

ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE

Sezione di Trieste

INFN/AE-94/09

9 marzo 1994

G. Vuagnin

MISURA DELL'EFFICIENZA DI ESTRAZIONE DI UN FASCIO DI PROTONI DAL SPS PER MEZZO DI UN CRISTALLO INCURVATO

Tesi di Laurea

Relatore: Prof. Livio Lanceri

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI TRIESTE

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

TESI DI LAUREA IN FISICA

Misura dell'efficienza di estrazione
di un fascio di protoni dal SPS
per mezzo di un cristallo incurvato

Laureanda:

Gloria Vuagnin

Relatore:

Prof. Livio Lanceri

Correlatore:

Prof. Walter Scandale

Anno Accademico 1992/1993

Indice

1	Incanalamento di un fascio di particelle cariche in un cristallo incurvato	11
1.1	Incanalamento planare in un cristallo	12
1.2	Incanalamento planare in un cristallo incurvato	16
1.3	L'equazione del moto	18
1.4	Rappresentazione delle soluzioni nello spazio delle fasi	20
1.5	Particelle deincanalate a causa della curvatura	22
1.5.1	Frazione F di particelle deincanalate	23
1.5.2	Raggio di curvatura critico in funzione dell'energia	25
2	Caratteristiche del moto 'on coast' di un protone in un acceleratore circolare	27
2.1	Il sistema di riferimento	27
2.2	Il campo guida	29
2.3	Le equazioni del moto trasverso	30
2.4	Le traiettorie betatroniche	31
2.5	La funzione di betatrone	33
2.6	Oscillazioni di betatrone pseudo armoniche	34
2.7	Il numero di betatrone	35
2.8	La frequenza di betatrone	36
2.9	L'emittanza	37
2.10	Le coordinate normalizzate	39

3 Estrazione di protoni dal SPS	40
3.1 L'esperimento RD22/XLHB	40
3.2 Descrizione dell'apparato deflettore	41
3.3 I rivelatori del fascio estratto	43
3.4 L'acquisizione dei dati	45
3.5 Metodi di estrazione	46
3.5.1 Il parametro di impatto	49
3.5.2 Estrazione del fascio: il 'kick mode'	50
3.5.3 Estrazione in 'diffusion mode'	54
3.5.4 Il parametro d'impatto in 'diffusion mode'	55
3.5.5 Estrazione multipassaggio	57
3.6 Misura dell'intensità incidente sul cristallo	57
4 Risultati delle misure	60
4.1 Efficienza di estrazione: metodo di misura	60
4.2 Fattori di correzione	62
4.3 Il metodo di misura dei fattori di correzione	63
4.3.1 Misura dell'intensità del fascio estratto basata sui contatori $S_1, S_2,$ S_3	64
4.3.2 Misura dell'intensità del fascio estratto basata sull'odoscopio	64
4.4 Fattori di correzione: i risultati	66
4.4.1 Dati utilizzati	67
4.4.2 Efficienza dei contatori S_1, S_2, S_3	70
4.4.3 Criteri di preselezione basati sui contatori $S_1 - S_4$	73
4.4.4 Misura dell'efficienza di rivelazione dell'odoscopio ottenuta tramite la correlazione tra i suoi contatori verticali ed orizzontali	73
4.4.5 Misura dell'efficienza di rivelazione dell'odoscopio ottenuta tramite la sua correlazione con le camere MSGC	77

4.5	Estrazione: primi risultati qualitativi ottenuti in 'kick mode'	82
4.6	Intensità del fascio estratto in funzione dell'orientazione del cristallo	83
4.7	Efficienza massima di estrazione	85
4.8	Interpretazione dei risultati	89
4.9	Sviluppi futuri	91
5	Un odoscopio a fibre scintillanti letto da un fotomoltiplicatore multidi-	
	nodo	92
5.1	Descrizione del rivelatore	92
5.1.1	Il contatore a fibre	93
5.1.2	Il fotomoltiplicatore XP1724	94
5.2	Prove eseguite in laboratorio	96
5.2.1	Descrizione dell'apparato	96
5.2.2	Misura della luce emessa dall'odoscopio a fibre	97
5.2.3	Uniformità di risposta e diafonia del fotomoltiplicatore XP1724 . .	100
5.2.4	Prove dell'insieme contatore-fotomoltiplicatore	100
5.3	Prove eseguite sul fascio	103
5.3.1	Descrizione dell'apparato	103
5.3.2	Correlazioni con le camere a filo	103
5.3.3	L'efficienza	105
5.4	Simulazione del rivelatore e interpretazione dei risultati	110
5.5	La risoluzione spaziale	112

Elenco delle tabelle

1.1	Caratteristiche del cristallo a RD22 e LHB	24
1.2	Raggio di curvatura critico	26
3.1	Caratteristiche dei contatori S_1, S_2, S_3, S_4	44
3.2	Valori dei parametri caratteristici del fascio misurati alla posizione del 'kicker'.	51
3.3	Caratteristiche dei deflettori.	54
3.4	Deflessione angolare massima prodotta dalle piastre deflettrici.	55
4.1	Fattori di correzione ϵ_{S_i}	73
4.2	Contatori maggiormente colpiti dal fascio estratto.	74
4.3	Efficienza media dei contatori dell'odoscopio.	75
4.4	Criterio di selezione basati sulle MSGC.	78
4.5	Risultati dell'efficienza media dei due piani dell'odoscopio.	79
4.6	Misura dell'efficienza massima di estrazione ϵ_e	87
5.1	Proprietà delle fibre scintillanti.	93

Elenco delle figure

1.1	Confronto tra il potenziale normalizzato di Lindhard e Moliere	13
1.2	Incanalamento planare di una particella in un cristallo	14
1.3	Spettro della perdita di energia di particelle incidenti un cristallo	16
1.4	Sistema di riferimento di una particella all'interno di un canale	17
1.5	Potenziale planare tra due piani {110} nel silicio	20
1.6	Spazio delle fasi delle particelle incanalate in un cristallo incurvato.	21
1.7	Frazione di deincanalamento F verso il parametro adimensionale Γ	23
1.8	Curve universali della frazione di deincanalamento F in funzione di Γ	24
1.9	Frazione di deincanalamento F in funzione di Γ	25
2.1	Sistema delle coordinate di una particella in un acceleratore.	28
2.2	Cella elementare.	32
2.3	Funzione di betatrone.	34
2.4	Emittanza nello spazio delle fasi.	39
3.1	Schema generale dell'apparato sperimentale.	41
3.2	Schema dell'apparato deflettore.	42
3.3	Supporto incurvante dei cristalli.	42
3.4	Rivelatori del fascio estratto.	43
3.5	Schema dell'odoscopio.	46
3.6	Profilo del fascio circolante nel SPS.	48
3.7	Parametro di impatto.	49
3.8	Effetto del Kicker rappresentato nello spazio delle fasi.	51

3.9	Avanzamento della fase betatronica tra 'kicker' e cristallo.	52
3.10	Avanzamento della fase betatronica nei passaggi successivi alla posizione del cristallo.	52
3.11	Numero di protoni che incidono sul cristallo nei passaggi successivi alla posizione del cristallo.	53
3.12	Spazio delle fasi delle particelle generate nella simulazione.	56
3.13	Intensità del fascio misurata con il 'Beam Current Transformer'.	59
4.1	Profilo orizzontale del fascio.	63
4.2	Profilo del fascio estratto 'run' 212.	68
4.3	Profilo del fascio estratto 'run' 217.	69
4.4	Profilo del fascio estratto 'run' 221.	69
4.5	Profilo del fascio estratto 'run' 222.	70
4.6	Distribuzione dell'ampiezza del segnale nei contatori S_1, S_2, S_3, S_4	71
4.7	Molteplicità degli attraversamenti nell'odoscopio.	74
4.8	Profilo orizzontale ottenuto dopo la selezione basata sull'odoscopio.	76
4.9	Profilo verticale ottenuto dopo la selezione.	76
4.10	Efficienza media dei contatori dell'odoscopio.	78
4.11	Distribuzioni degli angoli delle tracce.	80
4.12	Correlazione tra i contatori dell'odoscopio e le camere MSGC.	81
4.13	Distribuzione della differenza tra la posizione dei contatori dell'odoscopio e quella ricostruita con le camere.	82
4.14	Risultato ottenuti in 'kick mode'.	83
4.15	Intensità del fascio estratto in funzione dell'angolo d'orientazione del cristallo.	84
4.16	Profili orizzontali e verticali del fascio estratto.	86
4.17	Profilo del fascio estratto ottenuti con la simulazione.	90
5.1	Raggruppamento delle fibre inviate ad un unico 'pixel'.	94
5.2	Disegno schematico del fotomoltiplicatore XP1724.	95

5.3	Schema dell'apparato del laboratorio.	97
5.4	Spettro di singolo elettrone e spettro dell'ampiezza del segnale.	99
5.5	Mappa del guadagno dei singoli elementi fotosensibili.	101
5.6	Mappa tipica delle diafonie.	101
5.7	Spettro ottenuto sommando i tre conteggi ADC dei canali vicini al massimo.102	
5.8	Struttura schematica dell'apparato allestito per le misure sul fascio.	103
5.9	Profilo del fascio.	105
5.10	Correlazione tra odoscopio e DWC.	106
5.11	Conteggi medi ADC per i canali 17 e 20.	106
5.12	Mappa dei canali acquisiti durante le prove sul fascio.	107
5.13	Distribuzione della distanza tra canale dell'odoscopio e traccia ricostruita con le DWC.	108
5.14	Efficienza media di rivelazione dell'odoscopio.	108
5.15	Efficienza ϵ dell'odoscopio in funzione della coordinata ricostruita con le DWC.	109
5.16	Rappresentazione dell'intervallo del contatore simulato nel programma e spessore attraversato in funzione della coordinata d'impatto.	111
5.17	Ampiezza media del segnale raccolto in tre canali adiacenti in funzione della posizione d'impatto della particella.	112
5.18	Distribuzione dello stimatore della posizione in funzione della posizione ricostruita con le DWC.	114

Prefazione

Lo scopo dell'esperimento RD22/XLHB descritto in questa tesi è quello di fornire delle indicazioni sulla possibilità di realizzare un fascio estratto a partire dall'alone di un fascio circolante in un collisionatore per protoni, usando la tecnica innovativa dell'incanalamento di particelle in un cristallo incurvato.

La realizzazione di un fascio estratto è oggetto di una proposta per LHC, il 'Large Hadron Collider' [1] che verrà costruito nei laboratori CERN di Ginevra nel prossimo decennio. Essa è finalizzata alla costruzione di un esperimento a bersaglio fisso dedicato principalmente allo studio della fisica dei 'quark pesanti'. Questo esperimento, il cui acronimo è LHB (Large Hadron Beauty factory) [2], si pone come obiettivi principali una misura precisa delle asimmetrie che violano la simmetria CP in alcuni canali di decadimento del mesone B, la misura delle oscillazioni del mesone B_s , lo studio dei decadimenti rari del mesone B, la spettroscopia degli adroni contenenti un 'quark' di tipo b, e misura delle loro vite medie.

La misura dell'efficienza di estrazione di protoni di 120 GeV/c dal Super Proto Sincrotrone (SPS) del CERN, che viene descritta in questa tesi, ha lo scopo di studiare in dettaglio l'interazione tra cristallo e fascio circolante, per acquisire le conoscenze necessarie a progettare il sistema di estrazione ad LHC dove i fasci circolanti avranno un'energia di 7 TeV.

I miei principali contributi all'esperimento sono stati lo studio e la messa a punto di alcuni rivelatori del fascio estratto e l'analisi dei dati raccolti con particolare attenzione

alla stima delle efficienze di rivelazione. Attenzione è stata anche dedicata alla raccolta e alla sintesi di informazioni che, data la novità dell'argomento, non hanno ancora ricevuto una trattazione sistematica.

Il primo capitolo di questa tesi viene dedicato ad una trattazione teorica dell'incanalamento di particelle cariche positivamente nelle struttura periodica di un cristallo. Quando una particella carica penetra in un cristallo, quasi parallelamente alla giacitura di una famiglia di piani del reticolo cristallino, essa è sottoposta al campo generato dalla carica degli atomi del reticolo che la forzano a compiere delle oscillazioni rimanendo all'interno dei 'canali' compresi tra coppie di piani adiacenti. Quando ciò accade, il moto guidato della particella nel reticolo viene chiamato 'incanalato planarmente': se il cristallo è curvato elasticamente la traiettoria della particella al suo interno potrà seguirne la curvatura e quindi uscirne deflessa dalla sua direzione originaria, sotto condizioni (angolo critico di incidenza, raggio critico di curvatura) ed in percentuali che vengono discusse dettagliatamente.

Nel secondo capitolo viene trattato il moto di un protone in un acceleratore di particelle. In particolare vengono ricavate le equazioni del moto trasverso che un protone, guidato dai campi magnetici ma non più accelerato, compie attorno all'orbita ideale; viene introdotta la funzione di betatrone con la quale è possibile descrivere il complicato moto oscillatorio delle particelle circolanti nell'anello. Viene inoltre definita l'emittanza, che permette di descrivere la larghezza e la divergenza del fascio. Queste nozioni consentono di descrivere i metodi con i quali è possibile ottenere artificialmente un aumento dell'emittanza in un unico fascio circolante al SPS, e simulare l'alone che in LHC sarà generato dalle interazioni tra i due fasci circolanti in senso opposto.

Queste due introduzioni teoriche sono necessarie per lo studio dell'interazione tra cristallo e fascio circolante. La comprensione globale del fenomeno è cruciale per la progettazione del sistema di estrazione dell'alone di uno dei due fasci circolanti ad LHC: si vuole indagare infatti la possibilità di produrre un fascio estratto non solo di intensità adeguata, ma anche tale da non compromettere il normale funzionamento dell'acceleratore

di particelle.

Nel terzo capitolo viene descritto l'apparato realizzato per la misura dell'efficienza di estrazione. Vengono evidenziate le caratteristiche del sistema deflettore che è costituito essenzialmente dal cristallo curvato, ma che necessita di ulteriori strumenti: un sistema laser per l'allineamento tra il cristallo e il fascio, un goniometro per lo studio dell'estrazione in funzione dell'angolo di incidenza e dei collimatori per intervenire sul fascio riducendone l'intensità o definendone la larghezza.

Vengono quindi descritte le caratteristiche dei rivelatori del fascio estratto e del sistema di acquisizione dei loro dati. Inoltre sono spiegate le modalità con cui si imprime al fascio un'eccitazione trasversa che ne aumenta la larghezza e porta le particelle a intercettare il cristallo.

Il capitolo successivo tratta il metodo e la realizzazione della misura dell'efficienza di estrazione che è stimata per mezzo del rapporto tra il numero di particelle efficacemente incanalate dal cristallo e il numero di quelle che lo hanno colpito. Il numero di particelle deflesse è stimato dai conteggi ottenuti sui contatori del fascio estratto; è quindi importante conoscere le efficienze di rivelazione dei vari rivelatori. Ampio spazio è dedicato alla trattazione della loro stima. I risultati ottenuti dimostrano per la prima volta la possibilità di estrarre un fascio per mezzo di un cristallo incurvato con efficienze dell'ordine del 10 %. Le prospettive aperte da questi risultati vengono brevemente discusse.

Il quinto capitolo infine è dedicato alla descrizione della realizzazione nei laboratori INFN di Trieste, di un odoscopio a fibre scintillanti letto da un fotomoltiplicatore a catodo segmentato. Questo rivelatore è stato realizzato in vista di un suo utilizzo nell'ambito degli studi sull'estrazione del fascio. Viene riportato lo studio di alcune delle sue caratteristiche quali l'efficienza di rivelazione e la risoluzione spaziale, eseguite su un fascio di particelle ad alta energia al CERN. I risultati sono soddisfacenti. Essi possono essere interpretati con un semplice modello che descrive la raccolta e la conversione dei fotoni prodotti nelle fibre scintillanti. Un programma di simulazione è stato scritto e quindi messo a punto utilizzando i dati sperimentali.

Capitolo 1

Incanalamento di un fascio di particelle cariche in un cristallo incurvato

Quando una particella carica penetra la struttura periodica di un monocristallo quasi parallelamente alle file o ai piani degli atomi del reticolo, le correlazioni tra le interazioni successive con gli atomi a cui è soggetta, possono dar luogo rispettivamente all'*incanalamento assiale o planare*, ovvero al moto guidato delle particelle all'interno del cristallo.

