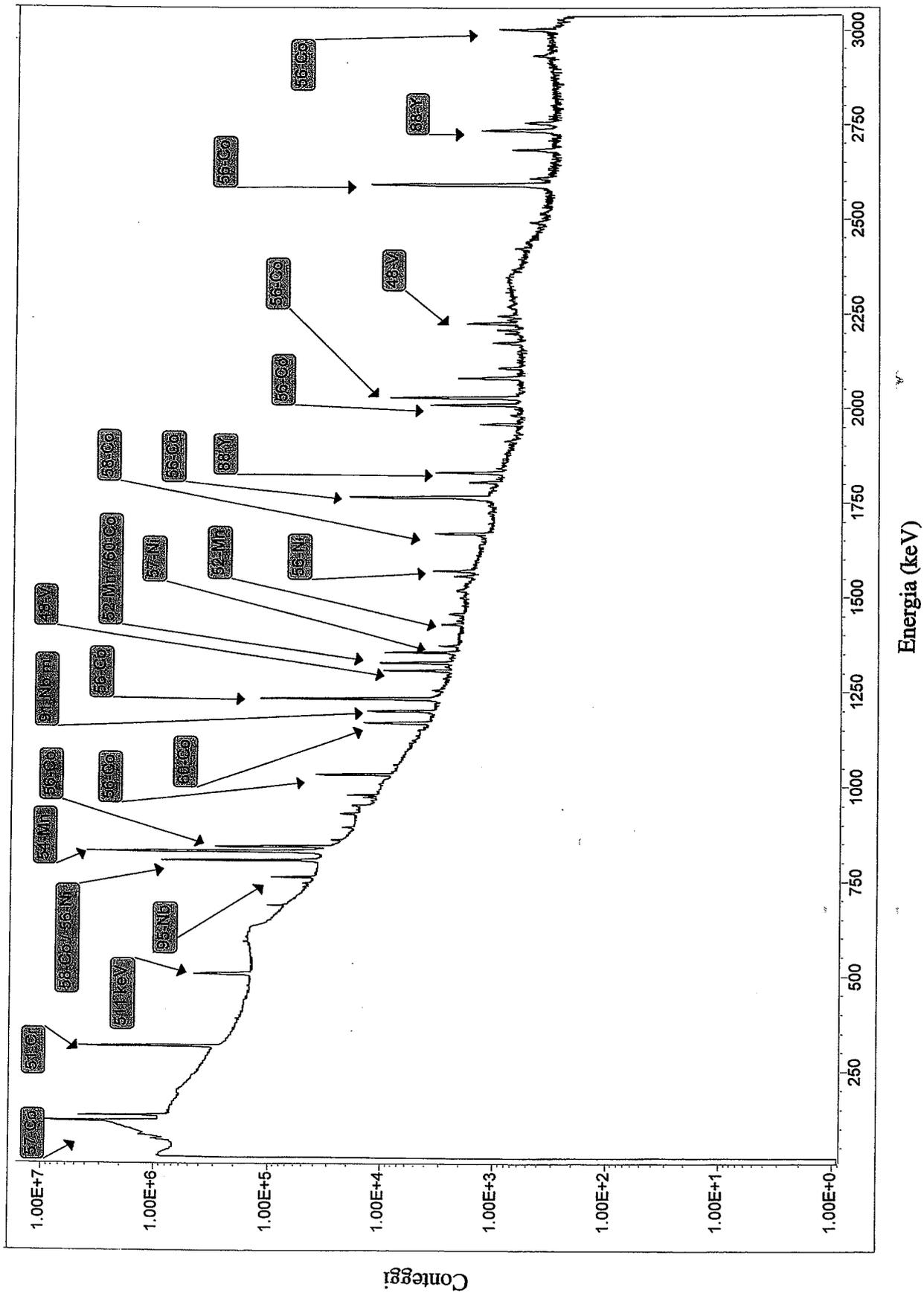


Figura 5.12. Risultato della misura di spettrometria gamma effettuata sul campione di acciaio inossidabile (316L).



CAPITOLO 6

EFFETTI SECONDARI DELLA RADIAZIONE DIFFUSA

6.1 PRODUZIONE DI NEUTRONI NEL TUNNEL

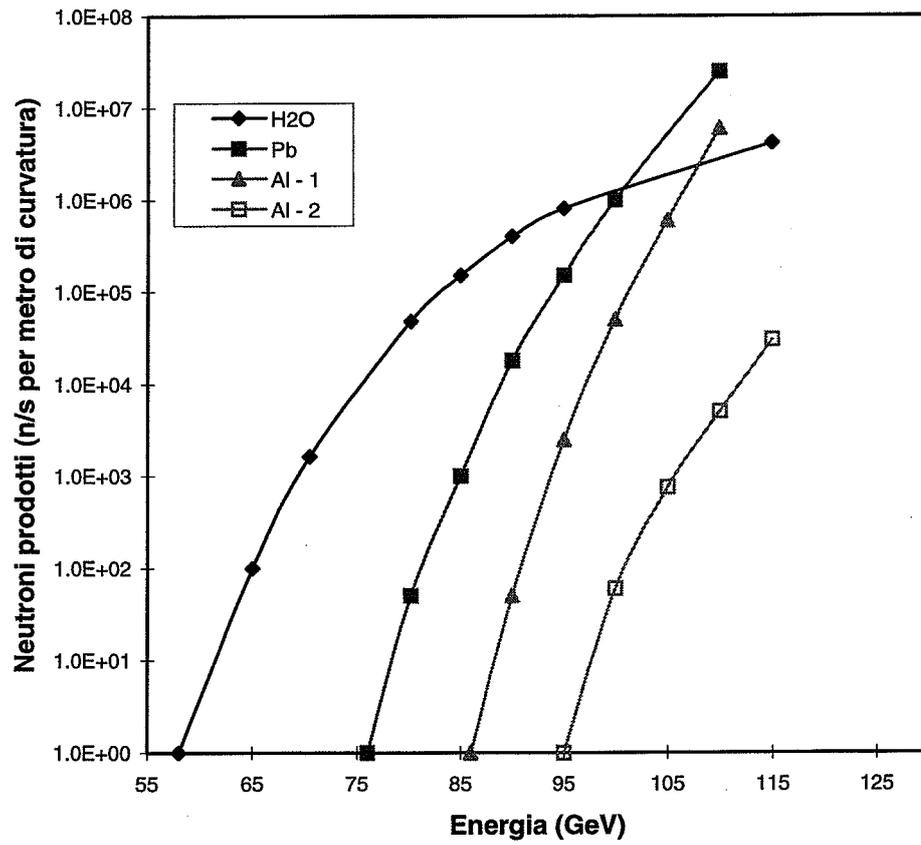
In previsione dell'installazione del LEP, nel 1979 era stata eseguita una simulazione con il codice di calcolo EGS degli effetti della radiazione di sincrotrone sui materiali dell'acceleratore; essa aveva concluso che le componenti di alta energia della radiazione di sincrotrone generata nel tunnel avrebbero potuto produrre neutroni, nei materiali investiti dalla radiazione, come effetto del fenomeno di risonanza gigante [Nel79]. In base a queste previsioni, era stato determinato che la resa maggiore di produzione di neutroni nel tunnel dovesse provenire dalle tracce di deuterio contenute nell'acqua di raffreddamento della camera a vuoto del LEP. La produzione di neutroni diventa significativa a partire da circa 80 GeV, valore di energia dei fasci di elettroni e positroni per cui la radiazione di sincrotrone nelle sezioni curve viene emessa con una energia critica pari a circa 370 keV. Intorno a questa energia di fascio, come si può notare nella Figura 6.1, la produzione di neutroni nell'acqua è vari ordini di grandezza maggiore del rispettivo valore per gli altri materiali investiti dalla radiazione di sincrotrone (l'alluminio costituente la camera a vuoto e il piombo che la riveste).

Una misura di neutroni nel tunnel pone particolari problemi a causa dell'elevato rateo di dose gamma. Infatti in primo luogo nel tunnel è impossibile l'utilizzo di rem counter classici per la misura dell'equivalente di dose ambiente in quanto verrebbero danneggiati dall'elevato livello di radiazione esistente nel tunnel; secondariamente, i rem counter, in ogni caso, non sono completamente insensibili ai gamma e quindi la risposta verrebbe inficiata dalla componente gamma. L'impiego di rivelatori a bolle, già utilizzati nelle misure di neutroni intorno alle cavità a radiofrequenza, è impossibile in quanto la loro permanenza nel tunnel sarebbe troppo lunga rispetto alle specifiche di utilizzo indicate dal produttore (qualche ora).

Si sono quindi studiate modalità alternative per la valutazione del rateo di dose da neutroni, aventi i seguenti requisiti:

- dato che ogni misura viene eseguita senza interferire con il normale funzionamento del LEP, qualsiasi metodica deve tenere conto dell'impossibilità di effettuare misure troppo brevi o viceversa che richiedano tempi di irraggiamento troppo lunghi;
- dato l'elevato campo di radiazione gamma, la metodica deve essere insensibile ai gamma;

Figura 6.1. Resa di produzione di neutroni nel tunnel del LEP per effetto della radiazione di sincrotrone incidente sulla camera a vuoto. Calcolo effettuato tramite il codice EGS per un tratto di camera a vuoto situato in una sezione curva [Nel79].

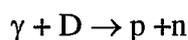


- per questioni di sicurezza e di praticità l'esperienza non deve coinvolgere apparecchiature o materiali troppo voluminosi.

L'impiego della tecnica di determinazione assoluta del rateo di fluenza neutronica basata su un bagno di manganese [IAEA71] è risultata improponibile data la quantità di soluzione di $MnSO_4$ necessaria per assicurare una probabilità minima di fuga dei neutroni.

La tecnica che si è deciso di impiegare si basa sul fatto che se i neutroni prodotti derivano principalmente dalle tracce di deuterio contenuto nell'acqua di raffreddamento del LEP, una quantità ben definita di deuterio concentrato produrrà un flusso neutronico valutabile tramite la tecnica dei rivelatori ad attivazione.

La reazione sul deuterio è la seguente:



e ha un'energia di soglia pari a 2.22 MeV.

A questo scopo un recipiente di vetro contenente un litro di deuterio puro al 99.9% è stato posto a 5 cm dalla camera a vuoto del LEP, nel piano mediano di un dipolo nella sezione curva nei pressi del punto 4; attorno al recipiente sono stati posti alcuni dischi di oro di 5 cm di diametro e di circa 250 mg/cm² di spessore massico. Le reazioni indotte dai neutroni utilizzate per la determinazione del flusso neutronico sono riportate in Tabella 6.1 con le caratteristiche principali dei prodotti di reazione.

Tabella 6.1. Reazioni indotte dai neutroni sull'oro, utilizzate per la valutazione del flusso neutronico nel tunnel del LEP e principali caratteristiche dei prodotti di reazione.

Reazione	Radionuclide prodotto	T _{1/2}	Energia di soglia (MeV)	Sezione d'urto (mb)
¹⁹⁷ Au(n,2n)	^{196m+g} Au	6.2 d	8.5	2160
¹⁹⁷ Au(n,2n)	^{196m} Au	9.7 h	8.3	150
¹⁹⁷ Au(n,γ)	¹⁹⁸ Au	2.7 d	-	98.8

L'oro è stato scelto in base alle seguenti caratteristiche:

- tempo di dimezzamento dei prodotti di reazione;
- assenza di reazioni interferenti indotte da gamma;
- reperibilità.