In prima approssimazione l'interazione della particella con le file o i piani atomici può essere descritta in termini di una deflessione elettrostatica da aste o da lastre cariche: se la particella incidente ha un'energia trasversa abbastanza piccola, essa si muove attraverso il cristallo oscillando nel *canale* generato dal reticolo. Se il cristallo è incurvato, sotto certe condizioni l'incanalamento può venir mantenuto: la particella incidente allora, seguendo il canale incurvato, viene deflessa rispetto alla sua direzione originaria.

In questo capitolo vengono introdotte le definizioni di *angolo critico*, di *raggio di curvatura critico*, e di *frazioni delle particelle incidenti che rimangono incanalate o che escono dal canale*, e ne vengono date espressioni in funzione dei parametri del cristallo e del fascio di particelle. La trattazione che segue sarà ristretta all'incanalamento planare di particelle cariche positivamente. Anche le particelle negative possono essere incanalate;

la probabilità che ciò avvenga è però ridotta essenzialmente dal fatto che il minimo del potenziale si trova molto vicino ai piani atomici, e non tra di essi, come avviene invece per le particelle con carica positiva.

L'incanalamento planare è preferito a quello assiale poiché le condizioni d'allineamento con il fascio sono più semplici da ottenere ed inoltre l'efficienza di incanalamento risulta essere maggiore. Verranno dati i valori numerici e ordini di grandezza per le condizioni di incanalamento nei casi che ci interessano direttamente: protoni di 120 GeV/c (esperimento oggetto della tesi) e di 7 TeV/c (LHC).

1.1 Incanalamento planare in un cristallo

Il processo di incanalamento è influenzato sia dal moto vibrazionale degli atomi attorno alla loro posizione di equilibrio, che rende il reticolo irregolare, sia dalla complicata interazione della particella incanalata con gli elettroni. Nel caso planare conviene studiare le condizioni che determinano l'incanalamento iniziale usando la meccanica newtoniana, ignorando le vibrazioni termiche degli atomi del reticolo e la diffusione multipla sugli elettroni, e descrivendo l'effetto degli atomi con delle distribuzioni piane, continue e uniformi di carica positiva. Gli effetti trascurati, cioè le interazioni con gli elettroni e con i singoli atomi possono essere studiati poi separatamente e considerati come cause di 'deincanalamento' di particelle inizialmente incanalate.

In questa approssimazione è conservata la componente della velocità nella direzione parallela all'incanalamento planare, ed il moto trasverso è governato dall'equazione del moto di un oscillatore non lineare ad un grado di libertà in cui l'effetto repulsivo dei piani atomici è descritto da un potenziale continuo. In figura 1.1 è rappresentato l'andamento dei potenziali normalizzati (paragrafo 1.3) di Lindhard [3, 4] e di Moliere [5] in funzione della coordinata trasversa. Il moto trasverso è quindi (figura 1.2 (b)) un'oscillazione perpendicolare alla linea mediana del canale; eccetto che per le particelle la cui energia d'oscillazione eccede la barriera di energia potenziale che separa i canali, e che quindi non potranno essere incanalate. Fissata l'energia della particella incidente, il parametro che

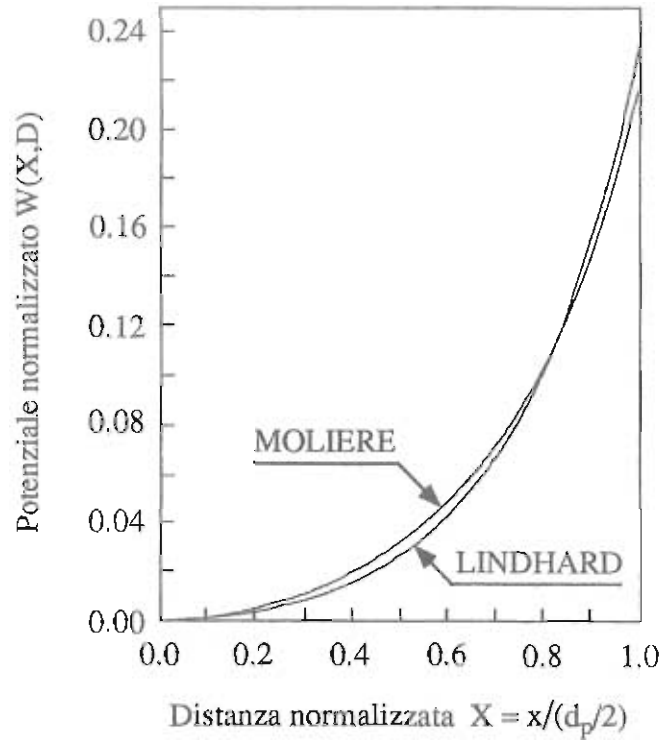


Figura 1.1: Confronto tra il potenziale normalizzato di Lindhard e Moliere per particelle α incidenti parallelamente ai piani $\{110\}$ di un cristallo di silicio. La variabile in ascissa è la coordinata trasversa normalizzata $X = x/(d_p/2)$, dove con x si intende la distanza dal piano mediano del canale (paragrafi 1.2, 1.3) e d_p è la distanza tra i piani atomici.

determina l'ampiezza dell'oscillazione oppure l'impossibilità che l'incanalamento abbia luogo, è l'angolo di incidenza della particella rispetto ai piani cristallografici.

Si definisce *angolo critico* l'angolo al di sopra del quale l'incanalamento non avviene affatto. Per incanalamento planare l'angolo critico ottenuto usando il potenziale di Lindhard [3], può essere stimato con:

$$\phi_p = \sqrt{\frac{4z_1 z_2 e^2 N d_p C a}{pv}}$$

dove z_1 è il numero atomico, p la quantità di moto relativistica, e v la velocità della particella incidente, C è una costante dell'ordine di $\sqrt{3}$, z_2 è il numero atomico del cristallo, N è il numero di atomi per unità di volume, d_p è la distanza tra i piani atomici, e $a \cong a_0 z_2^{-1/3}$ è la lunghezza di schermo atomica, a_0 essendo il raggio di Bohr. L'angolo critico dipende dunque, oltre che dalle caratteristiche intrinseche del cristallo, dalla quantità di

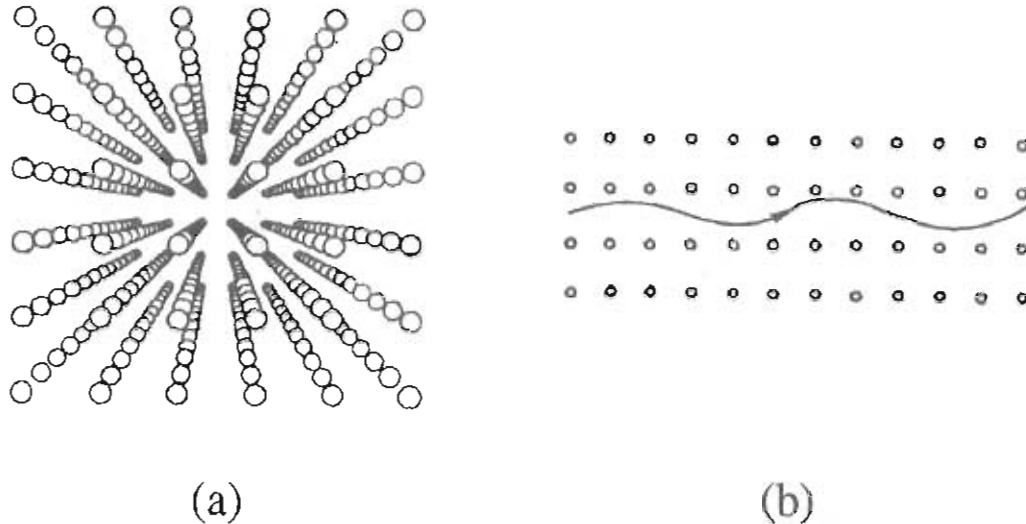


Figura 1.2: Incanalamento planare di una particella in un cristallo: (a) struttura periodica del cristallo; (b) moto oscillatorio di una particella incanalata.

moto delle particelle da incanalare, e diminuisce al suo aumentare.

Al disotto dell'angolo critico non tutte le particelle vengono incanalate: se esse incidono sul cristallo troppo vicine ai piani atomici, le loro interazioni non sono più descritte abbastanza fedelmente dai potenziali citati e si possono ottenere diffusioni a grande angolo che portano al deincanalamento. Per tener conto di ciò viene introdotto nel modello un parametro detto *distanza critica* che descriveremo nel paragrafo 1.2. Il valore numerico dell'angolo critico nel caso che ci interessa, e cioè quello di un fascio di protoni $z_1 = 1$, di quantità di moto $p = 120 \text{ Gev}/c$, incanalati lungo i piani $\{110\}$ di un cristallo di silicio, per cui $z_2 = 14$, $Nd_p = 9.7 \times 10^{14} \text{ atomi cm}^{-2}$, $d_p = 1.92 \text{ \AA}$ è :

$$\phi_p \simeq 5 \text{ } \mu\text{rad} / \sqrt{p[\text{Tev}/c]} \simeq 14 \text{ } \mu\text{rad}.$$

nel caso di una quantità di moto $p = 7 \text{ Tev}/c$:

$$\phi_p \simeq 2 \text{ } \mu\text{rad}.$$

L'ipotesi della conservazione della energia meccanica associata al moto trasverso è comunque piuttosto grossolana, infatti nel loro moto all'interno del cristallo le particelle incanalate possono diffondere sugli elettroni, sui nuclei del reticolo, o sulle impurità ed

altri difetti del cristallo, ed acquistare in questo modo quell'energia trasversa che le può portare a superare la barriera tra i canali; quando ciò accade chiameremo *de-incanalate* queste particelle. Il contributo maggiore al deincanalamento viene dagli elettroni, il ruolo dei nuclei diventa rilevante solo per le particelle che riescono ad avvicinare maggiormente i piani reticolari mentre gli effetti delle imperfezioni possono essere trascurati per cristalli sufficientemente puri. Nell'incanalamento piano, la frazione f_i di particelle incanalate che restano tali dopo aver attraversato lo spessore t , è dato approssimativamente dall'espressione:

$$f_i \approx \exp(-t/t_d)$$

dove t_d è la *lunghezza di deincanalamento normale*, per la quale una forma approssimata è data da [4, 6]:

$$t_d \cong \frac{pv}{\pi z_1 e^2 L_e N d_p}$$

dove L_e è il termine logaritmico nella formula della perdita di energia di Bethe-Bloch [7]

$$L_e = \ln \left(\frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right)$$

con I si intende il potenziale di ionizzazione. Per il cristallo di silicio, l'ordine di grandezza per il parametro t_d è circa $0.1 \text{ cm} \times cp [\text{Gev}]$ [4], quindi $t_d \simeq 12 \text{ cm}$ e $\simeq 700 \text{ cm}$ per protoni di $120 \text{ Gev}/c$ e $7 \text{ Tev}/c$ rispettivamente.

Nel penetrare il cristallo le particelle incanalate sono caratterizzate da una perdita di energia più piccola del normale (figura 1.3): il rapporto tra la perdita di energia per unità di percorso di particelle incanalate e particelle con incidenza casuale è dato in prima approssimazione da [6]:

$$\frac{[dE/dx]_{\text{incanal}}}{[dE/dx]_{\text{casuale}}} \approx \frac{1}{2}$$

Questo comportamento permette di identificare le particelle incanalate misurandone l'energia depositata nel cristallo; inoltre l'allineamento del cristallo può essere facilmente ottenuto trovando l'orientazione per cui la perdita è minima.

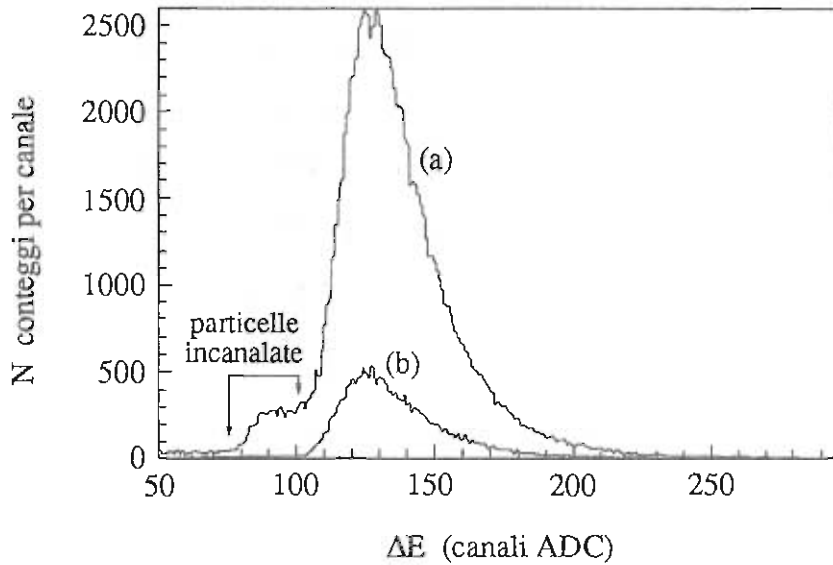


Figura 1.3: Spettro della perdita di energia di particelle incidenti con quantità di moto di 80 GeV/c, su un cristallo di silicio raffreddato (a) quando i piani $\{110\}$ sono allineati con la direzione del fascio, (b) per incidenza casuale [8].

1.2 Incanalamento planare in un cristallo incurvato

Consideriamo ora il moto di particelle cariche positivamente attraverso un cristallo curvato elasticamente. Con k si indica la curvatura del cristallo e quindi $R = 1/k$ ne è il raggio di curvatura. Il sistema di riferimento, che accompagna il moto longitudinale della particella, viene scelto in modo tale che l'asse z segua la direzione tangente ai canali incurvati del cristallo mentre l'asse x indichi la coordinata trasversa (figura 1.4).

La particella rimane incanalata nel cristallo fino a quando la forza centrifuga pvk (il sistema di coordinate scelto non è inerziale) non supera la forza centripeta f esercitata dal cristallo:

$$f \leq pvk$$

dove si è indicato con p e v rispettivamente la quantità di moto e la velocità del fascio incidente. Il valore $k^{-1} = pv/f$ è conosciuto come raggio di Tsyganov, o *raggio di curvatura critico* R_c cioè quello al di sotto del quale tutte le particelle vengono deincanalate.

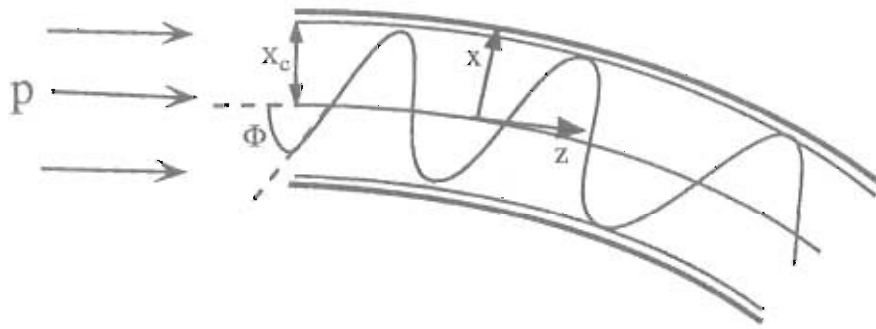


Figura 1.4: Sistema di riferimento (x, z) di una particella all'interno di un canale; angolo critico ϕ e distanza critica x_c .

Si definisce *distanza critica* x_c , la distanza tra la superficie mediana e quella più prossima ai bordi del canale che una particella può raggiungere senza essere deincanalata. Nel modello classico qui utilizzato, in cui l'interazione fra il cristallo e la particella è descritta dal potenziale $V(x)$, x_c è un parametro libero che deve essere inferito empiricamente dai dati. Esso assume il significato di posizione limite oltre la quale cessa la validità del modello classico ed appaiono fenomeni (diffusione a grandi angoli per urti con gli atomi, oppure superamento della barriera di potenziale) che causano il deincanalamento e debbono essere descritti da modelli atomici quantistici. Sulla base di tali modelli, si può stimare che x_c sia legato alla distanza di schermo di Thomas-Fermi [9]. La condizione limite di equilibrio tra forza centrifuga e centripeta si scrive come:

$$(1.1) \quad pvk = f = V'(x_c).$$

dove la massima forza centripeta f ottenibile è data semplicemente dalla derivata del potenziale in x_c , cioè sul bordo del canale. Attraverso l'equazione (1.3) si può trovare qual è il valore massimo $k_m = 1/R_c$ della curvatura del cristallo per particelle con probabilità non nulla di essere incanalate, una volta che ne sia fissata la quantità di moto p .

Se definiamo con F la frazione delle particelle inizialmente incanalate che vengono deincanalate a causa della curvatura, la restante frazione $(1 - F)$ indica le particelle che

rimangono incanalate:

$R > R_c$: $F < 1$, ovvero alcune particelle restano incanalate;

$R < R_c$: $F = 1$, ovvero tutte le particelle sono deincanalate.