Durante il run a 92 GeV sono state ripetutamente effettuate prove sperimentali di attivazione dei fogli di oro. I risultati, riferiti ad periodo di funzionamento a 91.5 GeV e normalizzati al tempo effettivo di irraggiamento all'energia massima, sono i seguenti:

Flusso termico: $3480 \pm 350 \text{ n}/(\text{cm}^2 \text{ s})$
equivalente a $1.3 \cdot 10^{-4} \text{ Sv/h}$ [ICRP74]

Flusso epitermico: $150 \pm 15 \text{ n}/(\text{cm}^2 \text{ s})$
equivalente a $6 \cdot 10^{-6} \text{ Sv/h}$ [ICRP74]

L'interpretazione di queste misure è tuttora in corso. Nell'analisi di questi risultati preliminari bisogna tenere presente che la geometria del sistema di misura non corrisponde alla geometria utilizzata per i calcoli con il programma EGS. Infatti mentre nella simulazione si considerava la componente diretta della radiazione di sincrotrone incidente sulle pareti interne della camera a vuoto, nelle misure sperimentali, ponendo il flacone di deuterio all'esterno della camera a vuoto si valutano gli effetti della componente di radiazione di sincrotrone già diffusa dai materiali costituenti la camera a vuoto. Dal punto di vista pratico comunque è proprio questa componente che interessa in quanto è essa che dà luogo al campo di neutroni nel tunnel insieme ai pochi neutroni che riescono a penetrare lo schermo costituito dai materiali della camera a vuoto.

6.2 PRODUZIONE DI OZONO NELL'ARIA DEL TUNNEL

Il sistema di controllo per la sicurezza dei lavoratori e per il monitoraggio ambientale relativo ad acceleratori di alta energia viene normalmente concepito sulla base del calcolo dei rischi connessi alle radiazioni ionizzanti durante il funzionamento delle macchine o, quando queste ultime sono spente, alla radioattività indotta in materiali e nell'aria (gas radioattivi).

Tuttavia in caso di acceleratori di alta energia non si può trascurare il possibile rischio per la salute umana dovuto all'esposizione a gas tossici presenti nell'aria dei tunnel (O_3 , NO_2 , NO , N_2O , N_2O_3) prodotti per ionizzazione. La produzione è favorita dal fatto che, contrariamente a quanto succede nel processo di radioattivazione, in questo caso non esiste alcun valore di soglia in energia se non quella, peraltro molto modesta, del processo di ionizzazione stesso.

Quindi è necessario procedere alla definizione di un sistema di controllo che preveda la valutazione della concentrazione di gas tossici all'interno degli ambienti dell'acceleratore e ad un monitoraggio delle emissioni di questi gas nell'ambiente. Le indagini vanno principalmente rivolte alla valutazione delle possibili concentrazioni di ozono, che risulta essere il gas più pericoloso non solo per la sua elevata tossicità, ma anche perché atteso in quantità relativamente più abbondante degli altri.

Nella letteratura scientifica sono riportati numerosi studi ed indagini sperimentali effettuate su acceleratori di diversa concezione e differente energia [Cav79, Kan89,

Loo62, Sea68, Wei88, Wil70], tuttavia nessuna installazione può essere comparata al LEP.

6.2.1 FORMAZIONE DELL'OZONO E SUE PROPRIETA'

L'azione dell'ozono sull'uomo dipende da vari fattori: la concentrazione del gas, la durata dell'esposizione, la tolleranza individuale e il tipo di attività svolta durante l'esposizione. L'ozono è un irritante del sistema respiratorio, degli occhi, delle mucose e della pelle. Particolarmente sensibili risultano essere le regioni più basse dei polmoni e le regioni di connessione tra bronchioli e alveoli. L'esposizione acuta ad ozono porta a infiammazioni e congestioni e, solo nei casi più gravi, ad edema polmonare, emorragie e quindi morte. A basse concentrazioni, quando non sono osservabili effetti acuti, l'esposizione all'ozono aumenta la sensibilità ad infezioni causate da batteri [Wei88]. Nei casi di esposizione cronica si possono verificare variazioni nella morfologia e funzionalità polmonare con invecchiamento precoce e predisposizione a formazioni tumorali.

6.2.2 PRODUZIONE DI OZONO TRAMITE IRRAGGIAMENTO: REAZIONI CHIMICHE DI FORMAZIONE

La produzione di ozono per effetto di radiazioni ionizzanti e la conseguente formazione di acido nitrico e nitroso in ambiente umido è un processo complesso che dipende molto dalle condizioni iniziali del sistema, in particolare dalle impurità presenti nell'aria che possono svolgere un ruolo da partners in alcune reazioni radiochimiche [Sea68, Fas82, Fas84, Höf95].

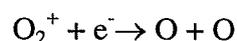
In caso di irraggiamento, l'ozono è prodotto per ionizzazione dell'aria:



Gli ioni N_2^+ possono reagire con molecole di ossigeno per scambio di carica o produrre due atomi di azoto per neutralizzazione:



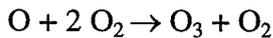
Contemporaneamente, gli ioni O_2^+ si neutralizzano creando due radicali ossigeno, specie altamente reattiva:



Parallelamente si ha:

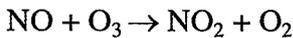


dove il monossido di azoto ha il ruolo di catalizzatore. La produzione di tutti i radicali ossigeno porta all'aumento delle reazioni:



dove una delle molecole di ossigeno ha ruolo di terzo corpo che riceve parte dell'energia cinetica dei prodotti finali di reazione.

All'aumentare delle concentrazioni di ozono e monossido di azoto si ha la reazione di formazione (molto rapida) di biossido di azoto:



In presenza di acqua si possono formare acido nitrico e nitroso (HNO_3 , HNO_2).

L'ozono è un gas instabile ed altamente reattivo: a temperatura ambiente si dissocia e forma ossigeno, caratteristica che lo rende agente ossidante, soprattutto in presenza di umidità. La maggior parte dei metalli sono facilmente attaccati dall'ozono (ad esclusione dell'oro e del platino) e molte plastiche vengono degradate. Alluminio e acciaio inossidabile, materiali normalmente impiegati negli acceleratori, presentano una buona resistenza all'azione ossidante [Fas84].

Nel tunnel del LEP le cause che portano alla dissociazione o eliminazione dell'ozono sono varie: reazioni chimiche, decomposizione per irraggiamento e rimozione dovuta al rinnovo dell'aria, fattore proporzionale al tasso di ventilazione. Si avrà dunque [Fas82, Fas84, Höf95]:

$$dN/dt = IG - \alpha N - kIN - Q N/V \quad [6.1]$$

dove :

- dN/dt = variazione del numero di molecole di ozono in un certo volume [$cm^{-3}s^{-1}$]
- I = energia depositata in aria per ionizzazione per unità di tempo [$eV cm^{-3}s^{-1}$]
- G = numero di molecole di ozono formate per eV [eV^{-1}]
- α = costante di dissociazione dell'ozono [s^{-1}]
- N = concentrazione di ozono al tempo t [cm^{-3}]
- k = costante di decomposizione per irraggiamento [$eV^{-1}cm^{-3}$]
- Q = tasso di ventilazione [cm^3s^{-1}]
- V = volume irraggiato [cm^3]

I valori delle costanti introdotte nella espressione precedente sono di difficile determinazione e in letteratura si trovano valori molto discordanti. Il valore di G (definito come il numero di molecole di una sostanza formate per 100 eV di energia depositata) per la produzione di ozono nell'aria varia molto in letteratura in quanto è molto difficile controllare le reazioni chimiche naturali di dissociazione di O_3 in aria.

Nel caso di un acceleratore di particelle, una ulteriore causa di dissociazione è la irradiazione stessa. Uno studio effettuato a Frascati [Cav79] mostra che la

concentrazione d'ozono a saturazione in un sistema chiuso in cui la ventilazione sia nulla segue la legge:

$$N_{sat} = \frac{IG}{\alpha + kI} \quad [6.2]$$

dove i valori misurati hanno dato $k = 1.4 \cdot 10^{-16} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ e $\alpha = 6.3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

L'aumento della concentrazione d'ozono con l'intensità di corrente del fascio utilizzato per l'irraggiamento è stato trovato essere proporzionale a $I^{0.8}$, risultato sicuramente valido nelle condizioni sperimentali utilizzate in quel lavoro (fascio di elettroni in un sistema chiuso) [Cav79], mentre non è ancora stato eseguito un lavoro sperimentale di conferma sotto altre condizioni (es. radiazione di sincrotrone).

Nel LEP essendo la radiazione di sincrotrone la causa principale di formazione dell'ozono, le zone dell'acceleratore dove si ha maggior produzione sono le sezioni curve dove la diffusione della radiazione X fa sì che l'irraggiamento sia circa uniforme in tutto il tunnel [Fas96, Fat97a, Fat97b, Fat97c]. Un certo volume d'aria è irradiato in modo costante durante il periodo impiegato per attraversare la sezione curva (la velocità dell'aria nel tunnel del LEP è di 1 m/s, il tempo impiegato è circa 2800 s) prima di arrivare alla sezione rettilinea, dove è situato il sistema di estrazione dell'aria. In quest'ultima non si ha produzione diretta di ozono se non in corrispondenza di particolari elementi della macchina che siano sorgenti di radiazione (es. wigglers, cavità RF). Restano ancora da analizzare le zone di iniezione dove sono possibili perdite di fascio e dove il campo di radiazione è relativamente elevato: a questo scopo sono già previste alcune misure alle prossime energie.

6.2.3 DISPERSIONE DELL'OZONO DOPO L'EMISSIONE

Il valore di concentrazione di ozono all'uscita del tunnel è determinato da vari fattori come già illustrato nel paragrafo precedente. Bisogna tenere presente che la configurazione del tunnel e dei camini di emissione rispetto al tunnel stesso è tale che la concentrazione di ozono che si trova all'imbocco del camino è già minore di quella all'uscita della sezione curva del tunnel. Questo perché in primo luogo la concentrazione di ozono diminuisce per contatto con le superfici metalliche nel tunnel; inoltre la formazione di ozono dovuta alla radiazione di sincrotrone che si propaga nelle sezioni dritte, proveniente dalle sezioni curve, o dovuta ad altre sorgenti di radiazione, non è sufficiente a sopperire alla diminuzione nella concentrazione di O_3 dovuta alla dissociazione.

Ulteriore fattore che determina una diminuzione della concentrazione dell'ozono all'uscita dei camini (punti dispari del LEP) rispetto ai valori nel tratto rettilineo del tunnel è la presenza di filtri per l'aria situati nei camini di emissione stessi. Nonostante tutte queste precauzioni, i camini di emissione dell'aria di ventilazione sono stati progettati in modo da assicurare che, in caso di emissione di una concentrazione di ozono elevata, al livello del suolo il valore risulti sufficientemente ridotto.

La massima concentrazione al livello del terreno c_{\max} è proporzionale alla portata di emissione in aria Q_m ed inversamente proporzionale al quadrato dell'altezza effettiva di rilascio h_e (m) [Fas82, Fas84]:

$$c_{\max} = \frac{Q_m}{h_e^2} \quad [6.3]$$

6.2.4 ALTEZZA EFFETTIVA DI RILASCIO

L'altezza effettiva di rilascio dipende da:

- altezza fisica del camino/ciminiera
- velocità di fuoriuscita dei gas
- pressione atmosferica
- velocità del vento

Nel caso del LEP l'altezza dei camini è limitata da fattori "estetici" a 10 m, quindi l'unico parametro controllabile che può assicurare una altezza effettiva di rilascio sufficiente è la velocità di emissione. Tuttavia viene posto un limite anche sulla velocità dell'aria all'uscita del camino pari a 20 m/s, per evitare livelli di rumore troppo elevati [Fas84].

L'altezza effettiva del pennacchio è calcolata come somma tra l'altezza reale del camino h (m) e l'incremento Δh (m) dato dalla formula di Oak Ridge e dipendente dalla velocità di emissione [Fas84]:

$$\Delta h = (1.5 v_s d + k Q_h)/u \quad [6.4]$$

dove

- v_s = velocità di emissione dei gas all'uscita del camino (m/s)
 d = diametro interno del camino (m)
 u = velocità del vento (m/s)
 k = costante

6.2.5 MISURE DI CONCENTRAZIONE DI OZONO NEL TUNNEL DEL LEP

Fino al 1995, quando i fasci di elettroni e positroni circolanti nel LEP avevano energia pari a 45 GeV, i livelli di radiazione di sincrotrone nel tunnel della macchina si sono mantenuti sufficientemente bassi, tanto che le concentrazioni di ozono e ossidi di azoto risultavano sotto il limite di rilevabilità. Solo in particolari posizioni, dove una scarsa areazione coincideva con elementi della macchina che producono un elevato livello di

radiazione (wiggler) si sono potute rivelare concentrazioni non nulle di questi gas [Gab95].

Con l'inizio del programma LEP2 la radiazione di sincrotrone all'interno del tunnel è aumentata considerevolmente sia in potenza sia in energia critica, dato che questi due parametri aumentano rispettivamente con la quarta e la terza potenza dell'energia dei fasci circolanti (vedere capitolo 2). Numerosi studi teorici, effettuati nella fase di progettazione del LEP, riguardano i possibili danni provocati dall'ozono e dagli acidi nitrico e nitroso prodotti contemporaneamente durante il funzionamento della macchina: il primo come già descritto rappresenta un rischio per la salute umana, i secondi producono danni alle apparecchiature data la loro alta reattività [Höf95, Fas82, Fas84, Höf81, Ric80]. Tuttavia, la determinazione delle concentrazioni di questi gas nell'aria del tunnel non deve basarsi unicamente su questi calcoli, in quanto numerosi parametri sono stati cambiati nel corso della costruzione della macchina e le condizioni attuali risultano differenti dai valori assunti per le valutazioni teoriche. Inoltre un modello teorico non risulta mai perfettamente corrispondente alla realtà.

Una misura sperimentale si è resa quindi necessaria per assicurare una efficiente protezione dei lavoratori da possibili esposizioni a ozono e per stabilire i possibili danni alle apparecchiature.

6.2.6 STRUMENTAZIONE

Il principio su cui si basa la rivelazione della concentrazione di ozono è la spettrofotometria e in particolare l'assorbimento di luce ultravioletta (UV) da parte delle molecole di ozono. Le molecole di ozono presenti nel campione da analizzare assorbono parte dei raggi UV emessi da una lampada a vapori di mercurio (92% di emissione a 254 nm). La concentrazione di ozono nel campione è determinata dal confronto della radiazione trasmessa in misure successive e alternate del campione stesso e di un campione di riferimento avente contenuto di ozono noto. L'attenuazione dipende solo dalla lunghezza del percorso, dalla concentrazione dell'ozono e dalla lunghezza d'onda della luce inviata e segue la legge di Beer-Lambert:

$$I = I_0 \exp(-x L C) \quad [6.5]$$

dove

- I = intensità della luce alla concentrazione superiore
- I_0 = intensità della luce alla concentrazione inferiore (di riferimento)
- C = differenza tra le concentrazioni
- L = lunghezza del cammino percorso dai raggi UV
- x = coefficiente di assorbimento specifico.

I vantaggi di questo metodo di rivelazione risiedono nel fatto che l'attenuazione della luce in linea di principio non è influenzata da altre sostanze e che la misura avviene in tempi brevi; non si ha quindi dipendenza rispetto al flusso di aria aspirata che di volta in volta viene fissato. Inoltre non si ha dipendenza da temperatura e pressione

atmosferica in quanto l'assorbimento si basa sulla natura della molecola di ozono stessa. Tuttavia vi sono un certo numero di possibili fattori che vanno regolati attraverso apposite calibrazioni e che sono la maggior fonte di incertezza intrinseca nella misura: i principali sono la stabilità di emissione, in intensità e lunghezza d'onda, della sorgente di raggi UV e la sensibilità del rivelatore.

Gli strumenti utilizzati per l'esperienza condotta nel tunnel del LEP sono due sistemi di monitoraggio di ozono DASIBI: 1) modello 1003AH fornito dai Laboratori Nazionali di Frascati (dell'INFN); 2) modello 1108 fornito dalla sezione di monitoraggio ambientale del CERN. Il secondo modello, più recente (1987), contiene una elettronica più potente e una tecnologia ottica avanzata.

6.2.7 RISULTATI OTTENUTI

Le misure sono state effettuate nella sezione curva R42 al punto 4 del LEP. I due monitor sono stati installati all'interno del tunnel, protetti da eventuali danni da radiazioni da uno schermo di 5 cm di piombo. L'acquisizione dei dati è avvenuta tramite dei registratori a carta. Una cinepresa installata di fronte al display del modello 1003AH ha permesso di valutare anche le fluttuazioni istantanee dei valori di concentrazione. Per il campionamento sono stati utilizzati tubi di polietilene con filtri per la polvere, posizionati all'altezza della camera a vuoto dell'acceleratore. La Tabella 6.2 riassume la sensibilità degli strumenti e i valori di concentrazione di ozono registrati.

Tabella 6.2. Sensibilità degli strumenti utilizzati e risultati ottenuti per le misure effettuate al punto 4 del LEP.

Monitor	Sensibilità (ppm)	Concentrazione di ozono (ppm)
DASIBI 1003AH	0.001 - 1	< 0.005
DASIBI 1108	0.001 - 2	< 0.01

Come si può notare i valori di concentrazione ottenuti sono molto prossimi ai limiti di rilevabilità degli strumenti. Dati questi risultati e i limiti di esposizione massima a questo gas, come riportati nell'appendice A, non è stato fissato per ora alcun limite di attesa temporale per l'accesso al tunnel del LEP dopo un periodo di funzionamento della macchina.

CAPITOLO 7

PROSPETTIVE FUTURE: SCAVI PER LHC

7.1 IL LARGE HADRON COLLIDER (LHC)

Come già brevemente illustrato nell'introduzione, il complesso di acceleratori esistente attualmente al CERN verrà riutilizzato, una volta opportunamente adattato, per il futuro collisore di adroni: il Large Hadron Collider (LHC). La realizzazione di LHC è prevista entro il 2005: esso sarà installato nello stesso tunnel ora occupato dal LEP e in particolare utilizzerà la stessa catena di acceleratori iniettori.

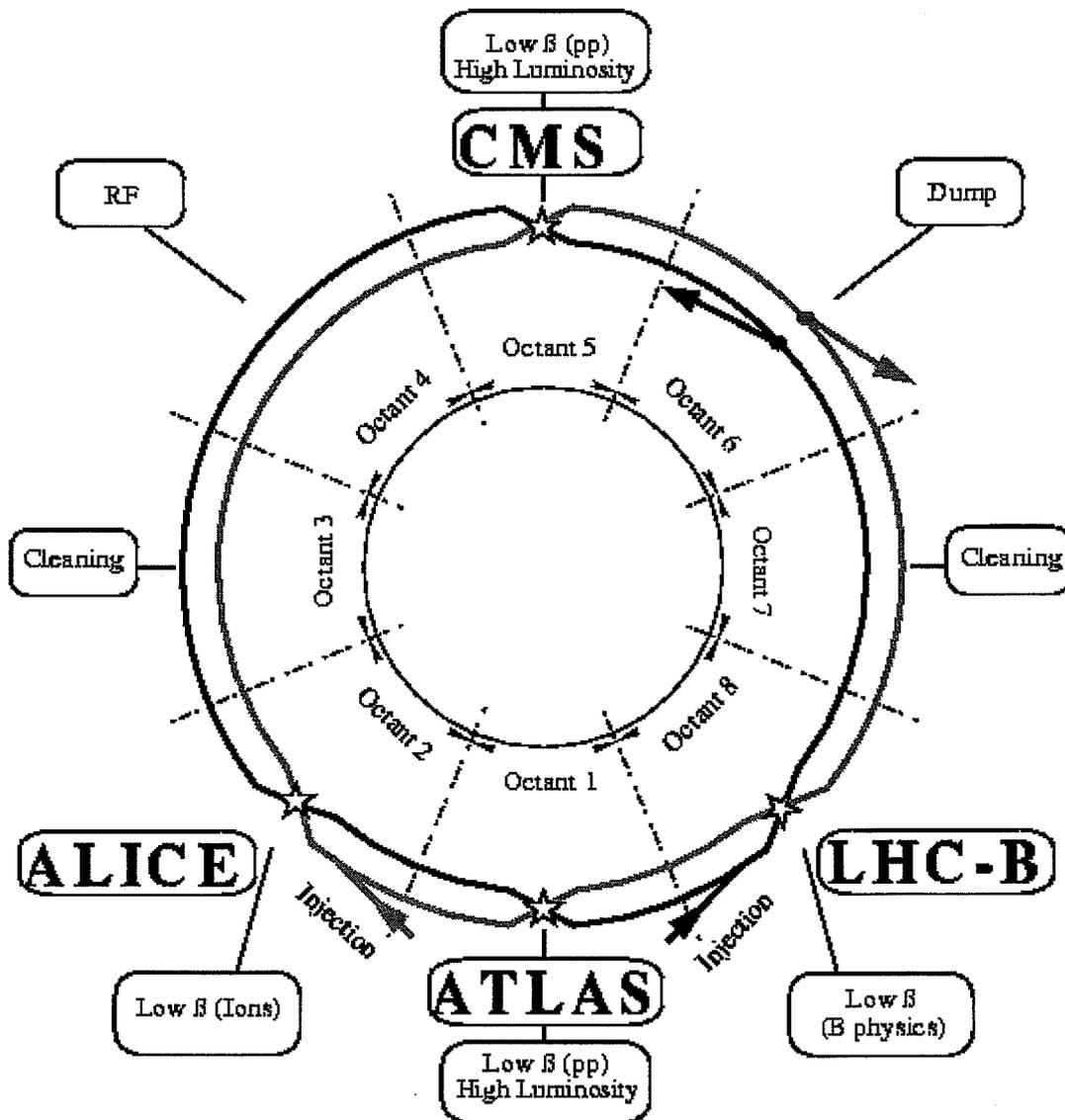
Il nuovo acceleratore farà collidere fasci di protoni arrivando ad energie pari a 14 TeV nel centro di massa e fasci di ioni pesanti (ad esempio ioni piombo completamente ionizzati) fino a 1150 TeV. Gli scopi che il CERN si prefigge e che spera di raggiungere con la costruzione di un tale acceleratore sono molteplici:

- la rivelazione del bosone di Higgs: già prospettata da tempo, l'esistenza di questo bosone sarebbe una conferma della teoria che basa la differenza di massa di tutte le particelle elementari sulle proprietà del campo di Higgs;
- la verifica dell'esistenza delle particelle "supersimmetriche": nell'ambito della teoria della supersimmetria una tale verifica costituirebbe il fondamento per l'unificazione delle forze fondamentali;
- la ricerca di prove per il modello standard in riferimento all'antimateria: lo studio sull'antimateria riporta agli istanti iniziali dell'esistenza dell'universo, qualche frazione di secondo dopo il Big Bang, ma le energie e le masse necessarie per ricreare l'ambiente sono elevatissime.

LHC è stato ideato dunque per studiare le interazioni quark-quark che, data la loro natura, hanno sezioni d'urto dipendenti dall'energia dei fasci circolanti. Per mantenere una probabilità di rivelazione costante per un dato tipo di evento, la luminosità, che è proporzionale alla frequenza di collisione, deve aumentare con il quadrato dell'energia. Dato che lo scopo principale di LHC è l'indagine degli eventi rari tipo

$$\text{HIGGS} \rightarrow 2Z^0 \rightarrow 4\mu$$

Figura 7.1. Schema della struttura di LHC.



la luminosità dei fasci deve raggiungere valori elevati quali $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (il che corrisponde approssimativamente ad una frequenza di interazione di 10^9 volte per secondo). Per raggiungere ciò sono necessari fasci molto intensi e altamente collimati nei punti di intersezione. I fasci di protoni circoleranno in sensi opposti in due camere a vuoto separate all'interno di un unico magnete che fornirà due campi magnetici opposti. Per mantenere i fasci di LHC su un'orbita definita, e per raggiungere la massima energia permessa dalla circonferenza dell'anello, sono necessari campi magnetici molto più intensi di quelli attualmente impiegati nel LEP ed in qualsiasi altro acceleratore al CERN. A questo fine verranno impiegate nuove tecnologie basate sulla superconduttività.

La struttura di LHC, come illustrato dalla Figura 7.1, è la medesima del LEP ma i due fasci circoleranno affiancati sul piano orizzontale (ad una distanza di 194 mm) e si incroceranno solo in corrispondenza delle parti centrali delle sezioni diritte dove sono previste le collisioni. Due di queste (nei punti 1 e 5) verranno rispettivamente utilizzate per due grandi rivelatori ATLAS e CMS, mentre due esperimenti minori, ALICE (che studierà le collisioni di ioni pesanti) e LHC-B (previsto per lo studio del quinto quark chiamato "beauty") verranno installati rispettivamente nei punti 2 e 8.