Nel seguito di questo capitolo, discuteremo brevemente le equazioni del moto e la rappresentazione delle soluzioni nello spazio delle fasi, per giungere a delle espressioni per la frazione F delle particelle deincanalate (paragrafo 1.5.1) e il raggio critico R_c (paragrafo 1.5.2), come funzioni delle caratteristiche del cristallo e del fascio, nelle seguenti ipotesi:

- le particelle sono in equilibrio statistico quando raggiungono il cristallo;
- le particelle sono deincanalate se oltrepassano la distanza critica x_c dalla superficie mediana del canale;
- la lunghezza d'onda del moto oscillatorio della particella all'interno del cristallo è più corta della lunghezza del cristallo,
- il modello del potenziale continuo descrive bene la forza esercitata dai piani.

1.3 L'equazione del moto

L'equazione del moto per una particella relativistica in un cristallo piegato con curvatura costante k è dato da:

$$\frac{d^2x}{dz^2} + \frac{1}{pv} V'(x) = k$$

dove la variabile temporale è stata eliminata assumendola proporzionale a z : $t = z/v$, x è la distanza dalla superficie mediana del canale, e si è indicato con $V(x)$ il potenziale di Moliere [5], che può essere scritto in funzione delle variabili normalizzate X , D e K :

$$V(x) = KW(X, D)$$

dove:

$$X = 2x/d_p, \quad D = d_p/a_T, \quad K = \pi z_1 z_2 e^2 n d_p.$$

con d_p distanza tra i piani, a_T la distanza di schermo di Thomas-Fermi, z_1 e z_2 i numeri atomici della particella e del cristallo, e carica dell'elettrone, $n = Nd_p$ densità areale di ciascun piano. Conviene introdurre anche:

$$Z = \frac{2z}{d_p}$$

l'equazione del moto, espressa nelle nuove variabili normalizzate, prende allora la forma:

$$(1.2) \quad \frac{d^2 X}{dZ^2} + \frac{k}{pv} [W'(X, D) - \Gamma] = 0.$$

dove Γ è data da:

$$(1.3) \quad \Gamma = \frac{pvk}{2\pi z_1 z_2 e^2 n} = pvk \frac{d_p}{2K}.$$

L'equazione (1.2) è particolarmente conveniente, in quanto consente di studiare le soluzioni dell'equazione del moto indipendentemente dalle caratteristiche del cristallo e della particella. Le variabili X e Z sono le coordinate spaziali normalizzate e adimensionali, espresse in unità della distanza d_p tra i piani cristallografici; questa distanza a sua volta è espressa in unità della distanza di schermo di Thomas-Fermi a_T dal parametro adimensionale D ; K è una costante che ha la dimensione di un'energia. W è il potenziale normalizzato, che descrive l'interazione particella-cristallo, W' la forza corrispondente, e Γ il termine 'centrifugo' dovuto alla curvatura, anch'esso normalizzato. L'effetto di deformazione del potenziale, causato dalla curvatura del cristallo, è mostrato a titolo d'esempio in figura 1.5.

Come discusso nel paragrafo 1.2 una particella rimane incanalata nel cristallo se $|X(Z)| < X_c$ per tutti i valori di Z , dove si è indicato con $X_c = 2x_c/d_p$, ed è invece deincanalata se $|X(Z)| \geq X_c$ per qualche valore di Z . Nel modello adottato, la distanza critica normalizzata X_c è un parametro libero; essa è legata al valore minimo dell'energia trasversa per il quale non si ha più incanalamento $E_{\perp c} = V(x_c)$.

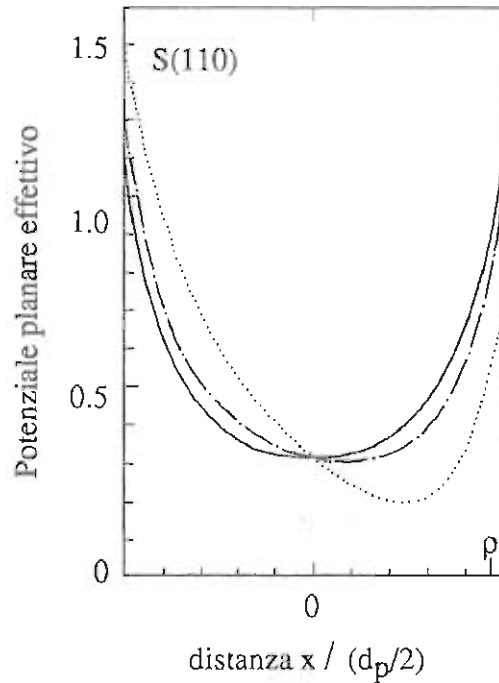


Figura 1.5: Potenziale planare tra due piani $\{110\}$ nel silicio. La curva continua rappresenta il potenziale di un cristallo dritto, le curve disegnate con linea e punto e con punti rappresentano rispettivamente il potenziale in un cristallo con raggio di curvatura di 40 e 10 cm. L'ampiezza termica vibrazionale ρ perpendicolare al piano è indicata (temperatura ambiente).

1.4 Rappresentazione delle soluzioni nello spazio delle fasi

La soluzione d'equilibrio $X(Z) = X_e = cost$ è definita implicitamente dalla condizione

$$\frac{dX}{dZ} = \frac{d^2X}{dZ^2} = 0,$$

cioè

$$W'(X_e, D) - \Gamma = 0$$

e corrisponde alla traiettoria tratteggiata in figura 1.6 (a).

Una particella che entra nel cristallo incurvato alla posizione X_e e con velocità trasversa nulla, si muove attraverso il canale descrivendo un arco di cerchio, con $X = X_e = cost$: a tale coordinata trasversa la forza centripeta $V'(X_e) = KW'(X_e, D)/d_p$ e la forza inerziale centrifuga dovuta alla curvatura si equilibrano.

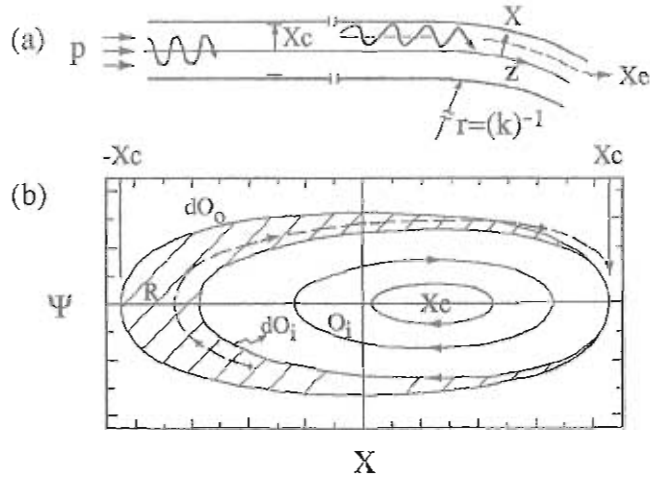


Figura 1.6: Geometria dell'incanalamento planare tra i piani di un cristallo incurvato: (a) qui X e Z possono essere interpretate come le variabili normalizzate dell'equazione 1.2; (b) tipica geometria dello spazio delle fasi per il piano di silicio $\{111\}$ di distanza maggiore, con $x_c = 1 - D/2 = 0.83$, $X_e = 0.25$ e Γ definita dall'equazione (1.2). Le tre ellissi centrate su X_e e la curva tratteggiata sono date dall'equazione (1.2) le altre ellissi sono date dalla stessa equazione con $\Gamma = 0$ e $e_{\perp} = W(X_e, D)$.

L'equazione del moto (1.2) può essere riscritta in termini di un sistema di due equazioni differenziali del primo ordine al quale è associato una legge di conservazione [10]:

$$(1.4) \quad e_{\perp}(X, \Psi; \Gamma, D) = \Psi^2 + W(X, D) - \Gamma X$$

dove con Ψ si è definito il momento trasverso normalizzato

$$\Psi = (pv/2K)^2 \frac{dX}{dZ}.$$

La (1.4) è una quantità costante per una data soluzione $X(Z)$ e fisicamente rappresenta l'energia trasversa normalizzata della particella, somma del termine 'cinetico' Ψ^2 , di quello 'potenziale centripeto' W , e del termine 'centrifugo' ΓX . Nello spazio delle fasi tutte le possibili coppie (X, Ψ) , relative alla stessa soluzione $X(Z)$ descrivono un'ellisse.

In figura 1.6 (b) sono tracciate tre curve della famiglia di ellissi concentriche che rappresentano tutte le possibili soluzioni dell'equazione (1.2). Una particella che penetra all'interno del cristallo si muove in senso orario lungo l'ellisse nello spazio delle fasi, e poiché le curve sono chiuse, le soluzioni dell'equazione del moto sono periodiche e oscillano attorno alla posizione d'equilibrio $X = X_e$.

1.5 Particelle deincanalate a causa della curvatura

Come discusso nel paragrafo 1.1 secondo il nostro modello in un cristallo non incurvato una particella viene incanalata se penetra nel cristallo ad una distanza X non superiore alla distanza critica X_c dalla linea mediana e con un angolo che è funzione di X_c ma che comunque non può superare l'angolo critico Ψ_p . La curvatura $k = 0$ per un cristallo non piegato, implica un valore nullo per il parametro Γ , forza centrifuga normalizzata. La legge di conservazione associata all'equazione del moto in questo caso assume la forma [10]:

$$(1.5) \quad e_{\perp}(X, \Psi; 0, D) = \Psi^2 + W(X, D) < W(X_c, D)$$

cui corrisponde nello spazio delle fasi una regione ellittica O_0 :

$$O_0 = \{(X, \Psi) | \Psi^2 + W(X, D) < W(X_c, D)\},$$

cioè l'insieme dei punti (X, Ψ) per cui è soddisfatta la condizione (1.5), il cui contorno è indicato nella figura 1.6 (b) con il simbolo dO_0 . Ciascun punto in questa regione rappresenta una possibile condizione iniziale per una particella certamente incanalata in un cristallo diritto ma che può risultare deincanalata a causa della curvatura in un cristallo incurvato.

Nel cristallo curvo la regione permessa alle particelle che restano incanalate è modificata dalla presenza del termine 'centrifugo' ΓX ed è data da:

$$O_i = \{(X, \Psi) | \Psi^2 + W(X, D) - \Gamma X < W(X_c, D) - \Gamma X_c\}$$

il cui contorno è indicato con dO_i ; le traiettorie $X(Z)$, soluzioni della (1.2), sono rappresentate nello spazio della fasi da ellissi centrate a $X = X_c$ e $\Psi = 0$. Le particelle che rimangono incanalate sono quelle per cui $X(Z) < X_c$ per tutti gli Z . Se al momento dell'impatto col cristallo il punto rappresentativo nello spazio delle fasi cade nella zona $R = O_0 - O_i$ la particella verrà deincanalata con un processo illustrato dalla linea tratteggiata in figura 1.6 (b) mentre saranno incanalate le particelle il cui punto rappresentativo cade nella regione O_i .

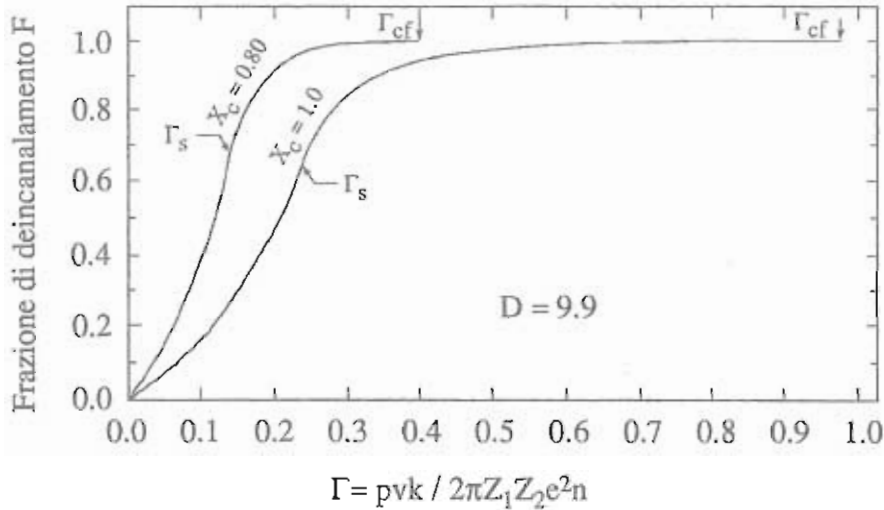


Figura 1.7: Frazione di deincanalamento F verso il parametro adimensionale Γ .

E' possibile che alcune delle particelle che partono dalla regione R e che quindi dovrebbero essere deincanalate, continuino una sorta di moto guidato dopo essere penetrate tra i piani. Al presente non si conosce l'ordine di grandezza di questo fenomeno. Tuttavia è possibile, in linea di massima, identificare queste particelle sperimentalmente poiché esse popolano una regione dove la perdita di energia è relativamente grande. In ogni caso da R si può ottenere il limite superiore della frazione di particelle deincanalate a causa della curvatura, in assenza di diffusione multipla. Consideriamo ancora lo spazio delle fasi di figura 1.6 (b): poiché tutte le particelle oscillano attorno a X_e tutte quelle che entrano nel cristallo incurvato nella regione O_0 saranno deincanalate se $X_e \rightarrow X_c$. Per $X_e = X_c$ si ha $\Gamma = W'(X_c)$ che è l'equazione (1.1) scritta nelle variabili normalizzate; essa descrive nello spazio delle fasi la condizione limite della forza centrifuga uguale a quella centripeta, generata dal potenziale, al limite X_c della zona accessibile alle particelle incanalate.

1.5.1 Frazione F di particelle deincanalate

A partire dalle ipotesi enunciate nel paragrafo 1.2, dalla superficie della regione R nello spazio delle fasi si può calcolare [5] la frazione F di particelle che vengono deincanalate. In figura 1.7 sono tracciati i grafici della frazione di particelle deincanalate F , in funzione del termine 'centrifugo' normalizzato Γ , per due valori del parametro libero della teoria X_c ;

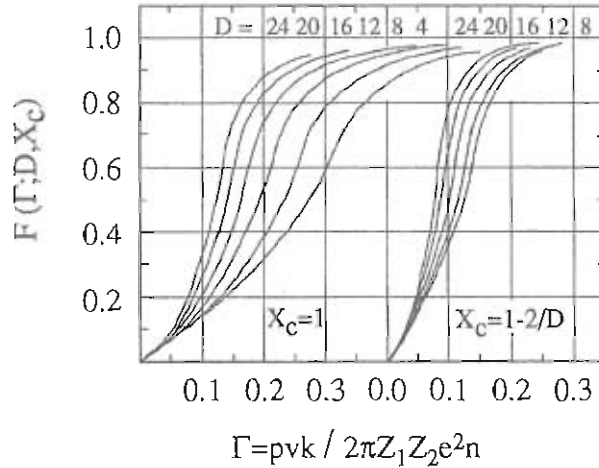


Figura 1.8: Curve universali della frazione di deincanalamento F in funzione di Γ .

dove si è indicato con Γ_{cf} il valore limite di Γ per cui tutte le particelle sono deincanalate (paragrafo 1.5):

$$\Gamma_{cf} = (pvk/2\pi z_1 z_2 e^2 n)_{cf} = W'(X_c, D).$$

In figura 1.7 il valore di D è fissato a 9.9 (distanza normalizzata fra i piani $\{110\}$ del silicio). Più in generale, al variare di D si possono ottenere le famiglie di curve in figura 1.8. Varie misure sperimentali sono state eseguite [8] per verificare la bontà del modello. Alcune di queste sono riportate in figura 1.9. Esse mostrano un buon accordo tra la teoria e i dati sperimentali. Nella tabella 1.1 sono riportati i valori del parametro Γ e della curvatura per l'esperimento di estrazione RD22 al SPS e per l'esperimento LHB proposto a LHC. Riportando i valori ottenuti per Γ sulla curva di figura 1.9 si vede come

	<i>quantità di moto dei protoni</i>	<i>dimensione del cristallo (mm³)</i>	<i>angolo di deflessione</i>	<i>curvatura del cristallo</i>	<i>parametro Γ</i>
SPS	120 GeV/c	$1.5 \times 10 \times 30$	8.5 mrad	3.5 m	0.03
LHC	7 TeV/c	$1 \times 10 \times 50$	0.7 mrad	71 m	0.08

Tabella 1.1: Caratteristiche del cristallo e valore del parametro Γ per gli esperimenti RD22 e LHB.

la frazione di particelle deincanalate a causa della curvatura, nei casi che ci interessano, sia rispettivamente circa del 20 % e del 50 % e questo incoraggia ad usare il metodo per

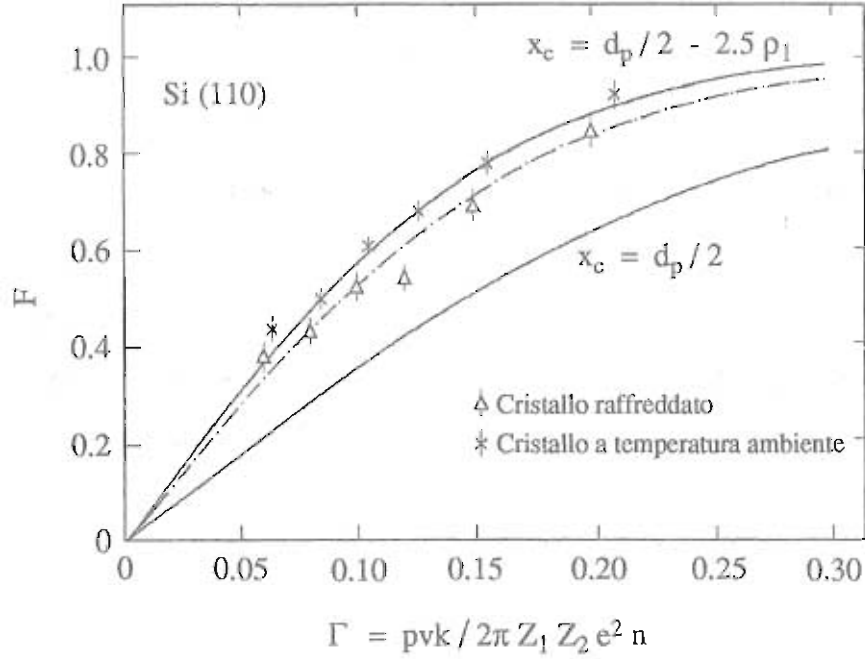


Figura 1.9: Frazione di deincanalamento F in funzione di Γ a temperatura ambiente e con il cristallo raffreddato.

deflettere un fascio di particelle. Ricordiamo che la lunghezza di deincanalamento normale (paragrafo 1.1) aumenta linearmente all'aumentare della quantità di moto della particella incidente; per la quantità di moto coinvolte in LHC la frazione di particelle perse per deincanalamento normale è praticamente trascurabile.