7.2 MISURA DELLA RADIOATTIVITÀ INDOTTA NELLE PARETI DEL TUNNEL DELL'SPS IN VISTA DEGLI SCAVI PER LHC

LHC utilizzerà quali iniettori il sistema di accelerazione attualmente in uso per l'iniezione dei fasci nel LEP: l'acceleratore lineare LIL fino a 50 MeV, il Booster fino a 1.4 GeV, il PS (Sincrotrone a Protoni) fino a 26 GeV e l'SPS (Super Sincrotrone a Protoni) fino a 450 GeV. Sono necessarie solo piccole modifiche su queste macchine affinché si raggiungano i requisiti di alta intensità e bassa emittanza richiesti per il funzionamento di LHC, ma devono essere costruiti nuovi tunnel di trasferimento per portare i fasci dall'SPS al tunnel di LHC.

Prima dell'inizio dei lavori di scavo è necessaria una valutazione dell'attività indotta nelle pareti del tunnel dell'SPS, nell'area LSS6 ovvero in una delle sezioni dritte vicino alla sezione dove sono installati i bersagli denominata TCC6 (BA7), e nella sezione dritta LSS4 (BA4) dove inizieranno i due tunnel, in modo da poter prevedere lo spessore dello strato di cemento e di roccia da trattarsi come rifiuto radioattivo. A questo scopo è stato eseguito un carotaggio nelle pareti del tunnel dell'SPS nelle due sezioni interessate e tramite spettrometria gamma sono state definite le attività specifiche dei radionuclidi identificati nei campioni. I carotaggi, lunghi circa 120 cm ciascuno, comprendono oltre agli 80 cm di cemento delle pareti del tunnel, circa 40 cm di roccia retrostante. La valutazione dell'attività specifica dei radionuclidi è avvenuta tenendo conto dell'attività di fondo naturale della roccia nella zona geografica dove è stato scavato il tunnel del LEP.

I campioni, di spessore circa 2 cm ciascuno, sono stati ricavati dai due carotaggi ogni 20 cm; la loro attività è stata valutata tramite misure con un rivelatore HpGe di Intertechnique (22% di efficienza relativa a 1.33 MeV) connesso ad una catena

elettronica Silena. Gli spettri acquisiti sono poi stati elaborati tramite il programma Intergamma (Intertechnique, commercializzato da Bächli Instruments, CH). I campioni sono stati misurati ad una distanza di 11 cm dalla sommità del rivelatore; l'efficienza totale in riferimento alla geometria di misura utilizzata è stata ottenuta tramite una misura di una sorgente calibrata di ^{152}Eu di dimensioni analoghe a quelle dei campioni. In un primo momento le misure hanno avuto una durata di 24 h, tempo minimo in rapporto alle vite medie ricercate; in seguito si sono eseguite alcune misure per un tempo maggiore in modo da controllare l'esistenza di radionuclidi a vita media lunga, migliorando la statistica di conteggio.

Dato l'intervallo di tempo trascorso tra il prelievo dei carotaggi e l'analisi dei campioni (circa 2 mesi), nessun radionuclide con tempo di dimezzamento inferiore ai 10 giorni è stato preso in considerazione. La Tabella 7.1 riassume le caratteristiche principali dei radionuclidi identificati nei campioni estratti dai due carotaggi e possibili reazioni di produzione.

Tabella 7.1. Caratteristiche principali e reazioni di produzione per i radionuclidi identificati nei campioni ricavati dai carotaggi nelle pareti del tunnel dell'SPS.

RADIO NUCLIDE	$T_{1/2}$	EMISSIONI γ Energia in keV, (abbondanza%)	REAZIONI DI PRODUZIONE	
			più probabili	possibili
^7Be	53.4 d	477.6 (10.43)	spallazione	-
^{22}Na	2.60 y	1274.5 (99.93)	spallazione	$^{23}\text{Na}(n,2n)$ $^{23}\text{Na}(p,pn)$ $^{23}\text{Na}(\gamma,n)$ $^{24}\text{Mg}(p,2pn)$ $^{\text{nat}}\text{Si}(p,X)$
^{46}Sc	83.83 d	889.3 (100)* 1120.5 (100)*	$^{\text{nat}}\text{Ca}(p,xn)$	$^{45}\text{Sc}(n,\gamma)$ $^{\text{nat}}\text{Ti}(p,2pxn)$ $^{55}\text{Mn}(p,\text{spall})$
^{54}Mn	312.5 d	834.8 (99.98)	$^{54}\text{Fe}(n,p)$	$^{55}\text{Mn}(n,2n)$ $^{55}\text{Mn}(\gamma,n)$ $^{\text{nat}}\text{Fe}(p,X)$
^{60}Co	5.26 y	1173.2 (99.9)* 1332.5 (99.9)*	$^{59}\text{Co}(n,\gamma)$	$^{63}\text{Cu}(p,\text{spall})$ $^{63}\text{Cu}(n,\alpha)$
^{134}Cs	2.06 y	604.7 (97.6) 795.8 (85.4)	$^{133}\text{Cs}(n,\gamma)$	$^{134}\text{Ba}(n,p)$
^{152}Eu	13.3 y	344.3 (26.6) 1408.0 (20.8) 1112.1 (13.56) 778.9 (12.54) ecc	$^{151}\text{Eu}(n,\gamma)$	$^{153}\text{Eu}(\gamma,n)$

* emissioni γ del figlio.

Come si può notare dal grafico in Figura 7.2, che rappresenta lo spettro per uno dei campioni analizzati, la situazione non appare semplice: considerando che il livello di attività indotta è molto basso, negli spettri sono presenti anche emissioni gamma provenienti dai radionuclidi naturali. Utilizzando uno spettro di fondo ambientale nel laboratorio si determina la componente dovuta ai radionuclidi naturali; il programma di acquisizione sottrae picco per picco questi contributi e fornisce quindi un valore di attività specifica riferito puramente ai radionuclidi dovuti ad attivazione. Nonostante questa sottrazione comunque alcune emissioni naturali sono riscontrabili: esse sono dovute ad un diverso contenuto di radionuclidi naturali nelle rocce misurate rispetto al campione preso come riferimento e confermano l'impossibilità di una definizione precisa del valore di radioattività di fondo.

L'analisi degli spettri dei vari campioni (indicati con C se di cemento e con R se di roccia) ha portato al calcolo delle attività specifiche riportate nelle Tabelle 7.2 e 7.3. Per i radionuclidi naturali si riportano i valori già sottratti del valore di fondo nel laboratorio. Per le serie naturali dell' ^{238}U e del ^{232}Th vengono riportati i valori relativi alla somma di tutti i contributi dei componenti delle serie. I radionuclidi identificati nei campioni sono tipici dell'attivazione da acceleratori e possono essere ritrovati in letteratura numerosi studi riportanti simili risultati: ad esempio lo studio eseguito in occasione dello smantellamento del ciclotrone da 45 MeV dell'Università di Milano, nonostante avesse operato con fasci di protoni ad energie inferiori rispetto a quelle qui considerate, ha trovato gli stessi radionuclidi [Bir89]. Per confronto, in Tabella 7.4 viene riportata l'attività specifica per il campione di riferimento.

Tabella 7.2. Attività specifica totale e parziale in Bq/g per i campioni ricavati dal carotaggio effettuato in TCC6.

Campione	C1	C2	C3	C4	C5	C6	C7	R1	R2
^7Be	0.15	0.22	-	-	-	-	-	-	-
^{22}Na	1.44	0.91	0.48	0.34	0.21	0.19	0.17	0.12	0.11
^{46}Sc	0.035	0.031	-	-	-	-	-	-	-
^{54}Mn	0.19	0.13	0.084	0.054	0.042	0.020	0.011	0.026	0.021
^{60}Co	0.24	0.14	0.03	0.02	0.01	-	-	0.008	0.017
^{134}Cs	0.14	0.092	-	-	-	-	-	-	-
^{152}Eu	0.78	0.53	0.25	0.086	-	-	-	-	-
attività totale indotta	2.97	2.05	0.84	0.50	0.26	0.21	0.18	0.15	0.15
serie naturali ($^{238}\text{U} + ^{232}\text{Th}$)	1.4	0.91	1.87	2.15	1.35	1.28	1.54	1.04	2.58
^{40}K	0.28	0.26	0.15	0.25	0.21	0.21	0.17	0.27	0.32
attività naturale totale	1.68	1.17	2.02	2.40	1.56	1.49	1.71	1.31	2.90
Totale	4.65	3.22	2.86	2.90	1.82	1.70	1.89	1.46	3.05

Figura 7.2. Spettro del campione di cemento più superficiale del carotaggio BA7 effettuato nella sezione TCC6 del tunnel dell'SPS.

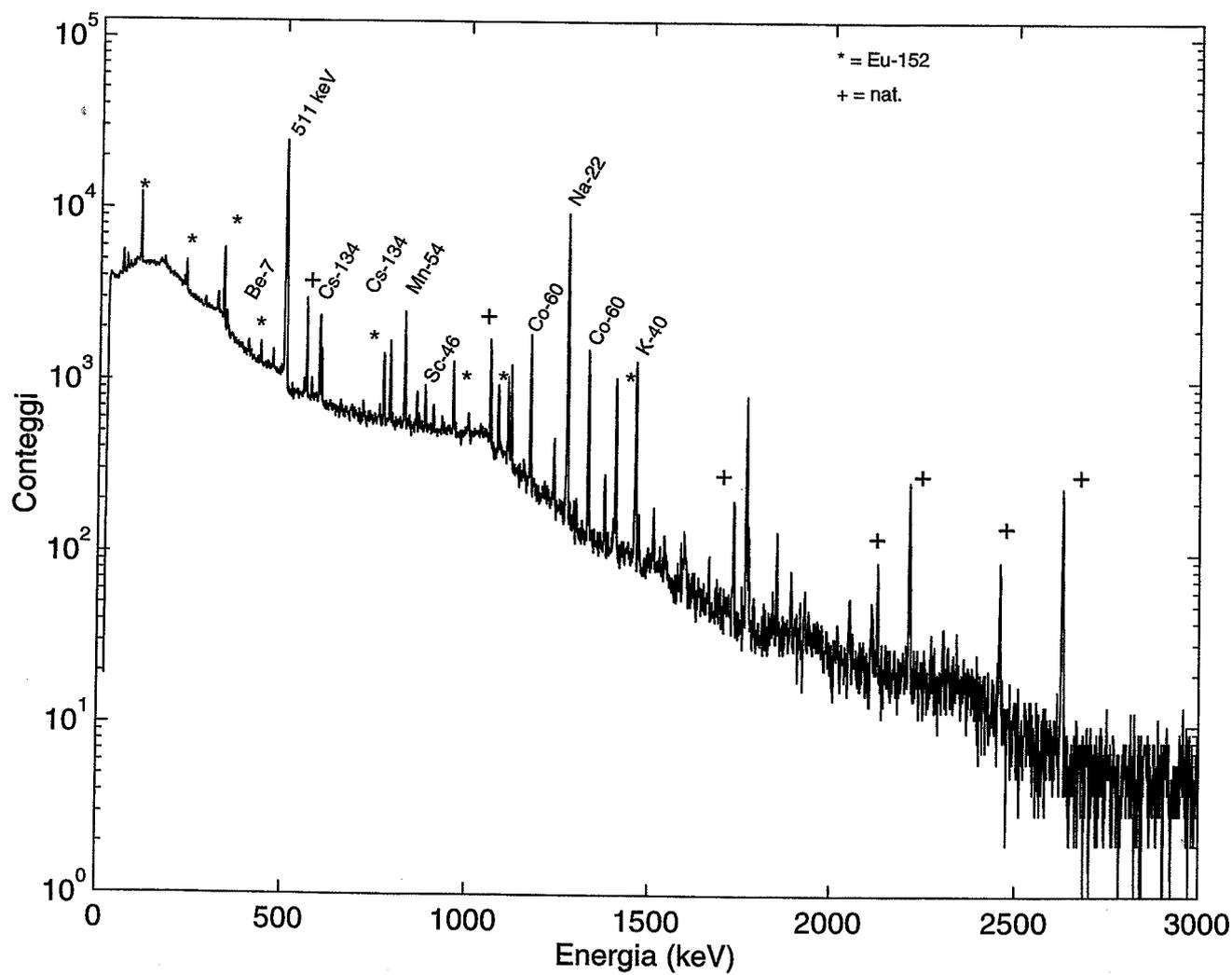


Tabella 7.3. Attività specifica totale e parziale in Bq/g per i campioni ricavati dal carotaggio effettuato in LSS4.