1.5.2 Raggio di curvatura critico in funzione dell'energia

Dalla condizione limite $\Gamma = W'(X_c)$ che eguaglia il termine centrifugo Γ e quello centripeto $W'(X)$ normalizzati, si ottiene la relazione:

$$\Gamma = \frac{1}{2}(R_c/R).$$

dove R_c è il raggio critico. Esso può essere esplicitato come:

$$R_c = \frac{pv}{\pi Z_1 Z_2 e^2 N d_p} \simeq 1.6 \text{ m} \times p[\text{TeV}/c];$$

il raggio di curvatura critico è quindi direttamente proporzionale alla quantità di moto delle particelle che si vogliono incanalare. Per ottenere la stessa frazione di particelle

	p [GeV/c]	R_c [m]
SPS	120	0.19
LHC	7000	11

Tabella 1.2: Valore del raggio di curvatura critico R_c per gli esperimenti di estrazione di un fascio al SPS e a LHC.

incanalate aumentando l'energia del fascio, si deve diminuire il raggio di curvatura con cui il cristallo è piegato; si ottiene quindi un fascio estratto deflesso ad un angolo minore. Il valore del raggio critico per l'esperimento RD22 al SPS e per l'estrazione del fascio ad LHC sono riportati in tabella 1.2.

Capitolo 2

Caratteristiche del moto ‘on coast’ di un protone in un acceleratore circolare

In questo capitolo vengono introdotti concetti e definizioni, riguardanti la fisica delle macchine acceleratrici, utili per chiarire i problemi dell'estrazione dell'alone di un fascio di protoni per mezzo di un cristallo posto all'interno della camera da vuoto di un anello di accumulazione. In particolare si vogliono sottolineare i concetti di emittanza di un fascio, di oscillazione di betatrone, di numero e frequenza betatronici che risultano essere importanti per la comprensione dell'interazione tra il fascio e il cristallo.

Descriveremo il moto ‘on coast’ cioè il movimento delle particelle confinate nell'anello quando esse non vengono più accelerate; allora, poiché con buona approssimazione i protoni non perdono energia per irraggiamento, la loro quantità di moto è costante. Verranno dati esempi numerici ed ordini di grandezza relativi all'oggetto di questa tesi, cioè a protoni di 120 GeV/c circolanti nel SPS del CERN.

2.1 Il sistema di riferimento

In un acceleratore circolare le particelle sono soggette ad un campo magnetico che le confina in una regione di spazio a forma di anello. Si dice *orbita ideale chiusa* la curva quasi circolare, che una particella di energia nominale E_0 e con coordinate iniziali opportune,

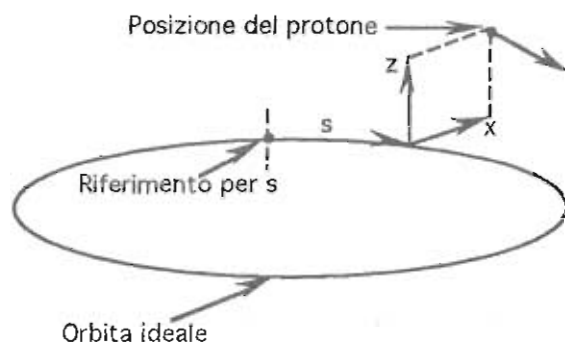


Figura 2.1: Sistema delle coordinate.

percorre indefinitamente a causa del campo generato dagli elettromagneti lungo la macchina acceleratrice. Ogni altra particella si muove con un moto quasi periodico su una traiettoria stabile molto vicina all'orbita ideale.

È conveniente descrivere il moto di una particella qualsiasi in termini di coordinate definite relativamente all'orbita ideale. La posizione istantanea è data dalla terna (s, x, z) dove s è la distanza lungo l'orbita ideale chiusa da un punto di riferimento situato su di essa, x e z sono le distanze rispettivamente orizzontale e verticale dall'orbita ideale. La coordinata s viene chiamata *coordinata azimutale*, il suo verso è concorde a quello del moto della particella; la x viene chiamata *coordinata radiale* ed è crescente verso l'esterno, la z è diretta verso l'alto (figura 2.1).

Il moto è periodico in s , ed il periodo è $L = 2\pi R$ con R raggio medio dell'orbita ideale. Per il Super Proto Sincrotrone del CERN il raggio medio è $R \simeq 750$ m. Le coordinate x e z sono considerate quantità 'piccole' nel senso che sono sempre molto minori del raggio di curvatura della traiettoria. In altri termini questo significa che possiamo considerare solo i termini lineari in x e z per le variazioni del campo magnetico in prossimità dell'orbita ideale. In questo senso la trattazione che segue è un'approssimazione lineare del problema della soluzione del moto [11].

2.2 Il campo guida

Il campo magnetico cui sono sottoposte le particelle circolanti è un campo statico. Poiché si assume che l'orbita ideale chiusa sia una curva piana, su di essa il campo \vec{B} è sempre verticale. In punti non appartenenti all'orbita ideale le componenti del campo sono, nell'approssimazione lineare,

$$\begin{cases} B_x(s, x, z) = \left(\frac{\partial B}{\partial x}\right)_{0s} x \\ B_z(s, x, z) = B_0(s) + \left(\frac{\partial B}{\partial x}\right)_{0s} z \end{cases}$$

dove il campo \vec{B} e la sua derivata sono calcolati sull'orbita ideale cioè per $x = 0$ e $z = 0$, e all'azimut s . Il termine $B_0(s)$ produce la curvatura dell'orbita ideale mentre il campo gradiente $\frac{\partial B}{\partial x}$ è responsabile delle forze di focalizzazione per le traiettorie stabili vicine all'orbita ideale.

Nell'approssimazione lineare possiamo definire le caratteristiche del campo guida tramite due funzioni [11]:

$$G(s) = \frac{ecB_0(s)}{E_0}, \quad K_1(s) = \frac{ec}{E_0} \left(\frac{\partial B}{\partial x}\right)_{0s}$$

dove e è la carica dell'elettrone, c la velocità della luce, E_0 l'energia nominale delle particelle circolanti.

La $G(s)$, detta *funzione di curvatura*, ha il significato geometrico di inverso del raggio di curvatura ed è soggetta ai seguenti vincoli:

- deve garantire un'orbita ideale chiusa;
- è periodica $G(s + L) = G(s)$;
- l'angolo spazzato in un giro è $\int_0^L G(s) ds = 2\pi$.

La funzione $K_1(s)$ rappresenta la rapidità di variazione dell'inverso del raggio di curvatura con lo spostamento radiale; anch'essa è una funzione periodica $K_1(s + L) = K_1(s)$. Protoni circolanti a 120 GeV/c nel SPS sono sottoposti ad un campo medio $\langle B_0 \rangle = 0.5$ T con gradienti limitati a $\left(\frac{\partial B}{\partial x}\right)_{0s} \sim 6$ T/m.

2.3 Le equazioni del moto trasverso

Le equazioni del moto di una particella di energia E diversa dall'energia nominale E_0 del fascio, $E = E_0 + \varepsilon$, con ε piccolo rispetto a E_0 , sono [11]:

$$(2.1) \quad x'' = K_x(s)x + G(s)\frac{\varepsilon}{E_0}$$

$$(2.2) \quad z'' = K_z(s)z$$

con

$$K_x(s) = -G^2(s) - K_1(s),$$

$$K_z(s) = -K_1(s)$$

le derivate x'' e z'' si intendono calcolate rispetto alla variabile azimutale s .

Le equazioni del moto nelle due direzioni sono indipendenti. Si consideri il moto lungo z ; il significato fisico della funzione $K_z(s)$ è analogo a quello della costante di richiamo di un oscillatore armonico, ad ogni valore dato della coordinata azimutale. Le $K_z(s)$ e $K_x(s)$ prendono il nome di funzioni di focalizzazione.

In un acceleratore con 'focalizzazione forte' $K_1(s) \gg G^2(s)$ e quindi

$$K_1(s) = K_z(s) \simeq -K_x(s).$$

Le funzioni K nelle direzioni radiale e verticale hanno segno opposto e questo rende ragione del fatto che un campo magnetico che focalizza in un piano defocalizza nel piano ortogonale.

Il termine $G^2(s)$ che compare in $K_x(s)$ è legato alla forza centrifuga, la mancanza di un termine simile in $K_z(s)$ deriva dall'ipotesi che l'orbita ideale sia piana. Nell'equazione del moto in x è presente il termine $G(s)\frac{\varepsilon}{E_0}$ chiamato termine di guida che è proporzionale allo scarto ε in energia rispetto a quella nominale. Risulta conveniente separare il moto radiale in due parti [11],

$$x = x_\varepsilon + x_\beta;$$

x_z descrive l'orbita d'equilibrio mentre x_β rappresenta le oscillazioni trasverse libere attorno ad essa e soddisfa un'equazione differenziale del tutto simile alla (2.2):

$$(2.3) \quad x''_\beta = K_x(s)x_\beta.$$

Le soluzioni di queste equazioni, dette di Hill, vengono chiamate oscillazioni di betatrone; poiché la forma matematica è identica per il moto radiale e verticale, nella trattazione che seguirà faremo cadere tutti gli indici e riterremo i risultati validi per entrambe le coordinate trasverse, che rappresenteremo genericamente con la variabile y .

2.4 Le traiettorie betatroniche

I campi guida sono generati da una sequenza di elementi magnetici che si ripete identica, entro le tolleranze costruttive; a tale sequenza viene dato il nome di cella (figura 2.2 (a)). In ognuno di questi elementi la funzione $K(s)$ è o costante, all'interno dei quadrupoli, o nulla, nei tratti dritti. E' quindi possibile costruire una soluzione dell'equazione

$$(2.4) \quad y''(s) = K(s)y(s)$$

raccordando soluzioni valide a tratti. Si ha:

$$\begin{cases} y = a \cos(\sqrt{k}s + b) & K > 0 \\ y = a s + b & K = 0 \\ y = a \cosh(\sqrt{-k}s + b) & K < 0 \end{cases}$$

dove a e b sono le condizioni iniziali per ciascun segmento. La figura 2.2 (b) mostra i valori di K in una cella; in 2.2 (c) sono invece tracciate, a partire dalla posizione s_0 , due possibili traiettorie. La funzione $C(s, s_0)$ è di tipo *coseno*, con $y(s_0) = 1$ e $y'(s_0) = 0$, la $S(s, s_0)$ è di tipo *seno*, con $y(s_0) = 0$ e $y'(s_0) = 1$; esse sono in generale funzioni non periodiche, sebbene $K(s)$ lo sia. Esse rappresentano traiettorie oscillanti e limitate e assumono forma diversa in rivoluzioni successive nell'anello, in quanto cambiano i valori delle coordinate trasversali e delle loro derivate nei passaggi successivi allo stesso azimut.

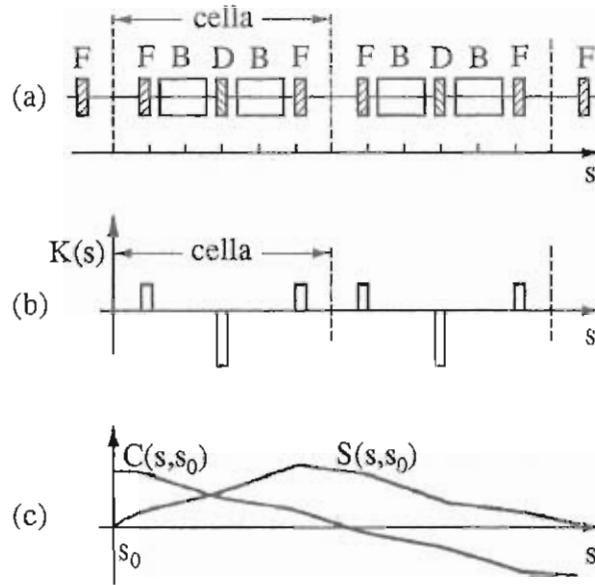


Figura 2.2: (a) cella elementare; (b) la funzione K ; (c) traiettorie di *tipo seno o coseno*.

A causa della linearità della (2.4) tutte le possibili traiettorie possono essere scritte come combinazione lineare della $S(s, s_0)$ e dalla $C(s, s_0)$

$$y(s) = C(s, s_0)y(s_0) + S(s, s_0)y'(s_0)$$

$$y'(s) = C'(s, s_0)y(s_0) + S'(s, s_0)y'(s_0).$$

Può essere conveniente scrivere queste soluzioni in forma matriciale:

$$\vec{y}(s) = \begin{pmatrix} y(s) \\ y'(s) \end{pmatrix}$$

le soluzioni si possono allora scrivere come:

$$\vec{y}(s) = M(s, s_0)\vec{y}(s_0)$$

con

$$M(s, s_0) = \begin{pmatrix} C(s, s_0) & S(s, s_0) \\ C'(s, s_0) & S'(s, s_0) \end{pmatrix}$$

la matrice M si chiama *matrice di trasporto*. La proprietà notevole delle matrici:

$$M(s, s_0) = M(s, s_1)M(s_1, s_0)$$

fa sì che si possa ricavare la coordinata trasversale y e la derivata y' di una traiettoria dopo un certo tratto di percorso in termini di prodotti delle matrici di trasporto *elementari*, cioè relative agli elementi con K costante di cui il tratto è composto.

2.5 La funzione di betatrone

La soluzione generale della (2.4) può anche essere scritta nella forma di una funzione oscillante pseudo armonica, cioè una funzione armonica con ampiezza e frequenza modulata:

$$(2.5) \quad y(s) = a \xi(s) \cos\{\mu(s) + \mu_0\}$$

dove $\xi(s)$ e $\mu(s)$ sono opportune funzioni di s , mentre a e μ_0 sono determinate dalle condizioni iniziali. Se definiamo

$$\mu(s) = \int_0^s \frac{d\bar{s}}{\xi^2(\bar{s})}, \quad \mu'(s) = 1/\xi^2(s)$$

si ottiene per la ξ la seguente equazione differenziale:

$$\xi'' = K(s)\xi + \frac{1}{\xi^3}.$$

Si preferisce però definire una nuova funzione chiamata funzione di betatrone come:

$$\beta(s) = \xi^2(s)$$

tenendo conto della quale la soluzione generale del moto trasverso diventa:

$$(2.6) \quad y(s) = a \sqrt{\beta(s)} \cos\{\mu(s) + \mu_0\}$$

con

$$\mu(s) = \int_0^s \frac{d\bar{s}}{\beta(\bar{s})}.$$

Dalla conoscenza di $K(s)$ si ricava una funzione β che è univocamente determinata e dà una rappresentazione delle caratteristiche globali di focalizzazione dell'anello mentre invece $K(s)$ ne descriveva le proprietà locali. La funzione β è periodica di periodo L ma può avere un periodo più breve se l'anello è interamente costruito da celle che ripetono identiche, per esempio di lunghezza l ; allora $\beta(s+l) = \beta(s)$. In figura 2.3 è riportato un esempio di funzione di betatrone con le relative traiettorie di tipo seno e coseno.

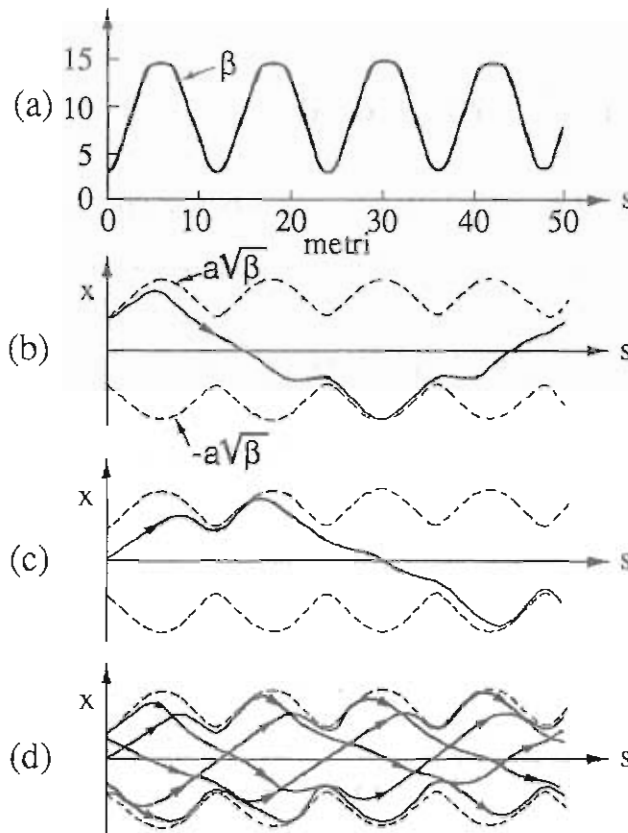


Figura 2.3: (a) funzione di betatrone; (b)(c) traiettorie di tipo coseno e seno; (d) una traiettoria in alcune rivoluzioni successive.

2.6 Oscillazioni di betatrone pseudo armoniche

Consideriamo più da vicino l'equazione (2.6): la particella che si muove nell'anello esegue oscillazioni laterali pseudo periodiche, descritte da funzioni che potremmo chiamare 'sinusoidi distorte' con ampiezza variabile $a\sqrt{\beta}$ e con fase $(\mu + \mu_0)$ che avanza con s con derivata uguale a $1/\beta(s)$ (figura 2.3 (b), (c)). La funzione

$$Y(s) = a\sqrt{\beta}$$

segna il limite massimo dello spostamento in y della particella circolante ed è quindi la funzione involuppo di tutte le sue possibili traiettorie (curva tratteggiata in figura 2.3 (b), (c)).

In figura 2.3 (d) è tracciato il percorso della particella per alcune rivoluzioni. Si noti come in passaggi successivi le variabili $y(s = 0)$ e $y'(s = 0)$ non riprendano mai lo stesso valore.

Nelle oscillazioni pseudo armoniche l'ampiezza $Y(s)$ non è costante, lo è invece il parametro a che dipende dalle condizioni iniziali con cui la particella è stata iniettata nella macchina. Derivando la (2.6) rispetto a s , quadrando e sommando si ottiene:

$$a^2 = \left[\frac{y^2}{\beta} + \beta \left(y' - \frac{\beta'}{2\beta} y \right)^2 \right]$$

supponendo di conoscere y e y' ad un dato azimut s_1 , la coordinata radiale ad un altro valore di s è data semplicemente da:

$$(2.7) \quad y(s) = \frac{1}{\sqrt{\beta_1}} \left[y_1^2 + \left(\beta_1 y_1' - \frac{y_1 \beta_1'}{2} \right)^2 \right]^{1/2} \sqrt{\beta} \cos(\mu(s) + \mu_0)$$

il massimo valore raggiungibile ad un azimut assegnato è :

$$y(s) = \frac{1}{\sqrt{\beta_1}} \left[y_1^2 + \left(\beta_1 y_1' - \frac{y_1 \beta_1'}{2} \right)^2 \right]^{1/2} \sqrt{\beta}$$

La variabile $y' = \frac{dy}{ds}$ è proporzionale alla quantità di moto della particella; una sua improvvisa variazione $\delta y'$, con $\delta y = 0$, ad un dato azimut s_1 , si ripercuote in uno spostamento laterale ad una diversa posizione sull'anello. La variazione massima della posizione trasversa $y(s)$ è data da:

$$(2.8) \quad \delta y = \sqrt{\beta(s_1)\beta(s)} \delta y'$$

Questa relazione è usata per valutare, nota la funzione β gli effetti di variazioni $\delta y'$ dovute a interazioni di varia natura. Nell'acceleratore SPS che ci interessa, la funzione β può assumere valori massimi dell'ordine di centinaia di metri. Ne segue che per osservare spostamenti dell'ordine di $\delta y \sim 1 \mu\text{m}$ debbono essere introdotte perturbazioni nella direzione dell'ordine di $\delta y' \sim 0.01 \mu\text{rad}$ (capitolo 3).

2.7 Il numero di betatrone

Quando una particella fa un giro completo nell'anello l'avanzamento di fase è dato da:

$$\mu(L) = \int_{s_0}^{s_0+L} \frac{ds}{\beta(s)}$$

a causa della periodicità della funzione di betatrone questo avanzamento è identico per ogni rivoluzione.

Si definisce *numero di betatrone* la quantità

$$Q = \frac{1}{2\pi} \int_s^{s+L} \frac{d\bar{s}}{\beta(\bar{s})} = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{d\bar{s}}{\beta(\bar{s})}.$$

Nelle coordinate radiale e verticale i valori del numero di betatrone, che indichiamo con Q_x e Q_z , sono generalmente diversi. La funzione β deve essere tale da non dare, per Q , un valore né intero né frazionario semplice. Si richiede questa proprietà al fine di evitare che ad s fissato, anche dopo alcuni giri, la traiettoria si ripresenti con gli stessi valori e quindi il moto si ripeta identico. Evitare il verificarsi di questa condizione significa tutelarsi da possibili risonanze che potrebbero portare a traiettorie divergenti e quindi alla perdita delle particelle circolanti. Tipici valori dei numeri di betatrone per il Super Proto Sincrotrone sono:

$$Q_x = 26.62, \quad Q_y = 26.58.$$

2.8 La frequenza di betatrone

Consideriamo il problema delle oscillazioni di betatrone studiando la variazione della coordinata trasversa $y(s^*)$ ad una posizione azimutale fissa s^* per passaggi successivi. Al giro n -esimo la coordinata azimutale della particella è incrementata della quantità nC , dove si è indicata con C la lunghezza della circonferenza della macchina. Il valore della fase betatronica è :

$$\mu(s^* + nC) = \int_{s_0}^{s^* + nC} \frac{d\bar{s}}{\beta(\bar{s})} = \mu(s^*) + 2\pi nQ.$$

Se si indica con t_0 il periodo di rivoluzione delle particelle nella macchina e con $\omega_0 = 2\pi/t_0$ la frequenza angolare corrispondente, si ottiene per l'ampiezza di betatrone dopo n giri

$$y(t_n = nt_0) = a\sqrt{\beta^*} \cos\{\mu^* + Q\omega_0 t_n\},$$

che mostra come il moto betatronico ad azimut fisso sia indistinguibile da un moto armonico semplice, quando viene campionato alla frequenza di rivoluzione ω_0 [12]. Si definisce

frequenza di betatrone $\omega_\beta = Q\omega_0$, la frequenza con la quale, nell'approssimazione lineare, le traiettorie si ripresentano allo stesso azimut con gli stessi valori dell'ampiezza e dell'angolo.

2.9 L'emittanza

Due quantità notevoli che definiscono le caratteristiche del moto di una particella, e quindi quelle del fascio di cui essa fa parte, sono la distanza y e l'angolo $y' = \frac{dy}{ds}$ tra la tangente alla traiettoria e la tangente all'orbita d'equilibrio, detto anche divergenza. Queste due grandezze, relative alla stessa proiezione, non possono essere ridotte a piacere; il teorema di Liouville [12] dimostra l'incompressibilità dello spazio delle fasi del moto di un sistema hamiltoniano. Il concetto di emittanza chiarisce questo argomento; consideriamo le variabili coniugate del moto:

$$y, \quad p_y = \frac{m_0 \dot{y}}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

il teorema di Liouville dice che lungo il moto resta costante l'integrale $\int p_y dy$ e poiché

$$(2.9) \quad y' = \frac{dy}{ds} = \frac{dy}{dt} \frac{dt}{ds} = \frac{\dot{y}}{\dot{s}} = \frac{\dot{y}}{\beta c} \quad \text{per } |\dot{s}| \gg |\dot{y}|$$

allora,

$$\int p_y dy = m_0 \gamma \beta c \int y' dy.$$

Si definisce *emittanza* relativa ad una singola particella l'integrale:

$$\epsilon = \frac{1}{\pi} \int y' dy$$

allora, per il teorema di Liouville

$$m_0 \gamma \beta c \epsilon = \text{cost.}$$

Spesso si usa fare riferimento all'emittanza normalizzata, definita come $\epsilon^* = \epsilon \beta \gamma$, che resta costante anche al variare dell'energia durante l'accelerazione.

Nello spazio delle fasi di una singola particella appartenente al fascio, si usa sostituire sull'asse delle ordinate alla coordinata coniugata p_y di y , la divergenza y' ad essa proporzionale sotto le stesse ipotesi dell'equazione (2.9). L'emittanza è data allora dall'area della regione sul cui bordo stanno i punti (y, y') corrispondenti ai valori assunti da queste variabili nelle rivoluzioni della particella lungo l'anello.

Riconsideriamo ancora la soluzione dell'equazione di Hill:

$$y(s) = a \sqrt{\beta(s)} \cos\{\mu(s) + \mu_0\}$$

derivandola rispetto a s si ottiene;

$$y'(s) = -\frac{a}{\sqrt{\beta(s)}} \text{sen}\{\mu(s) + \mu_0\} - \frac{a\beta'}{2\sqrt{\beta}} \cos\{\mu(s) + \mu_0\}$$

nel paragrafo (2.6) si era già ricavata la quantità a^2 come:

$$(2.10) \quad a^2 = \frac{y^2 + (\alpha y + \beta y')^2}{\beta}$$

dove con α abbiamo indicato la quantità $-\frac{\beta'}{2}$. Nello spazio delle fasi la (2.10) è un'ellisse, la cui area è uguale a $\pi\epsilon$. Al variare della posizione azimutale s , l'ellisse che rappresenta l'emittanza cambia di forma mantenendo comunque costante la sua area (figura 2.4).

Le definizioni date per una singola particella possono essere generalizzate estendendole, in senso statistico, al fascio di cui essa fa parte. Si definisce emittanza di un fascio (relativo al 95% delle particelle) l'area che contiene il 95% dei punti rappresentativi (y, y') delle particelle appartenenti al fascio [13]. Secondo questa definizione si può calcolare la larghezza quadratica media σ del fascio ad un dato azimut come quel valore per cui:

$$\epsilon = \frac{(2\sigma)^2}{\beta(s)}$$

Un valore tipico dell'emittanza normalizzata misurata nel SPS è di $\epsilon^* = 10\mu\text{m}$; con un valore approssimato della funzione di betatrone pari a $\beta = 100 \text{ m}$, si ottiene per la σ il valore:

$$(2.11) \quad \sigma = \sqrt{\frac{\epsilon\beta(s)}{4}} = \sqrt{\frac{\epsilon^*\beta(s)}{4\gamma_p\beta_p}} = 1.4 \text{ mm}$$

dove β_p e γ_p sono relativi a protoni di 120 Gev/c.

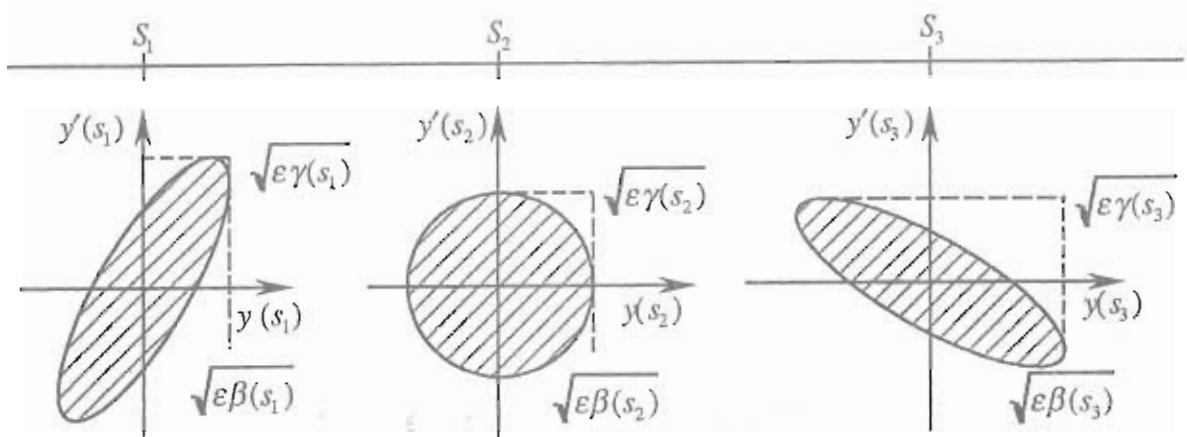


Figura 2.4: Rappresentazione nello spazio delle fasi dell'emittanza a diversi valori della coordinata azimutale.

2.10 Le coordinate normalizzate

La funzione di betatrone $\beta(s)$ e l'avanzamento di fase $\mu(s)$ non sono in generale delle funzioni lineari della variabile s . Anche gli assi dell'ellisse, la cui area è una quantità costante proporzionale all'emittanza, variano in direzione e lunghezza in modo non lineare. La trasformazione delle coordinate

$$(2.12) \quad \eta(s) = \frac{y(s)}{\sqrt{\beta(s)}}; \quad \phi(s) = \frac{\mu(s)}{Q}$$

permette di introdurre variabili che dipendono linearmente da s . L'emittanza scritta in termini delle coordinate normalizzate soddisfa all'equazione:

$$\epsilon = \frac{a^2}{\pi} = \frac{1}{\pi} \left(\eta^2 + \frac{1}{Q^2} \left(\frac{d\eta}{d\phi} \right)^2 \right)$$

che nel piano $\left(\eta, \frac{1}{Q} \left(\frac{d\eta}{d\phi} \right) \right)$ è l'equazione di un cerchio invariante per il cambiamento della posizione azimutale s .

Capitolo 3

Estrazione di protoni dal SPS

In questo capitolo viene descritto l'apparato sperimentale messo a punto dalla collaborazione XLHB/RD22¹ per lo studio dell'estrazione di protoni dal SPS con un cristallo incurvato. Vengono inoltre discussi i metodi di misura, utilizzando le nozioni introdotte nei capitoli precedenti.

3.1 L'esperimento RD22/XLHB

La collaborazione RD22/XLHB [2] è nata con l'intento di indagare la possibilità di realizzare un fascio estratto a partire da un fascio circolante in un acceleratore di tipo collider, intercettandone l'alone con un cristallo incurvato che devii le particelle incanalate, senza compromettere il normale funzionamento della macchina. L'esperimento d'estrazione si svolge nei laboratori CERN di Ginevra, e utilizza l'acceleratore di protoni Super Proto Sincrotrone.

La misura che si vuol realizzare, e che costituisce l'argomento di questa tesi, è una stima dell'efficacia del metodo della deflessione di un fascio di protoni con un cristallo incurvato. Essa è valutata per mezzo dell'efficienza di estrazione, definita come rapporto tra il numero

¹Gli istituti rappresentati nella collaborazione sono: ISA, University of Aarhus, Aarhus (Denmark); CERN, Geneva (Switzerland); ESRF, Grenoble (France); Laboratori Nazionali di Frascati, Frascati (Italia); INFN, sezioni di Lecce, Pisa, Roma, Torino, Trieste (Italia); MPI fur Metallforschung, Stuttgart (Germany).