Campione	C1	C2	C3	C4	C5	C6	R1	R2
serie naturali (²³⁸ U, ²³² Th)	3.75	4.35	1.88	4.72	3.94	3.31	4.07	1.87
⁴⁰ K	0.28	0.20	0.16	0.18	0.18	0.22	0.36	0.43
Totale	4.03	4.55	2.04	4.90	4.12	3.53	4.43	2.30

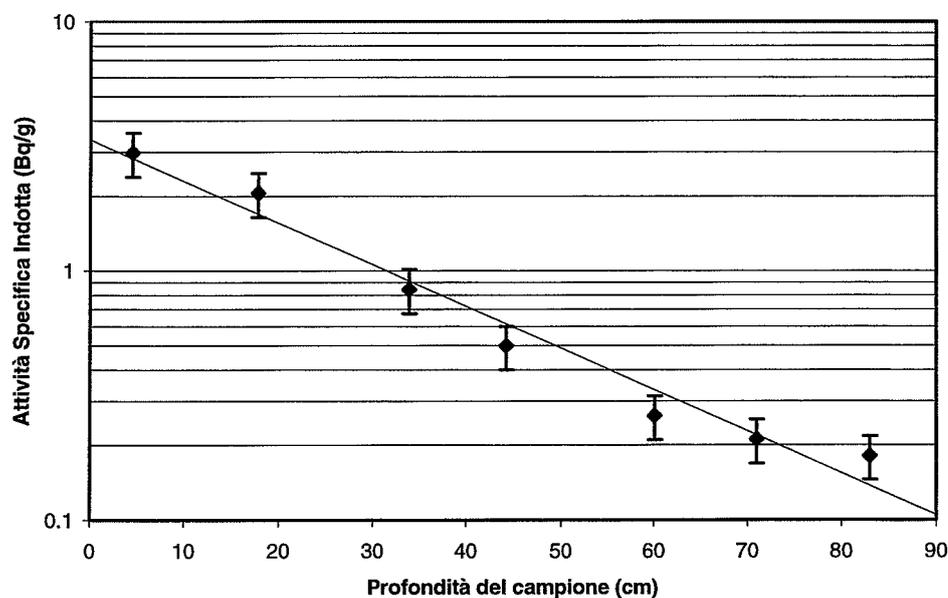
Tabella 7.4. Attività specifica totale e parziale in Bq/g per il campione di riferimento.

Campione	serie naturali (²³⁸ U+ ²³² Th)	⁴⁰ K	Totale
REF	4.62	0.28	4.9

Il confronto delle tre tabelle che riassumono i risultati di attività specifica e in particolare dei valori di attività naturale porta alla conclusione che vi è una differenza nella composizione della roccia dei due carotaggi. Il carotaggio effettuato in TCC6 presenta un valore di attivazione indotta decisamente superiore all'altro carotaggio: ciò è dovuto alla radiazione diffusa dovuta alla presenza di bersagli e collimatori di fascio e della linea di estrazione del fascio per l'area sperimentale Neutrino. Al contrario la zona LSS4 è stata sede di dump per i fasci fino al 1981-1982 ma in seguito ha subito delle modifiche comprendenti anche scavi di ampliamento e quindi le pareti del tunnel risalgono a quest'ultimo periodo. Inoltre attualmente LSS4 è una zona dove le perdite di fascio durante il funzionamento dell'SPS sono estremamente ridotte.

Si può definire uno spessore di materiale al di là del quale il valore totale di attività indotta rientra nelle fluttuazioni dell'attività naturale (attività indotta inferiore al 20% rispetto al valore totale di attività specifica naturale riscontrata nello stesso carotaggio): questo spessore è pari a circa 60 cm per la sezione di tunnel cui si riferisce il carotaggio TCC6, mentre per l'altro carotaggio non è definibile dato il livello estremamente basso di attività indotta. In Figura 7.3 viene riportato il grafico logaritmico dell'attività specifica indotta nei vari campioni del carotaggio TCC6 in funzione della profondità: si nota chiaramente una decrescita esponenziale dell'attività specifica indotta. La retta interpolatrice fornisce un valore di lunghezza di attenuazione apparente pari a $\lambda = 60 \text{ g/cm}^2$ (per una densità media del cemento pari a 2.35 g/cm^3).

Figura 7.3. Grafico semi-logaritmico della attività specifica indotta nei campioni di cemento del carotaggio proveniente da TCC6 in funzione della profondità.



Lo studio sui due carotaggi porta alla conclusione che i livelli di attività indotta nelle due sezioni di tunnel controllate sono estremamente bassi in confronto sia ai valori di attività naturale della zona, sia ai limiti di esenzione fissati dalla legislazione svizzera, dall'Unione Europea e dall'IAEA (vedere Appendice A). Sebbene si possa concludere che gli scavi dei tunnel di trasferimento per LHC non solleveranno particolari problemi radioprotezionistici, si è comunque deciso di adottare precauzioni specifiche per i lavori che verranno effettuati nei pressi di LSS6 [Höf92].

APPENDICE A

LEGISLAZIONE

A1.1 LIMITI DI DOSE: CONFRONTO TRA NORMATIVE CERN, DIRETTIVE EUROPEE E LEGISLAZIONE ITALIANA

Il CERN, quale laboratorio internazionale di ricerca nel quale sono installati acceleratori di particelle di alta energia, ha intrapreso una politica di radioprotezione volta a soddisfare il principio ALARA (as low as reasonably achievable) per quanto riguarda l'esposizione a sorgenti di radiazione delle persone e i possibili effetti radioindotti sull'ambiente. Essendo situato parzialmente in territorio francese e parzialmente in quello svizzero, il CERN ha stipulato delle norme interne che sono in linea con le normative vigenti nei due Stati ospiti. Inoltre le stesse norme definiscono un criterio di sicurezza che è pari, se non più restrittivo, a quanto previsto dalle normative di ciascun Stato membro.

Nel 1996 il CERN ha recepito le raccomandazioni dell'ICRP (International Commission for Radiological Protection) [ICRP60] e la legislazione svizzera [SFC94] riunendo nel nuovo Manuale di Radioprotezione [RAD96] le normative concernenti la protezione delle persone e dell'ambiente, lo smaltimento di materiali e la classificazione delle aree di lavoro.

Per quanto riguarda la protezione dei lavoratori e degli individui del pubblico che frequentano i due siti dell'organizzazione (situati nei comuni di Meyrin, Svizzera, e Preveessin, Francia), si adotta la distinzione tra lavoratori professionalmente esposti, per i quali è previsto un controllo medico atto a verificare l'idoneità al lavoro in zone controllate o sorvegliate, e persone del pubblico.

Nella Tabella A.1. vengono riportati i limiti di equivalente di dose per irraggiamento al corpo intero e per alcuni organi per le due categorie di persone (lavoratori professionalmente esposti e persone del pubblico). Un confronto tra i limiti fissati dal CERN [RAD96], dal decreto legislativo italiano n. 230 (17 Marzo 1995) [DL95] e dall'Unione Europea [OJEC96] mostra che il CERN è spesso il più restrittivo dei tre organismi.

Tabella A.1. Confronto dei limiti di equivalente di dose fissati dal CERN [RAD96], dall'Italia nel decreto legislativo n. 230 (17 Marzo 1995) [DL95] e dall'Unione Europea [OJEC96]. Sono riportati i limiti di equivalente di dose per irraggiamento globale e ad alcuni organi, relativi ai lavoratori professionalmente esposti e alle persone del pubblico.

	CERN mSv	ITALIA mSv	UE mSv
Lav. Prof. Esposti: limite di eq. di dose (esposiz. globale)	20 (su un periodo di 12 mesi consecutivi)	100 (5 anni solari consecutivi) <50 in un anno solare	100 (5 anni solari consecutivi) <50 in un anno solare
Lav. Prof. Esposti: Organi cristallino mani, piedi, ecc pelle	su 12 mesi: 150 500 300 (*)	per anno solare: 150 500 500*	su 12 mesi: 150 500 500 (*)
Pubblico: limite di equivalente di dose (esposiz. globale)	1 (su un periodo di 12 mesi consecutivi)	1 (per anno solare)	1 (su un periodo di 12 mesi consecutivi) (#)
Pubblico: Organi cristallino mani, piedi, ecc pelle	su 12 mesi: 7.5 25 15 (*)	per anno solare: 15 50 50 (*)	su 12 mesi: 15 - 50 (*)

(*) per esposizione dovuta a contaminazione radioattiva cutanea; tale limite si applica all'equivalente di dose medio su qualsiasi superficie di 1 cm².

(#) in alcuni casi particolari può essere permesso il superamento di questo limite in un anno purché la media su 5 anni successivi non superi il limite di 1 mSv per anno.

A1.2 ZONA SORVEGLIATA E CONTROLLATA

La definizione di ZONA SORVEGLIATA e di ZONA CONTROLLATA nella legislazione italiana si basa sugli accertamenti effettuati dall'esperto qualificato secondo la procedura descritta nell'allegato III del Decreto Legislativo 230 [DL95]. Se questi accertamenti dovessero certificare il rischio di superamento di uno dei limiti per lavoratori di categoria A, allora la zona deve essere definita 'zona controllata'; se al contrario esiste solo il rischio di superamento di uno dei limiti di dose per il pubblico, allora l'area viene definita 'zona sorvegliata'.

Il CERN per maggiore chiarezza inserisce nel Manuale di Radioprotezione una tabella con i limiti di rateo dose per la classificazione delle aree di lavoro, riportata in Tabella A.2 [RAD96]. Vengono definite aree 'non-classificate' le zone di appartenenza all'organizzazione in cui i valori di dose effettiva siano mantenuti al di sotto dei limiti di esposizione per il pubblico. Le zone controllate vengono suddivise ulteriormente in:

- zone controllate semplici: nelle quali nel corso di un lavoro normale i lavoratori non assumano una dose effettiva superiore a 15 mSv per anno lavorativo;
- zone a soggiorno limitato: nelle quali i lavoratori possono ricevere più di 15 mSv per anno, ma gli schermi siano ottimizzati per dare un rateo di dose inferiore a 2 mSv/h;
- zone ad alto irraggiamento: nelle quali viene strettamente controllato l'accesso in quanto possono essere superati i 2 mSv/h;
- zone proibite: dove il rateo di dose può superare i 100 mSv e quindi l'accesso è proibito.

Tabella A.2. *Classificazione delle aree in base al rateo di dose (il fondo ambientale non viene considerato) [RAD96].*

AREA	Rateo di Dose medio ($\mu\text{Sv/h}$)	Rateo di dose massimo (condizione non stabile) ($\mu\text{Sv/h}$)
Non-classificata	≤ 0.15	≤ 0.5
Sorvegliata	≤ 2.5	≤ 7.5
Controllata semplice	≤ 25	≤ 100

A1.3 LIMITI DI ESENZIONE PER LO SMALTIMENTO DI MATERIALI SOLIDI

La legge francese non fissa un limite di esenzione e quindi i materiali che abbiano una dose a contatto superiore al valore di dose di fondo ambientale vengono definiti “rifiuti radioattivi”.

La legge svizzera [SFC94] classifica un materiale solido come “radioattivo” se:

- il rateo di dose misurato a 10 cm dalla superficie è maggiore di 0.1 $\mu\text{Sv/h}$ dopo la sottrazione del fondo ambientale;
- l'attività specifica e l'attività totale superano i valori soglia elencati nell'annesso 3 della stessa Ordonnance.

Quando più di un radionuclide è responsabile dell'attività rivelata nel campione, si utilizza la regola di addizione dei singoli contributi delle attività specifiche (a_n in Bq/kg) pesate sul rischio radiologico (LE = limite di esenzione).

$$\frac{a_1}{LE_1} + \frac{a_2}{LE_2} + \dots + \frac{a_n}{LE_n} < 1$$

In Tabella A.3 vengono riportati i limiti di esenzione, come attività specifica in Bq/g per materiali solidi, adottati in Svizzera [SFC94], dall'Unione Europea [OJEC96] e dall'IAEA (International Atomic Energy Agency) [IAEA96].