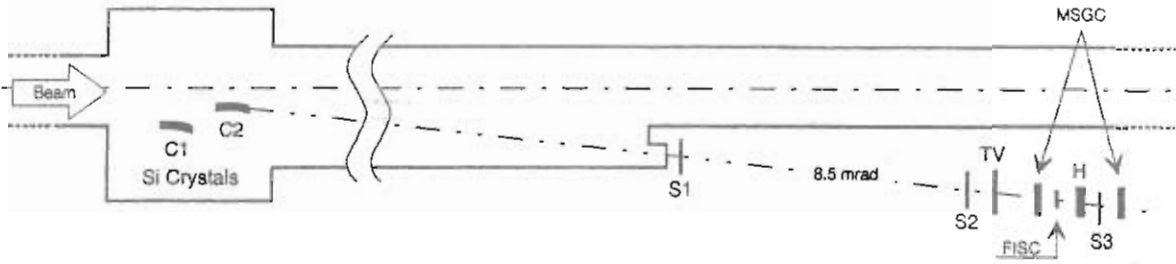


Figura 3.1: Schema generale dell'apparato sperimentale.

di particelle estratte ed il numero di quelle intercettate dal cristallo. Per effettuare questa misura è stato necessario modificare il tubo a vuoto del SPS per permettere l'inserimento del cristallo e dell'ulteriore apparecchiatura necessaria al suo corretto posizionamento rispetto al fascio. Ciò è stato realizzato nella sezione rettilinea 5 del CERN- SPS, il sincrotrone di 750 m di raggio in grado di accelerare protoni fino ad un massimo di 450 Gev/c. Si è inoltre provveduto all'allestimento di un telescopio di rivelatori per lo studio delle caratteristiche del fascio estratto. Lo schema generale dell'apparato sperimentale è mostrato nella figura 3.1.

3.2 Descrizione dell'apparato deflettore

L'apparato deflettore, il cui schema viene mostrato in figura 3.2 con maggior dettaglio, è interamente contenuto all'interno del tubo a vuoto. Esso consiste di due cristalli di caratteristiche analoghe, che vengono utilizzati alternativamente, montati su due goniometri indipendenti che possono muoversi orizzontalmente verso il centro del fascio con una precisione del decimo di millimetro e consentono un aggiustamento angolare con una precisione di $4 \mu\text{rad}$. I goniometri sono controllati da un sistema remoto dalla sala di controllo del SPS. Un sistema laser è stato montato per consentire un'allineamento rapido dei piani del cristallo con l'orbita ideale chiusa con una precisione di qualche μrad . All'interno della camera sono anche montati 4 collimatori in acciaio inossidabile dello spessore di 6 cm, di cui tre possono muoversi nella direzione orizzontale e uno in quella verticale, tutti con una

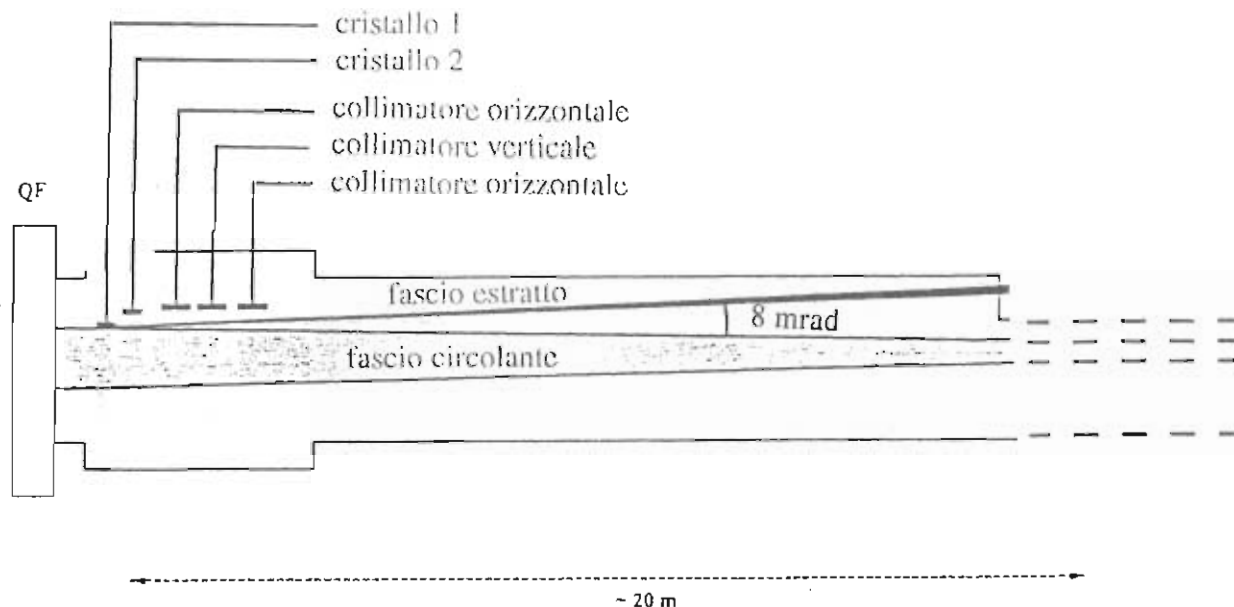


Figura 3.2: Schema dell'apparato deflettore.

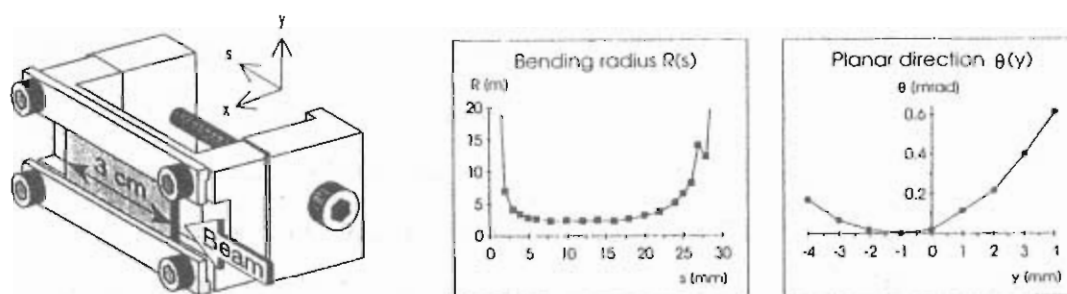


Figura 3.3: Supporto incurvante dei cristalli, e grafici dell'andamento della curvatura del cristallo in funzione della coordinata longitudinale e dell'angolo tra i piani $\{110\}$ rispetto alla direzione del fascio per diversi valori della posizione verticale y .

precisione nel posizionamento di 0.1 mm. La loro funzione è quella di definire la regione spaziale in cui si trova il fascio; il collimatore verticale è spesso usato anche per ridurre l'intensità .

L'estrazione avviene verso l'interno dell'anello; il fascio deflesso percorre 15 metri all'interno del tubo a vuoto uscendone attraverso una finestra di 2 mm di acciaio inossidabile.

Il cristallo di silicio

Il cristallo utilizzato per deflettere il fascio è un monocristallo di silicio delle dimensioni di $(30 \times 18 \times 1.5) \text{ mm}^3$ la cui superficie laterale è tagliata parallelamente ai piani $\{110\}$,

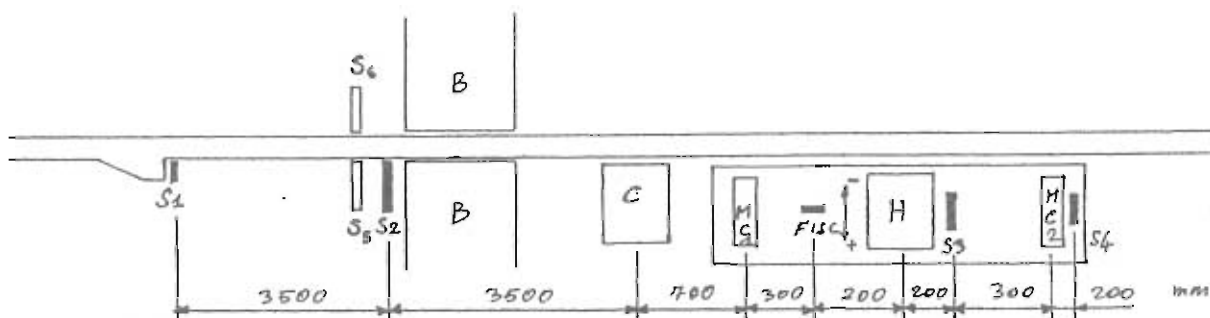


Figura 3.4: Rivelatori del fascio estratto.

lungo la loro giacitura. I bordi inferiori e superiori del cristallo sono stretti, per tutta la loro lunghezza e per una profondità di 4 mm per parte, da un supporto meccanico in acciaio inossidabile, che per mezzo di una vite differenziale piega il cristallo, con un raggio di curvatura costante e in modo tale che un fascio lo possa intercettare senza attraversare il materiale del supporto incurvante (figura 3.3). L'angolo di deflessione delle particelle incanalate è di 8.5 ± 0.5 mrad, a cui corrisponde a un raggio di curvatura per il cristallo di circa 3.5 m, molto maggiore del raggio di curvatura critico per i piani di silicio {110} che è dell'ordine di 19 cm (paragrafo 1.5.2). L'errore nel taglio del cristallo, cioè l'angolo tra la giacitura dei piani cristallografici e quella della sua superficie laterale, è stato misurato per diffusione alla Bragg con raggi X, e si è trovato un valore di $153 \mu\text{rad}$ per uno dei due cristalli utilizzati (n° 1) e di $204 \mu\text{rad}$ per l'altro (n° 2).

3.3 I rivelatori del fascio estratto

Un telescopio di contatori è stato realizzato a valle del cristallo per misurare l'intensità del fascio estratto. Per ottenere con buona precisione il numero di particelle incanalate, sono necessarie la conoscenza del profilo del fascio, ed una stima del fondo di particelle diffuse; la divergenza delle particelle è anch'essa utile per verificare il grado di compressione che abbiamo del fenomeno dell'incanalamento. L'apparato di rivelazione (figura 3.4) è costituito da uno schermo scintillante C, sei contatori a scintillazione $S_1 - S_6$, un odoscopio di contatori a scintillazione H, due coppie di camere a microstrip a gas (MSGC, Micro

<i>contatore</i>	<i>S (mm)</i>	<i>d (mm)</i>
S_1	50 \varnothing	31
S_2	100 \times 100	3276
S_3	50 \times 50	8329
S_4	40 \times 40	8829

Tabella 3.1: Superficie attiva S e distanza d , misurata lungo la linea del fascio estratto a partire dalla finestra d'uscita dalla camera a vuoto dei contatori S_1, S_4 .

Strip Gas Chambers) $MC1, MC2$ e uno scintillatore sottile (FISC, FInger SCintillator) dotato di un sistema per lo spostamento orizzontale. Lo schermo scintillante allo ioduro di cesio, della dimensione di $100 \times 100 \text{ mm}^2$, è letto da una camera CCD (Charge-Coupled Device) che dà, su uno schermo video, un'immagine bidimensionale del fascio estratto nella sala di controllo del SPS per una diagnostica qualitativa rapida delle condizioni del fascio.

I contatori a scintillazione

I contatori $S_1 - S_3$ le cui dimensioni sono riportate nella tabella 3.1 costituiscono, tramite la coincidenza del loro segnale, il 'trigger' sia per le camere MSGC che per l'odoscopio. Il contatore S_4 è posto dietro all'ultima camera, e accessoriamente può essere usato nel trigger per le camere al posto di S_3 . I contatori S_5 e S_6 sono dotati di un filtro attenuatore per l'utilizzo anche nel caso di grandi intensità di fascio. In tali circostanze vengono utilizzati leggendone la corrente, proporzionale all'intensità; non possono quindi essere usati direttamente per il conteggio del numero delle particelle appartenenti al fascio estratto.

Le camere a 'microstrip' a gas

Le due coppie di camere (MSGC) [14], sono usate per misurare la divergenza e il profilo orizzontale e verticale del fascio estratto. Le camere che forniscono il profilo orizzontale hanno una superficie attiva di $25 \times 25 \text{ mm}^2$ e sono distanti un metro. Quelle per il profilo verticale hanno una superficie utile di $12.5 \times 12.5 \text{ mm}^2$. Si tratta di camere proporzio-

nali con elettrodi costituiti da sottili strisce ('strip') depositate su supporto isolante. La spaziatura tra le 'strip' è di $200 \mu\text{m}$ e la risoluzione spaziale ottenibile è migliore di $100 \mu\text{m}$.

L'odoscopio

L'odoscopio è costituito da due gruppi di 32 contatori a scintillazione per la misura del profilo orizzontale e verticale del fascio estratto. Ogni contatore ha dimensioni $1 \times 4 \times 32 \text{ mm}^3$, ed è connesso, tramite una guida di luce a sezione quadrata, lunga circa 200 mm, ad un fotomoltiplicatore Philips PM1910 (figura 3.3). I contatori sono sistemati, per l'ingombro delle guide di luce, su quattro piani (dettaglio figura 3.3) e coprono la superficie di $32 \times 32 \text{ mm}^2$ senza sovrapposizioni né spazi morti, almeno per traiettorie di particelle non troppo angolate. Le caratteristiche meccaniche dell'odoscopio permettono di avvicinare la parte attiva al tubo a vuoto fino ad una distanza di 110 mm dal centro nominale del fascio. I segnali provenienti dall'odoscopio sono discriminati con soglie a -15 mV e contati su scale.

Le frequenze dei segnali dei 64 fotomoltiplicatori dell'odoscopio sono state misurate variando la tensione in maniera automatica, illuminando l'odoscopio con il fascio estratto. Tipicamente i valori della tensione sono stati fissati tra i -1000 e -1200 Volt e corrispondono ad una posizione sul pianerottolo. I partitori di tensione sono stati disegnati in modo da mantenere costante il guadagno dei fotomoltiplicatori anche ad intensità dell'ordine di $10 - 20 \text{ MHz}$ [15] e quindi ampiamente al di sopra di quella raggiunta in questo esperimento che è al più dell'ordine di qualche MHz per contatore.

3.4 L'acquisizione dei dati

Il sistema di acquisizione prevede due modi indipendenti per la registrazione dei dati.