Tabella A.3. Limiti di esenzione adottati dalla Svizzera [SFC94], dall'Unione Europea [OJEC96] e dall'IAEA [IAEA96] per materiali solidi radioattivi in riferimento all'attività specifica (Bq/g).

Radionuclide	Limite svizzero (Bq/g)	Limite EU (Bq/g)	Limite IAEA (Bq/g)
⁷ Be	3x10 ²	10 ³	10 ³
²² Na	3	10	10
⁴⁶ Sc	5	10	10
⁵⁴ Mn	10	10	10
⁶⁰ Co	1	10	10
¹⁵² Eu	5	10	10

A1.4 NORMATIVA E PROTEZIONE DEL LAVORATORE PER L'ESPOSIZIONE AD OZONO

La normativa italiana in materia di concentrazioni di inquinanti dell'aria ammesse nell'ambiente è differente da quella svizzera non solo nei limiti massimi ammessi ma anche nelle modalità di rivelazione. In vari decreti [DP83, DM94, DM96] vengono regolamentati i limiti massimi ammessi di concentrazione, le modalità di determinazione e la calibrazione degli strumenti. Il CERN, insediato tra il territorio svizzero e quello francese, segue normalmente le normative più restrittive tra le raccomandazioni dei due paesi, in questo caso le norme svizzere.

La normativa italiana (decreto 16-5-1996 "Attivazione di un sistema di sorveglianza di inquinamento da ozono" [DM96]) indica i seguenti limiti:

- *livello per la protezione della salute: 110 µg/m³* quale valore medio su 8 ore (la media è calcolata ogni ora sulla base degli 8 valori orari precedenti). Questo valore di concentrazione, riferito a episodi prolungati di inquinamento, non deve essere superato al fine della protezione della salute umana.
- *livello di attenzione o di informazione alla popolazione: 180 µg/m³* per il valore medio su un'ora. È quel valore di concentrazione oltre il quale si possono manifestare effetti limitati e transitori per la salute umana in soggetti particolarmente sensibili anche per esposizioni di breve durata.
- *livello di allarme: 360 µg/m³* per il valore medio su un'ora. È riferito ad un rischio per la salute umana anche per esposizione di breve durata.

La normativa svizzera concernente le concentrazioni massime di inquinanti permessi nell'aria, prevede una distinzione tra il concetto di immissione ed emissione nell'ambiente di sostanze prodotte da una sorgente: l'emissione indica la concentrazione al punto di emissione di un certo inquinante gassoso espresso in ppm o $\mu\text{g}/\text{m}^3$, mentre l'immissione fornisce il valore di concentrazione di quel dato inquinante nell'ambiente, anch'esso espresso in ppm o $\mu\text{g}/\text{m}^3$.

La legge, risalente al 1985, Ordonnance sur la Protection de l'air (OPair annexe 7 [SFC85]), fissa i limiti di immissione di ozono nell'ambiente:

- **100 $\mu\text{g}/\text{m}^3$** : 98% dei valori medi su mezz'ora devono essere inferiori o uguali a tale valore su un periodo di tempo pari ad un mese.
- **120 $\mu\text{g}/\text{m}^3$** : valore medio orario da non superare più di una volta in un anno.

L'ente preposto alla definizione dei limiti di emissione, Office fédéral de l'environnement des forêts et du paysage (OFEPF), non prevede soglie di emissione per l'ozono.

Nella regione di Ginevra si registrano concentrazioni di ozono superiori ai valori accettabili per legge numerose volte nel corso dell'anno, soprattutto nei mesi estivi quando l'insolazione raggiunge valori massimi. Data l'assenza nella normativa svizzera di limiti di emissione, il programma di protezione ambientale attuato dal CERN per quanto riguarda il gas ozono prevede che il funzionamento del LEP non influenzi i livelli di concentrazione ambientale normalmente presenti nella zona. A questo fine sono presenti numerosi punti di monitoraggio ai quali si aggiunge la rete di stazioni di monitoraggio ECOTOX (Service de l'Ecotoxicologie Cantonal, autorità locale per l'attuazione delle normative riguardanti la qualità dell'aria).

A1.4.1 PROTEZIONE DEL LAVORATORE

I valori MAC (maximum acceptable concentrations) per differenti composti nocivi vengono riportati in [Fas84]. Il CERN ha recepito questi limiti in quanto ribaditi dal CNA, Casse Nationale Suisse d'Assurance, per i lavoratori esposti riferiti ad 8 ore lavorative al giorno per un totale di 45 ore la settimana. Per l'ozono il limite viene fissato a **0.1 ppm**. Anche il limite fissato dall'American Conference of Governmental Industrial Hygienists (ACGIH) per una esposizione di 8 h è pari a **0.1 ppm** (ovvero 0.2 mg m^{-3}) con un limite per esposizione breve pari a 0.3 ppm [ACGIH85].

Dal punto di vista della sicurezza sul lavoro, un criterio pratico e semplice è costituito dal caratteristico odore di questo gas, che può essere percepito anche nel caso di concentrazioni inferiori a 0.1 ppm.



APPENDICE B

STRUMENTAZIONE UTILIZZATA PER LE MISURE

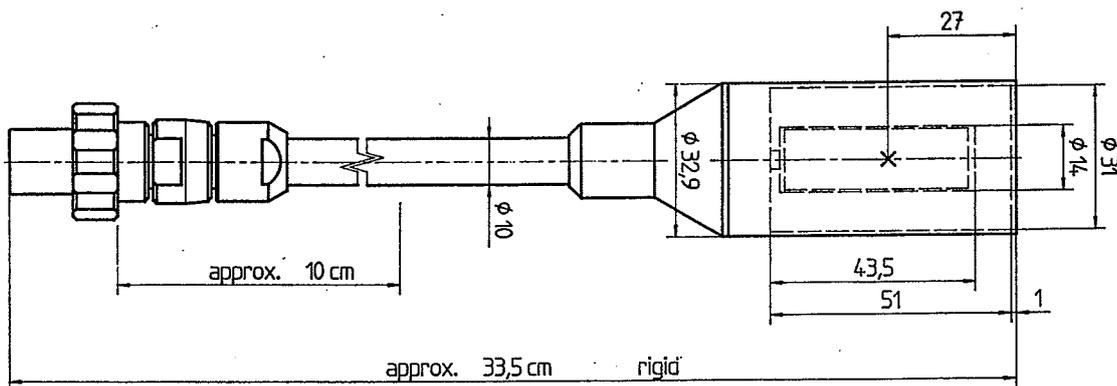
B1.1 LA CAMERA A IONIZZAZIONE PER ALTE DOSI

La camera a ionizzazione tipo 23361 (PTW Freiburg) è stata utilizzata per la misura di rateo di dose gamma in campi intensi. Questo tipo di camera è stata progettata come strumento di riferimento per la dosimetria assoluta. Essa viene utilizzata in connessione ad un sistema di acquisizione dati portatile (PTW UNIDOS) che permette la lettura diretta del rateo di dose o della dose integrata su un tempo fissato. La camera cilindrica ha un volume di 30 cm^3 ed è dotata di cappuccio di plexiglass per assicurare l'equilibrio elettronico. L'intervallo di energia nominale di utilizzo è 30 keV-50 MeV. In figura B.1 viene riportato lo schema.

Dati tecnici:

diametro:	31 mm
volume:	30 cm^3
cappuccio:	3 mm di $(\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2)_n$ densità 1.19 g/cm^3
parete:	1 mm di $(\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2)_n$
elettrodo:	$\phi = 14 \text{ mm}$ d'alluminio ricoperto di grafite
temperatura d'utilizzo:	$+10 \text{ }^\circ\text{C} \rightarrow +40 \text{ }^\circ\text{C}$
umidità di utilizzo:	$20\% \rightarrow 80\%$
risposta:	$1 \cdot 10^{-6} \text{ C/Gy}$
incertezza:	2%

Figura B.1. Schema della camera a ionizzazione PTW Freiburg tipo 23361.



B1.2 DOSIMETRI A BOLLE

I dosimetri a bolle sono dispositivi passivi per la misura dell'equivalente di dose neutronica. Essendo praticamente insensibili alla radiazione X e gamma, i rivelatori a bolle costituiscono il metodo di misura più opportuno in caso di campi misti. Il principio di funzionamento è basato sulla cessione di energia da parte del neutrone che attraversa il dosimetro ed è fondamentalmente analogo al principio su cui sono basate le grandi camere a bolle per la rivelazione delle tracce delle particelle. A differenza delle camere a bolle, tuttavia, questi rivelatori hanno il vantaggio di avere un tempo di rigenerazione breve e di dare una risposta immediata nonché di essere pratici, trasportabili e economici.

Il dosimetro è costituito da un tubo di vetro nel quale è contenuto un gel dove sono disperse micro-gocce (100 μm di diametro) di gas (C_4F_8 o $\text{C}_2\text{Cl}_2\text{F}_4$). In assenza di irraggiamento la situazione all'interno del dosimetro è quella caratteristica di una miscela di liquidi e può rimanere stabile per un certo periodo di tempo. L'attivazione del dosimetro avviene portando alla pressione ambiente la valvola di regolazione della pressione (ovvero svitando il tappo di chiusura) e portando così il gel in condizione di sopra-saturazione. In questo stato, la cessione di energia dovuta al passaggio di un neutrone provoca un cambiamento di fase delle micro-gocce disperse nel gel che passano allo stato gassoso. Il processo diviene visibile macroscopicamente (bolle di dimensioni tra 0.5 e 1 mm) se l'energia ceduta è superiore ad un valore minimo tipico del rivelatore. Tramite un fattore di conversione bolle/ μSv , si arriva dal conteggio delle bolle ad un valore di dose. Il riutilizzo dei dosimetri dopo una prima esposizione è reso possibile dalla dissoluzione delle bolle in seguito a compressione del gel tramite il tappo di chiusura.

I dosimetri utilizzati (BD PND, Bubble Technology Industries, Canada) sono cilindri in vetro, aventi diametro di 16 mm e lunghezza 80 mm, la cui sensibilità media è circa 0.5 bolle/mRem e il cui range di misura si estende tra 1 μSv e 5 mSv.

B1.3 DOSIMETRI PAD: LA SPETTROSCOPIA ESR.

I dosimetri PAD (Polymer Alanine Dosimeters) sono utilizzati per la valutazione della dose integrata nelle vicinanze di acceleratori di alta energia dove il campo di radiazione può essere molto elevato. Il principio di funzionamento di questo tipo di dosimetri è la produzione e l'accumulo di radicali liberi (relativamente stabili) in sostanze cristalline come risultato dell'assorbimento di energia. I radicali liberi prodotti possono essere analizzati qualitativamente e quantitativamente tramite la spettroscopia ESR e quindi si può passare da una misura di concentrazione di radicali ad una valutazione dosimetrica [Han87, Con93].

Per l'applicazione pratica si utilizzano cilindri di diverso diametro e lunghezza o anche corde di una miscela dell'amminoacido L- α -alanina in forma cristallina con un legante (paraffina, cellulosa, ecc.) in rapporti variabili (normalmente 80% alanina - 20% legante). La lettura del dosimetro avviene tramite la spettroscopia ESR che, essendo

non distruttiva, permette una conservazione del segnale per sua natura relativamente stabile nel tempo. Il range di utilizzo di questi dosimetri varia da 0.5 a circa 10^5 Gy, con una risposta lineare fino a circa 10^4 Gy. I dosimetri sono solo leggermente sensibili alla variazione di energia della radiazione incidente, salvo al di sotto di 150 keV dove si ha una sottostima costante del valore di dose integrata.

I dosimetri PAD possono essere impiegati anche nella determinazione di campi di radiazione ad alto LET dato che la loro efficienza relativa diminuisce solo di un fattore 4 su un range di valori di LET di vari ordini di grandezza [Han87].