Il primo sistema è basato sulla lettura periodica di scale. Esso prevede la lettura dei conteggi dei contatori S_1, S_2, S_3, S_4 , delle loro coincidenze $S_1 * S_2, S_1 * S_3, S_2 * S_3, S_1 * S_2 * S_3$. Al fine di selezionare passaggi di singole particelle è stato predisposto un taglio 'hardware'

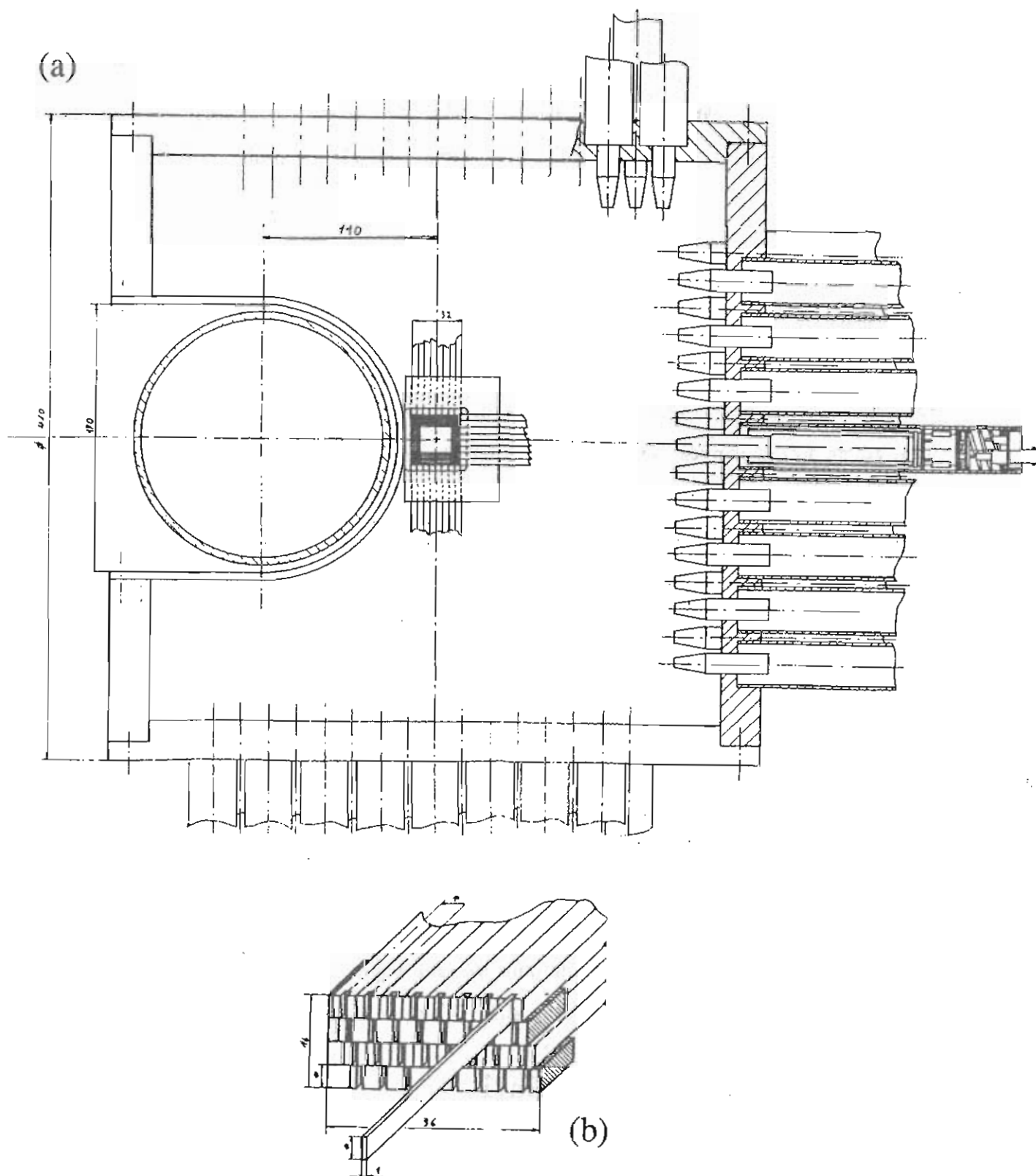


Figura 3.5: (a) Schema dell'odoscopio nel suo alloggiamento a fianco del tubo a vuoto del fascio; (b) particolare del posizionamento dei contatti su quattro piani.

sull'ampiezza del contatore S_3 ; il segnale proveniente da questo contatore è discriminato con soglia a ~ 600 mV, che corrisponde a circa ~ 2 m.i.p. (particelle al minimo di ionizzazione); l'uscita discriminata che indichiamo con S'_3 è messa in anticoincidenza con la coincidenza $S_1 * S_2 * S_3$ e va ad incrementare un'ulteriore scala. I 64 contatori dell'odoscopio $H_i (i = 1, 32)$ e $V_i (i = 1, 32)$ sono individualmente messi in coincidenza con $S_1 * S_2 * S_3 * \bar{S}'_3$ ed anch'essi contati su scale. Tutte le scale, contenute in un 'crate' CAMAC vengono lette e riazzerate periodicamente da un processore residente in un 'crate' VME, che scrive in un file i dati trasferendoli ogni 8 secondi sulla 'shared memory' di una Workstation Apollo, in formato M.O.P.S. [16]. Questo sistema registra periodicamente i conteggi integrati dalle singole scale su intervalli di tempo predefiniti, tipicamente dell'ordine del secondo. Il tempo morto dovuto alla lettura è piccolo rispetto a quello attivo di conteggio delle scale; ne segue il vantaggio di poter raccogliere numeri di conteggi elevati, rinunciando però alla possibilità di poter correlare per ogni singola particella le informazioni dei diversi rivelatori.

L'altro sistema di acquisizione prevede la lettura delle informazioni provenienti dai rivelatori ad ogni evento definito dal segnale di 'trigger' $S_1 * S_2 * S_3$. I segnali dei contatori S_1, S_2, S_3, S_4 sono acquisiti sia per mezzo di scale sia con ADC (Analog to Digital Converter). L'acquisizione dell'odoscopio è fatta tramite 'pattern unit', cioè registri che in una stretta finestra temporale memorizzano in ciascun bit la coincidenza tra un segnale da un contatore dell'odoscopio ed il segnale di 'trigger'. L'acquisizione dei segnali delle 'strip' delle MSGC avviene attraverso convertitori ADC. Per ogni evento viene inoltre registrato il tempo, con la precisione del secondo. Periodicamente vengono memorizzate le informazioni provenienti dalla sala di controllo del SPS: le posizioni dei collimatori e dei goniometri, la misura dell'intensità circolante effettuata con un BCT (Beam Current Trasformer), il profilo ottenuto dalla TV Camera.

Questo secondo sistema ha il pregio di fornire un numero maggiore di informazioni e la possibilità di correlarle evento per evento, ma al prezzo di un'acquisizione più lenta. Per la loro complementarità i due sistemi sono stati usati contemporaneamente. Nel testo

IP(*E12)= 0
 MEAN(MM)= -.35
 WIDTH = 4.17
 BITS = 354
 EMITT. = .462
 NORM.EM.= 59.2
 MOM(GEV)=120.00
 TIME(MS)= 2503

WIRE GOING IN

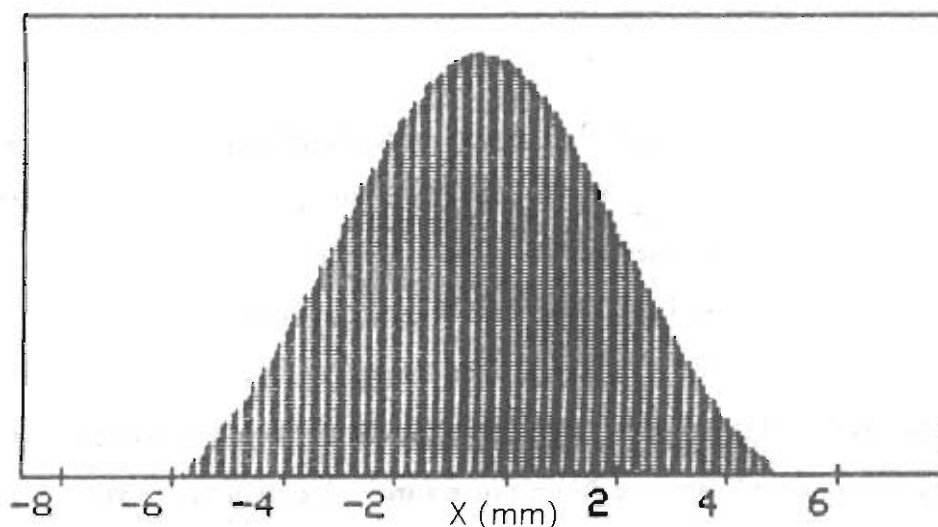


Figura 3.6: Profilo del fascio circolante nel SPS.

che segue chiameremo, per brevità 'lento' il sistema di acquisizione appena descritto per distinguerlo dall'altro che verrà quindi chiamato 'veloce'.

3.5 Metodi di estrazione

Lo studio dell'estrazione viene eseguito con un fascio di protoni, circolanti nel SPS, in assenza di radiofrequenza ('coasting beam'), con quantità di moto pari a 120 GeV/c e intensità $N \simeq 10^{11}$ protoni circolanti, a cui corrisponde una corrente di:

$$i = \frac{(1.6 \times 10^{-19} C) \times (10^{11})}{(23 \times 10^{-6} s)} \simeq 7 mA.$$

Per un fascio con queste caratteristiche l'acceleratore SPS non mostra una diffusione naturale delle particelle; l'emittanza normalizzata in entrambe le direzioni trasverse è $\epsilon^* = 10 \mu m$ e come si è già calcolato nel paragrafo (2.9), la corrispondente larghezza rms orizzontale del fascio alla posizione del cristallo è di $\sigma = 1.4$ mm.

Per i nostri scopi è quindi necessario provocare la diffusione delle particelle per poter simulare il comportamento di un alone. Ciò è ottenuto applicando al fascio un'eccitazione trasversa. Uno dei collimatori orizzontali viene portato ad una distanza di circa 10 mm dall'orbita ideale chiusa, l'emittanza viene fatta aumentare fino a che alcune particelle raggiungono il collimatore. Tipicamente si continua ad eccitare il fascio finché non si misura una perdita di intensità dell'ordine del 3 - 5%. Quando questa condizione si

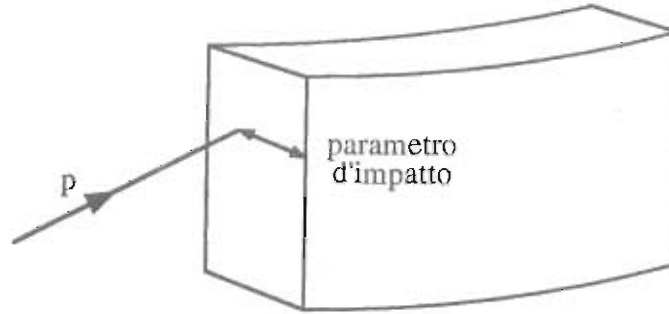


Figura 3.7: Parametro di impatto.

verifica il valore misurato per l'emittanza normalizzata è aumentata a circa $\varepsilon^* \simeq 60 \mu\text{m}$, a cui corrisponde un valore della larghezza orizzontale σ del fascio alla posizione del cristallo data dall'equazione (2.11):

$$\sigma = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon^*}{\gamma_p \beta_p} \beta(s_c)} \simeq 3.25 \text{ mm},$$

dove la funzione di betatrone misurata al cristallo è $\beta(s_c) \simeq 90 \text{ m}$ e $\gamma_p \beta_p$ sono i termini relativistici per il protone il cui prodotto vale circa 128. Si avvicina quindi il cristallo al centro del fascio fino a quando si trova nella stessa posizione del collimatore che invece viene ritratto. La configurazione ottenuta a questo stadio è quella di un fascio il cui involuppo è tangente al cristallo. Per portare i protoni a colpire il cristallo si possono utilizzare due tecniche alternative: 'il kick mode' che genera traiettorie che intercettano il cristallo ad una distanza dalla sua superficie laterale dell'ordine del centinaio di μm , e 'il diffusion mode' per il quale tale distanza è di qualche μm .

3.5.1 Il parametro di impatto

Chiamiamo *parametro di impatto* la distanza tra la superficie laterale del cristallo e il punto in cui la particella lo urta (figura 3.7). Questo parametro è particolarmente significativo per le nostre condizioni sperimentali, infatti solo le particelle che penetrano nel cristallo in una posizione sufficientemente lontana dal bordo laterale da non risentire delle

imperfezioni superficiali o di errori di taglio possono essere incanalate e deflesse efficacemente.

3.5.2 Estrazione del fascio: il 'kick mode'

L'estrazione in 'kick mode' è ottenuta tramite un magnete che, se alimentato con una differenza di potenziale di 2.38 KV, deflette una particella, di quantità di moto pari a 1 Gev/c, di un angolo pari ad un radiante. Poiché il valore minimo che può essere fornito dal generatore di tensione che alimenta il magnete è di circa 400 Volt, la deflessione minima corrispondente per particelle aventi quantità di moto pari a 120 Gev/c è :

$$\Delta x' = \left(\frac{400}{120 \times 2.38 \times 10^3} \right) \mu rad \simeq 1.4 \mu rad.$$

La formula (2.8) ci permette di scrivere lo spostamento massimo $\widehat{\Delta x}$ alla posizione del cristallo in funzione della deflessione $\Delta x'$ come:

$$\widehat{\Delta x} = \Delta x' \sqrt{\beta_c \beta_k}$$

dove β_c e β_k sono i valori che la funzione di betatrone assume rispettivamente al cristallo e al magnete; l'accento circonflesso sta ad indicare il valore massimo raggiungibile dalla variabile, ricordiamo inoltre che lo spostamento Δx ad azimut fisso segue la legge $\Delta x = \widehat{\Delta x} \text{sen}(\mu)$ (paragrafo 2.8). Per traiettorie che in assenza di 'kick' sono tangenti alla superficie del cristallo, Δx può essere interpretato come il parametro d'impatto definito nel paragrafo precedente. Inserendo i valori numerici (tabella 3.2) si trova per il parametro d'impatto il valore massimo di:

$$\widehat{\Delta x} \simeq 100 \mu m.$$

Tramite la trasformazione di coordinate descritta al paragrafo (2.10) è possibile rappresentare l'emittanza nello spazio delle fasi con una circonferenza i cui punti interni sono tutti i possibili valori della posizione e della divergenza di ognuna delle particelle che formano il fascio. L'effetto del 'kicker' alimentato per 23 μsec , cioè per il periodo di rivoluzione dei protoni nella macchina, è quello di uno spostamento della circonferenza

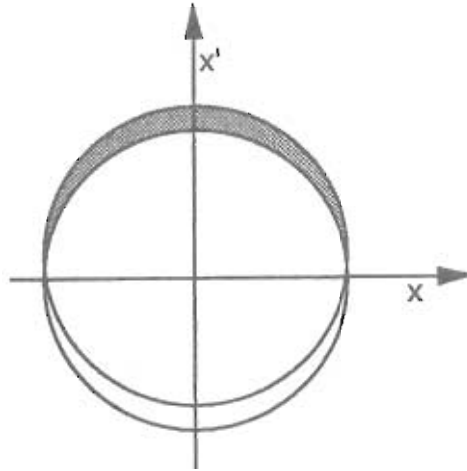


Figura 3.8: Effetto del Kicker rappresentato nello spazio delle fasi.

<i>posizione azimutale</i>	β (m)	μ (2π)	α
magnete 'kick'	64.188	1.996	1.748
cristallo	83.664	19.978	2.070

Tabella 3.2: Valori della funzione di betatrone, della fase, e del parametro α misurati nelle posizioni azimutali del magnete 'kicker' e del cristallo.

che rappresenta dell'emittanza lungo l'asse x' ; ciò corrisponde a creare una nuova regione permessa nello spazio delle fasi (figura 3.8).

I valori delle fasi betatroniche alle posizioni azimutali occupate dal 'kick magnet' e dal cristallo sono rispettivamente μ_k e μ_c (tabella 3.2), la cui differenza è $\Delta\mu = 17.982 * 2\pi$. Nell'anello la distanza corrispondente è di 4666.55 m (figura 3.9 (a)) e nel percorrere tale distanza una particella compie 17.982 oscillazioni di betatrone (figura 3.9 (b)).

Consideriamo un'unica particella e seguiamo la sua traiettoria lungo l'anello. Alla posizione del 'kicker' $s = s_k$ la sua divergenza cambia bruscamente (figura 3.10 (a)); nello spazio delle fasi le coordinate del suo punto rappresentativo diventano:

$$(x, x') \longrightarrow (x, x' + \Delta x')$$

Alla posizione $s = s_c$ del cristallo, l'avanzamento di fase dovuta all'oscillazione di betatrone (figura 3.10 (b)) corrisponde, sulla circonferenza che rappresenta l'emittanza, ad uno spostamento angolare del punto che individua la particella pari a $\text{frac}(17.982) * 2\pi$ rad

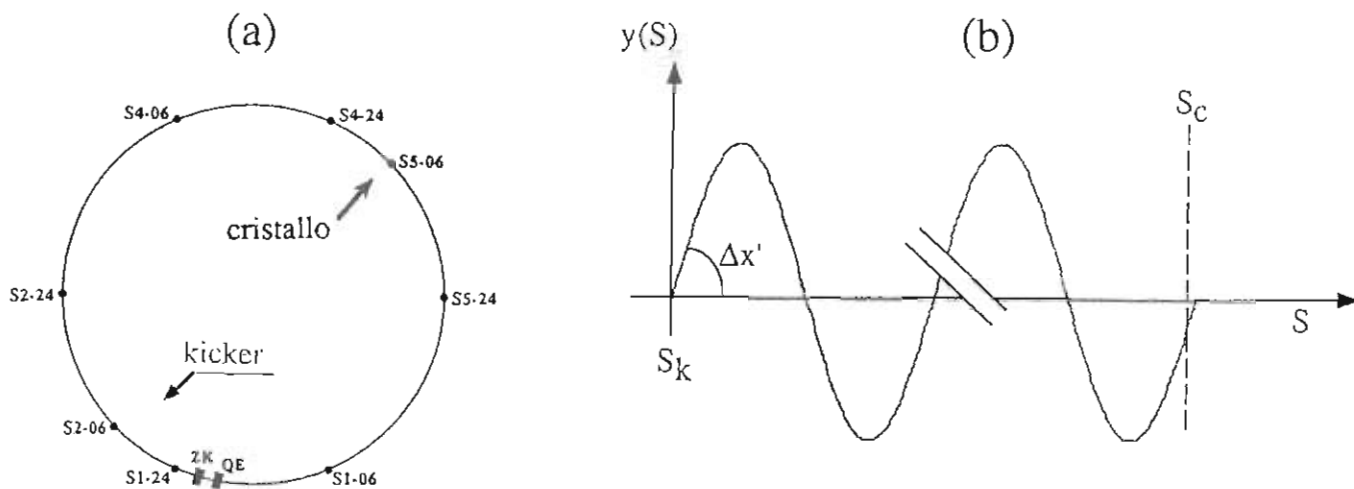


Figura 3.9: (a) Posizione del kicker e del cristallo nel SPS; (b) avanzamento di fase dell'oscillazione betatronica tra le due posizioni.