B1.4 RIVELATORI AD ATTIVAZIONE PER DETERMINAZIONE DI FLUSSI DI NEUTRONI

La tecnica dei rivelatori ad attivazione permette la determinazione del flusso di neutroni medio in un campo di radiazione. La scelta del materiale può rendere possibile anche la discriminazione tra flusso neutronico e flusso di radiazione X e gamma.

La lettura dell'attivazione indotta nei materiali può avvenire tramite un rivelatore Geiger-Muller se il radionuclide prodotto è emettitore beta, o tramite un rivelatore a stato solido (ad esempio un germanio o uno ioduro di sodio) se si determinano i gamma emessi in seguito ad un decadimento dei radionuclidi indotti per EC o β^+ . Il conteggio ha in ogni caso lo scopo di risalire al valore di attività al tempo t e tramite questo poi risalire dapprima all'attività indotta al termine dell'irraggiamento e poi introducendo la sezione d'urto della reazione di produzione, al flusso di radiazione che ha investito il materiale.

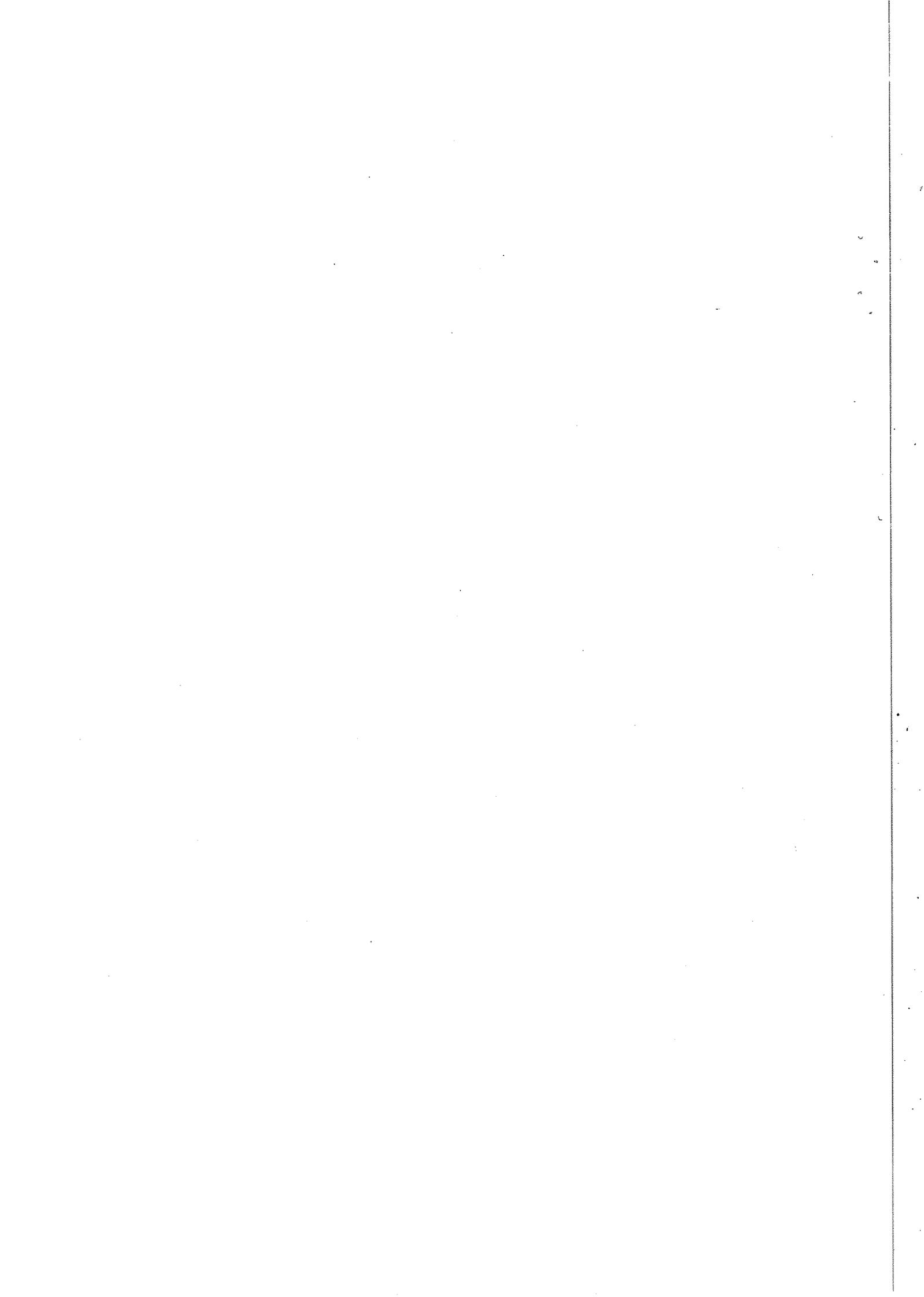
La formula più generale per l'attivazione di un materiale è la seguente [Kra88]:

$$R = N_0 \sigma I$$

dove R è il rateo di produzione del nuclide radioattivo, σ è la sezione d'urto della reazione e I è il flusso di particelle incidenti. Integrando questa relazione nel tempo si trova:

$$A(t) = R(1 - \exp(-\lambda t))$$

con A attività della specie formatasi, t tempo e λ costante di decadimento del radionuclide. Conoscendo $A(t)$ dai conteggi sperimentali, si può dedurre il valore di I per confronto tra le due relazioni precedenti.



BIBLIOGRAFIA

- [ACGIH85] Threshold Limit Values for Chemical Substances in the Workplace Environment Adopted by ACGIH. American Conference of Governmental Industrial Hygienists (1985).
- [Bar69] M. Barbier, Induced Radioactivity, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1969, cap V.
- [Bar84] A. Bartolotta, P.L. Indovina, S. Onori, A. Rosati, Dosimetry for Co-60 gamma-rays with alanine, *Radiat. Prot. Dosim.* **9** (1984) 277-281.
- [Bar90] A. Bartolotta, S. Onori, M. Pantaloni, Alanine EPR dosimetry as a travelling dosimetric system for intercomparison purposes, *Radiat. Phys. Chem.* **35** (1990) 708-712.
- [Ben91] C. Benvenuti, P. Bernard, D. Bloess, G. Cavallari, E. Chiaveri, E. Haebel, N. Hilleret, J. Tuckmantel, W. Weingarten, Superconducting Niobium Sputter-Coated Copper Cavity Modules for the LEP Energy Upgrade, Particle Accelerator Conference, San Francisco, USA (1991).
- [Bir89] C. Birattari, M.C. Cantone, A. Ferrari, M. Silari, Residual radioactivity at the Milan AVF cyclotron, *Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. B* **43** (1989) 119-126.
- [Bra92] D. Brandt, O. Gröbner, J.M. Jowett, T.M. Taylor, T. Tortschanoff, The polarization wigglers in LEP, CERN SL-DI/92-15 (1992).
- [CAS90] Proceedings of the CERN Accelerator School on Synchrotron Radiation and Free Electron Lasers; Chester College, UK, April 1989, CERN 90-03 (1990).
- [CAS92] Proceedings of the CERN Accelerator School on RF Engineering for Particle Accelerators; Exeter College, Oxford, UK, April 1991, CERN 92-03 (1992).
- [Cav79] P. Cavallucci, A. Esposito, M. Pelliccioni, A. Rindi, Produzione di ozono in aria con fasci di elettroni di alta energia, *Annali di Radioprotezione*, **1** (1979) 13.
- [Con89] F. Conicckx, H. Schönbacher, A. Bartolotta, S. Onori, A. Rosati, Alanine dosimetry as the reference dosimetric system in accelerator radiation environments, *Appl. Rad. Isot.* **40** (1989) 977-983.

- [Con93] F. Conickx, H. Schönbacher, Experience with a new Polymer-Alanine Dosimeter in a high-energy particle accelerator environment, *Appl. Radiat. Isot.* **44** (1993) 69-71.
- [Die88] S.S. Dietrich, B.L. Berman, Atlas of photoneutron cross sections obtained with monoenergetic photons, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **38** (1988), 199-338.
- [DL95] Decreto Legislativo n. 230, Attuazione delle direttive Euratom 80/836, 84/467, 84/466, 89/618, 90/641 e 92/3 in materia di radiazioni ionizzanti; 17/3/1995.
- [DM94] Decreto ministeriale 15/4/1994.
- [DM96] Decreto ministeriale 16/5/1996.
- [DP83] Decreto del Presidente del Consiglio 28/3/1983.
- [Fas82] A. Fassò, K. Goebel, M. Höfert, C. Nuttal, A. Perrot, Formation d'ozone dans l'anneau principal du LEP et sa dispersion dans l'atmosphère par le système de ventilation, CERN HS-RP/IR/82-23 (1982).
- [Fas84] A. Fassò, K. Goebel, M. Höfert, G. Rau, H. Schönbacher, G.R. Stevenson, A.H. Sullivan, W.P. Swanson, J.W.N. Tuyn, Radiation problems in the design of the Large Electron-Positron Collider (LEP), CERN 84-02 (1984).
- [Fas96] A. Fassò, J.C. Gaborit, M. Höfert, F. Pirotte, M. Silari, Mesures du rayonnement synchrotron effectuées dans le LEP, CERN TIS-RP/IR/96-06 (1996).
- [Fas97] A. Fassò, J.C. Gaborit, M. Höfert, F. Pirotte, M. Silari, Radiation levels in LEP, 1989-1995; *Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A* **384**, (1997) 531-538.
- [Fat97a] P. Fattibene, J.C. Gaborit, F. Pirotte, M. Silari, L. Ulrici, Mesures des rayonnement synchrotron dans le LEP à 80.5 GeV, CERN TIS-RP/IR/97-05 (1997).
- [Fat97b] P. Fattibene, J.C. Gaborit, F. Pirotte, M. Silari, L. Ulrici, Mesures des rayonnement synchrotron dans le LEP à 86 GeV, CERN TIS-RP/IR/97-15 (1997).
- [Fat97c] P. Fattibene, M. Silari, L. Ulrici, Mesures des rayonnement synchrotron dans le LEP à 91.5 GeV, CERN TIS-RP/IR/ in stampa (1997).
- [Gab95] J.C. Gaborit, Doses intégrées du 11 novembre au 5 décembre 1994 sur les wigglers de polarisation du LEP. Mesure de l'ozone en demi-cellule 755, CERN TIS-RP RSR/SL/95-03 (1995).

- [Goe75] K. Goebel, G. R. Stevenson, J. T. Routti, H. G. Vogt, Evaluating dose rates due to neutron leakage through the access tunnels of the SPS, CERN LAB II-RA/Note/75-10 (1975).
- [Grö95] O. Gröbner, Can we ramp to 90 GeV with wigglers ON?, Proceedings of the Fifth Workshop on LEP Performance, Chamonix, January 13-18, 1995, J. Poole editor, CERN SL/95-08 (DI) (1995), 179-181.
- [Hil97] N. Hilleret, private communication.
- [Höf81] M. Höfert, On the problem of ozone formation in the LEP tunnel, CERN HS-RP/IR/81-10 (1981).
- [Höf84] M. Höfert, Shielding inside the LEP tunnel, CERN TIS-RP/IR/84-56 (1984).
- [Höf95] M. Höfert, A. Fassò, Combined influence of humidity and radiation in the LEP tunnel, CERN TIS-RP/95-02/CF (1995).
- [Höf96] M. Höfert, M. Silari, G. R. Stevenson, Preliminary radiological precautions to be taken during the excavation of the LHC injection tunnels, CERN TIS-RP/IR/96-32 (1996).
- [IAEA71] Handbook on Calibration of Radiation Protection Monitoring Instruments, Technical Reports Series n. 133, IAEA Vienna (1971).
- [IAEA79] P. Swanson, Radiological safety aspects of the operation of electron linear accelerators, Technical Report Series 188, IAEA, Vienna (1979).
- [IAEA96] International Basic Safety Standards for Protection against Ionizing Radiation and for the Safety of Radiation Sources, Safety Series n. 115, IAEA Vienna (1996).
- [ICRP21] Recommendations of the International Commission on Radiological Protection, Publication No. 21, Annals of the ICRP 21 1, Pergamon Press, Oxford, 1971.
- [ICRP60] Recommendations of the International Commission on Radiological Protection, Publication No. 60, Annals of the ICRP 60 1, Pergamon Press, Oxford, 1991.
- [ICRP74] Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation, Annals of the ICRP 74 1, Pergamon Press, Oxford, 1996.
- [Kan89] Y. Kanda, M. Taira, K. Kondo, T. Miura, Measurements of ozone, oxides of N and nitric acid produced in the tunnel of a high energy electron storage ring, Health Physics, 56 (1989) 953-956.

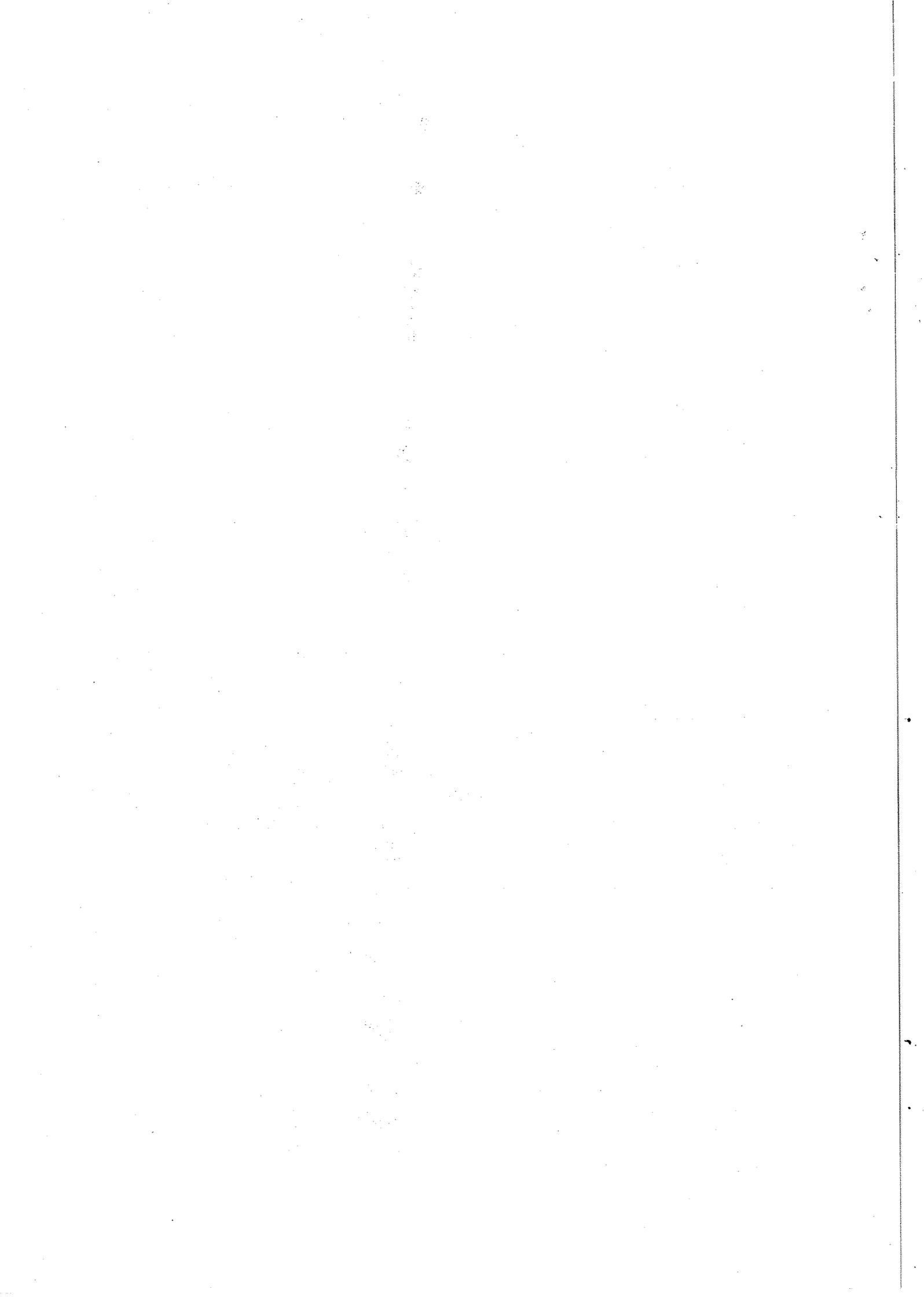
- [Kra88] K. Krane, *Introductory Nuclear Physics*, edited by J. Wiley & Sons, 1988, cap 6.
- [JO63] Journal Officiel de la Republique Française du 14 décembre 1963: Décret n. 63-1228 du 11 décembre 1963 relatif aux installations nucléaires.
- [Len89] H. Lengeler, *X-ray Radiation from a Module of 4 Superconducting Cavities*, CERN/EF/4420H/HL/ed (1989).
- [Loo62] J.S. Loomis, I.T. Myers, H.V. Larson, D.E. Wisheart, Ozone hazards incurred by electron Van der Graaff operation, *Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res.* **15** (1962), 243-248.
- [Nel79] W.R. Nelson, J.W.N. Tuyn, Neutron production by LEP synchrotron radiation using EGS, LEP note 187 (1979).
- [OJEC96] Official Journal of the European Communities, Legislation L.159, **39** (1996).
- [Phy96] Particles and Fields, *Physical Review D*, **54** n. 1 (1996), 135.
- [RAD96] Radiation Safety Manual, CERN, 1996.
- [RAD97] Radiation Protection Group Annual Report (1996); M. Höfert editor, CERN/TIS-RP/97-03 (1997).
- [RAP94] Rapport Definitif de Surete du LEP, Edition 1994, CERN (1994).
- [Reu83] U. Reus, W. Weistmeier, Catalog of gamma rays from radioactive decay, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **29** (1983), vol I and II.
- [Ric80] W. Richter, Concentration of O₃ and NO_x in the air inside the LEP tunnel, CERN LEP Note 274 (1980).
- [Sea68] J.T. Sears, J.W. Sutherland, Radiolytic formation and decomposition of ozone, *J. Phys. Chem.*, **72** (1968), 1166-1171.
- [SFC85] Le Conseil fédéral suisse, Ordonnance sur la protection de l'air (OPair) (Berne, 1985).
- [SFC94] Swiss Federal Council: Loi Federal sur la Radioprotection (LRaP) n. 814.50 (22-3-1991); Ordonnance (ORaP) n. 814.501 (22-6-1994) 72-106.
- [Seg77] E. Segrè, *Nuclei and particles*, The Benjamin Cummings Publishing Company, Second edition, (1977) 71.

- [Sil97] M. Silari, L. Ulrici, The effect of the polarisation wigglers on the radiation levels in the LEP tunnel, CERN TIS-RP/IR/97-30 (1997).
- [Wei88] C. Weilandics, N. Rohrig, F. Gmur, Ozone production due to synchrotron radiation, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A **266** (1988), 691-698.
- [Wci92] W. Weingarten, Superconducting cavities, in: CAS RF Engineering for particle accelerators, CERN 92-03 (1992), pp. 318-348.
- [Wil70] C. Willis, A.W. Boyd, M.J. Young, Radiolysis of air and nitrogen-oxygen mixtures with intense electron pulses: determination of a mechanism by comparison of measured and computed yields, Canadian Journal of Chemistry, **48** (1970) 1515.



CERN divisional reports, internal reports and technical memoranda

1. F. Pirotte, M. Silari, **L. Ulrici**, Induced activity in concrete and rock in BA4 and TCC6 (BA7), TIS-RP/IR/96-17 (1996).
2. S. Agosteo, E. Nava, M. Silari, **L. Ulrici**, Radiation levels in EHN1 during the 1996 lead ion run, TIS-RP/TM/96-31 (1996).
3. P. Fattibene, J.C. Gaborit, F. Pirotte, M. Silari, **L. Ulrici**, Mesure de rayonnement synchrotron dans le LEP à 80.5 GeV, TIS-RP/IR/97-05 (1997).
4. M. Silari, **L. Ulrici**, Induced activity in the injection region of LEP, TIS-RP/IR/97-08 (1997).
5. M. Pelliccioni, M. Silari, **L. Ulrici**, Ozone measurements in LEP P.A. 4, TIS-RP/IR/97-09 (1997).
6. P. Fattibene, J.C. Gaborit, F. Pirotte, M. Silari, **L. Ulrici**, Mesure de rayonnement synchrotron dans le LEP à 86 GeV, TIS-RP/IR/97-15 (1997).
7. M. Silari, **L. Ulrici**, The effect of the polarisation wigglers on radiation levels in the LEP tunnel, TIS-RP/IR/97-30 (1997).
8. S. Agosteo, C. Birattari, A. Foglio Para, E. Nava, M. Silari, **L. Ulrici**, Neutron measurements in the stray field produced by 158 GeV/c lead ion beam, CERN Divisional report CERN/TIS-RP/97-23/PP (1997), submitted for publication in Health Physics.
9. M. Silari, **L. Ulrici**, Mesure de rayonnement synchrotron dans le LEP à 92 GeV, TIS-RP/IR/98-06 (1998).
10. M. Silari, **L. Ulrici**, Induced activity in the tunnel walls of the CERN Super Proton Synchrotron, CERN Divisional report CERN/TIS-RP/98-05 (1998).
11. M. Silari, **L. Ulrici**, Induced activity in LEP materials :results of first irradiation tests, TIS-RP/IR/98-16 (1998).
12. F. Pirotte, M. Silari, **L. Ulrici**, Mesure de rayonnement synchrotron dans le LEP à 94.5 GeV, TIS-RP/IR/98-18 (1998).
13. M. Silari, **L. Ulrici**, Intercomparison of rem counters in the CERF neutron field, TIS-RP/TM/98-23 (1998).
14. F. Pirotte, **L. Ulrici**, Ozone measurements in the LEP injection region, TIS-RP/IR/98-26 (1998).



SUMMARY OF THE DOCTORAL THESIS OF LUISA ULRICI

RADIATION PROTECTION AND DOSIMETRY AT LEP

Three are the sources of radiation identified in the LEP tunnel: the synchrotron radiation, emitted by electrons and positrons when their trajectory is deflected by a magnetic field, the "Bremsstrahlung" (slowing down radiation) emitted when electron and positron beams strike matter following intentional or accidental deviation from the orbit, and the radiation (photons, neutrons and charged particles) emitted by the superconducting radiofrequency cavities.

The main topics of this thesis was the measurements and interpretation of synchrotron radiation phenomena in LEP, but the work was extended to the evaluation of the prompt and induced radiation generated by the superconducting RF cavities and to some investigation of induced radioactivity in SPS and LEP, so that an exhaustive description of radiation protection in LEP could be given.

With respect to synchrotron radiation, measurements were carried out in LEP at each energy value at which LEP operated in 1996-1997, i.e. 80, 86 and 92 GeV, and will be repeated this summer at 95 GeV. The measurements were performed in the straight section and in the arc on the left side of P.A. 4, inside the maze separating the RF straight section from the adjacent bending section, in the access maze connecting the machine tunnel to the klystron gallery, in the waveguide ducts to assess radiation streaming, and at the wigglers in P.A. 7. The results confirm the predictions made by Monte Carlo calculations in the design phase of LEP.

A further subject of the thesis is the determination of the neutron contribution to the radiation field in LEP: this goal is particularly difficult and requires specific techniques, since the radiation field in the tunnel is largely dominated by synchrotron radiation. Neutron measurements were carried out in the PM 18 shaft and around the superconducting RF cavities; the measurements of neutron generated by synchrotron radiation are under way and still need some interpretation. Further analysis is also needed to evaluate the spectrum of diffused photon radiation in the tunnel.

The measurements of the photon component of the radiation field in the tunnel were performed mainly with passive dosimeters (TLD and alanine), while active devices (ionization chambers) were used in the case of the superconducting RF cavities. The neutron measurements were carried out with passive bubble detectors, which are completely insensitive to photons; a specific technique based on neutron production by capture of gammas on deuterium was used in the LEP tunnel. The induced activity in several regions of LEP were investigated by gamma spectrometry measurements with fixed and portable Ge detectors.

An assessment of the induced activity in the walls of the SPS tunnel was also carried out, in view of the future excavation works of the transfer lines for the LHC.