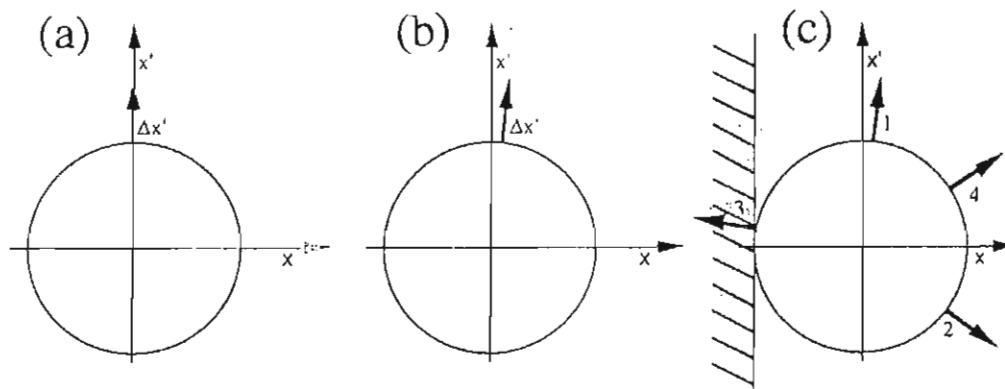


Figura 3.10: Avanzamento di fase dell'oscillazione betatronica nella rivoluzione in cui il 'kicker' è attivo alle posizioni s_k del 'kicker' (a) e s_c del cristallo (b); avanzamento di fase nei passaggi successivi alla posizione del cristallo s_c (c). Il numero progressivo che accompagna l'avanzamento di fase indica il passaggio corrispondente.

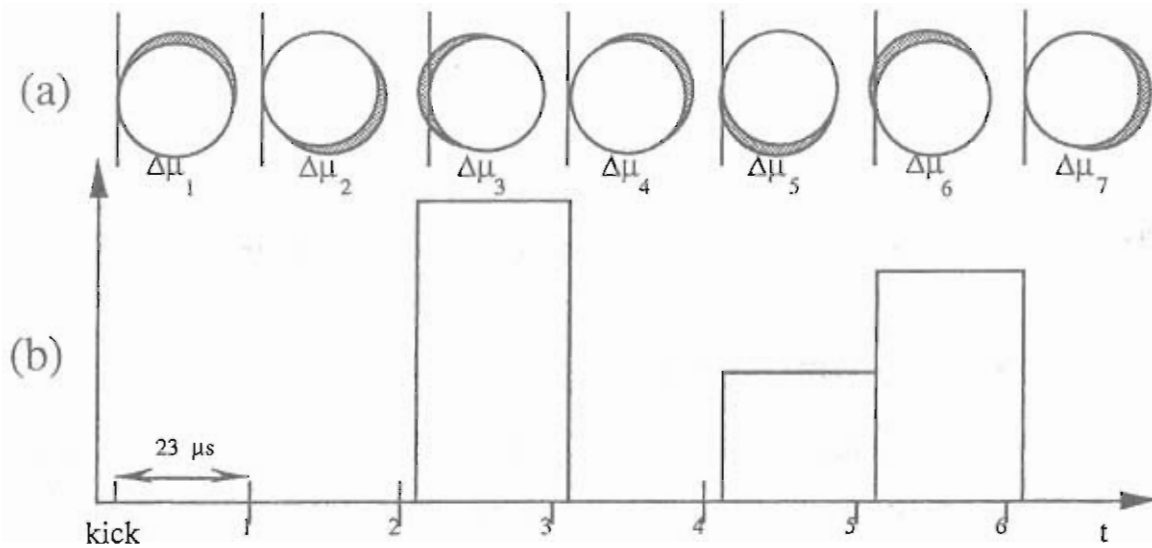


Figura 3.11: (a) Rappresentazione nello spazio delle fasi dell'avanzamento della deformazione dovuta al 'kick' nei passaggi successivi $n=1,2,\dots$ alla posizione del cristallo $s = s_c$; (b) numero N di protoni corrispondenti che incidono sul cristallo in funzione del tempo t , espresso in unit  pari al tempo $T = 23 \mu s$ di percorrenza dell'anello.

dove indichiamo con $fraz$ la funzione $fraz(17.982) = 0.982$. Nei giri successivi attorno all'anello il protone non riceve pi  sollecitazioni da parte del 'kicker' ma ogni volta che attraversa la posizione del cristallo l'avanzamento di fase   pari $2\pi fraz(Q_x) = 2\pi fraz(26.62)$ [17].

Nella figura 3.10 (c) viene rappresentato nello spazio delle fasi lo stato (x, x') della particella per alcune rivoluzioni successive ed   indicata la posizione del cristallo; appare evidente che il protone non intercetta il cristallo ad ogni passaggio. Per esempio, la particella del cui stato seguiamo l'evoluzione (figura 3.10) si porta a valori di x tali da intercettare il cristallo al terzo passaggio alla coordinata azimutale s_c (figura 3.10 (c)).

Se consideriamo tutte le particelle del fascio, il quale subisce una variazione di divergenza coerente al suo primo passaggio attraverso il 'kick magnet', non ci si deve aspettare di ottenere un'estrazione continua di particelle, piuttosto un'estrazione intermittente che segue l'andamento temporale mostrato in figura 3.11.

<i>apparato</i>	<i>l</i> (m)	<i>d</i> (m)
feedback	2.4	0.142
Schottky	0.80	0.156

Tabella 3.3: Lunghezza l e distanza d tra le piastre dei due apparati utilizzati per deflettere il fascio.

3.5.3 Estrazione in ‘diffusion mode’

Il processo di estrazione in ‘diffusion mode’ consiste nell’applicare un’eccitazione trasversa al fascio in modo tale da produrre un ampio spettro di velocità di diffusione trasversale e quindi di parametri d’impatto, e un flusso continuo di particelle che urtano il cristallo.

Un’eccitazione trasversa di questo tipo si ottiene applicando tra le piastre di un deflettore una tensione modulata con del rumore bianco, cioè un segnale la cui trasformata di Fourier è una funzione costante. Al SPS esistono due apparati, che normalmente svolgono altre funzioni, che possono essere utilizzati per accrescere l’emittanza: si tratta dei piani deflettori del ‘sistema di feedback’ [18] oppure di quelli del ‘sistema Schottky’ [19]. La lunghezza l e la distanza d tra le piastre dei deflettori sono riportate nella tabella (3.3).

Il rumore aleatorio è fornito da un generatore ed iniettato nell’amplificatore di potenza del sistema deflettore. I protoni subiscono una variazione dell’angolo, per ciascun passaggio, data da:

$$(3.1) \quad \Delta x' = \frac{eUl}{\gamma\beta Md}$$

dove e è la carica e M la massa del protone, γ e β sono i suoi termini relativistici, U è la differenza di potenziale applicato alle piastre; la carica e è unitaria se si esprime in eV la quantità di moto del fascio $\gamma\beta M$.

Per fornire potenza alle piastre e provocare la crescita dell’emittanza il metodo più efficace è quello di sincronizzarne l’erogazione alla frequenza betatronica $\omega_\beta = 2\pi Q$ ovvero al moto pseudo-armonico trasverso dei protoni. Tenendo conto dei termini non lineari dei campi magnetici che creano uno sparpagliamento $\delta\omega_\beta$ di tale frequenza, è la potenza iniet-

<i>apparato</i>	<i>valore massimo della tensione media</i>	<i>valore massimo dell'angolo medio</i>	<i>crescita della emittanza al secondo</i>
feedback	400 V	0.055 μrad	2.6 μrad
Schottky	50 V	0.007 μrad	0.01 μrad

Tabella 3.4: Deflessione angolare massima in funzione della tensione applicata alle piastre.

tata al di fuori dell'intervallo $\omega_\beta \pm \delta\omega_\beta$ a non produrre alcun effetto. Quindi quando ciò è tecnicamente possibile (sistema Schottky) si applica al rumore bianco un filtro passabanda rettangolare centrato sulla frequenza di betatrone [20].

L'effetto del deflettore sui protoni è quello di imprimere loro una variazione istantanea aleatoria dell'angolo $\Delta x'$ distribuita secondo una gaussiana con valor medio a zero. Il moto trasverso della particella assomiglierà a quello di un 'random walk' e l'emittanza trasversa crescerà in modo continuo.

3.5.4 Il parametro d'impatto in 'diffusion mode'

Dalla variazione dell'angolo $\Delta x'$ si può calcolare l'aumento dell'emittanza, per rivoluzione, tramite l'equazione [18]:

$$\Delta\varepsilon = \frac{1}{2}\beta(\Delta x')^2$$

dove β è il valore della funzione di betatrone, calcolato alla posizione delle piastre deflettrici. In un tempo pari ad un secondo la crescita sarà :

$$\langle \Delta\varepsilon \rangle = \frac{1}{2}\beta \langle \Delta x'^2 \rangle \nu_{riv}$$

dove ν_{riv} è la frequenza di rivoluzione dei protoni:

$$\nu_{riv} = \frac{1}{23.055 \mu s} = 43375 \text{ Hz.}$$

La diffusione del fascio è proporzionale al quadrato della tensione media applicata alle piastre deflettrici, $\Delta\varepsilon \propto \langle U^2 \rangle$; nella tabella (3.4) vengono dati i valori massimi delle tensioni medie disponibili e dei corrispondenti valori degli angoli.

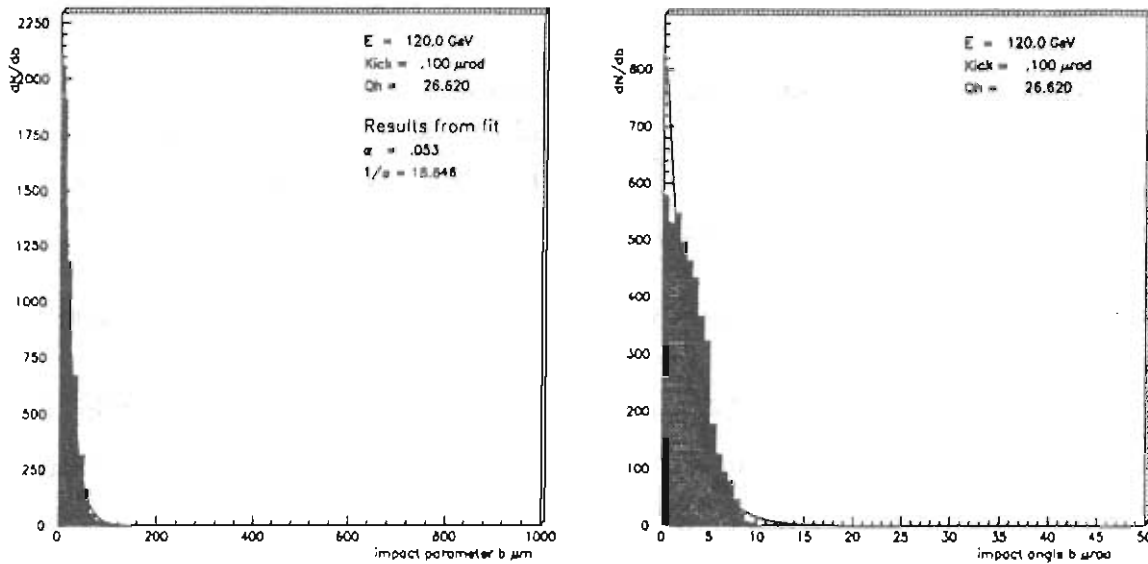


Figura 3.12: Spazio delle fasi delle particelle generate nella simulazione al momento dell'impatto con il cristallo.

La variazione media della divergenza è molto minore dell'angolo critico d'incanalamento che è di circa $14 \mu\text{rad}$ per i protoni a $120 \text{ GeV}/c$ (paragrafo 1.5.2).

Un programma basato sul metodo Montecarlo è stato usato [18] per simulare il processo di diffusione delle particelle nella macchina. Sono state generate 2000 particelle di un fascio 'coasting' con distribuzione gaussiana in ampiezza e angolo. Le particelle vengono trasportate simultaneamente nella macchina tra il deflettore e il cristallo; quando attraversano il deflettore ricevono una deviazione con distribuzione gaussiana di valor medio fissato (per esempio al valore $0.1 \mu\text{rad}$ oppure $0.04 \mu\text{rad}$). Solo la prima interazione con il cristallo è presa in considerazione. In figura 3.12 è rappresentato lo spazio delle fasi delle particelle generate nella simulazione al momento dell'impatto col cristallo. Gli angoli d'impatto restano confinati in una piccola regione e poche particelle sono perse a causa della divergenza superiore all'angolo critico del cristallo. D'altra parte il parametro d'impatto copre un ampio intervallo di valori, arrivando fino a circa $100 \mu\text{m}$, comunque la maggior parte delle particelle si addensa a piccoli valori del parametro d'impatto.

3.5.5 Estrazione multipassaggio

Poiché il valore dell'incremento dello spostamento delle traiettorie verso il cristallo è dell'ordine della frazione di micron per rivoluzione, è molto probabile che una particella urti il cristallo in una posizione, in cui le imperfezioni superficiali e l'angolo tra la superficie del cristallo ed i suoi piani reticolari fanno sì che la particella non venga incanalata ma piuttosto subisca diffusione multipla nel cristallo. Questo processo introduce un'ulteriore deviazione angolare che può essere approssimata con una distribuzione gaussiana la cui larghezza a mezza altezza è data da:

$$\theta = \frac{14.1}{p\beta} \sqrt{\frac{L}{L_r}} \leq 66.5 \mu rad$$

dove si è indicato con p la quantità di moto della particella misurata in Mev, con L_r la lunghezza di radiazione del cristallo che è di 9.4 cm, con $L \leq 30$ mm la lunghezza del cristallo effettivamente attraversata dalle particelle incidenti e con β il termine relativistico della particella incidente.

L'estrazione multipassaggio è basata sulla possibilità che le particelle non incanalate, entrando nel cristallo subiscano il processo di diffusione multipla e per un certo intervallo di valori delle loro coordinate all'uscita del cristallo, continuino a girare nella macchina. Una particella in linea di principio può attraversare il cristallo più volte e, se non è persa nella macchina, grazie all'accrescimento del suo parametro d'impatto, può essere estratta successivamente aumentando l'efficacia totale d'estrazione [21].

3.6 Misura dell'intensità incidente sul cristallo

Se si indica con $N(t)$ il numero di particelle circolanti in un anello di accumulazione nell'istante t , si trova che la perdita di particelle dal fascio segue una legge di tipo esponenziale:

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau};$$

dove il parametro τ prende il nome di *vita media* del fascio.

Nel Super Proto Sincrotrone la vita media di un fascio con quantità di moto di 120 Gev/c, con emittanza normalizzata orizzontale tra 10 μm e 60 μm e verticale di 10 μm , è dell'ordine di qualche centinaio di ore, cioè non ci sono perdite apprezzabili di particelle in un breve intervallo di tempo. Essenzialmente la perdita di particelle è dovuta all'interazione del fascio con il gas residuo all'interno del tubo a vuoto, dove la pressione è dell'ordine di 10^{-9} Torr. L'avvicinamento del cristallo a qualche deviazione standard dal centro del fascio e l'eccitazione di quest'ultimo secondo le modalità descritte nel paragrafo (3.5) porta ad una variazione della vita media che può assumere valori appartenenti all'intervallo tra qualche ora e la trentina di ore. Quando però il cristallo viene ritirato la misura della vita media fornisce un valore compatibile con quello di partenza, fino a quando le particelle del fascio, che continuano a diffondere, non incontreranno un altro ostacolo. In base a queste osservazioni, e per una misura dell'efficienza d'estrazione di prima generazione, affetto da un errore dell'ordine del 10%, possiamo ragionevolmente considerare la perdita di particelle completamente attribuibile alla presenza del cristallo. Infatti il rapporto tra la perdita di particelle del fascio dovuta al gas residuo ΔN_b e quella misurata con il cristallo inserito ΔN_c , nell'intervallo di tempo $\Delta t = t - t_0$ e con una vita media del fascio con e senza cristallo rispettivamente di 30 e 250 ore, è dato da:

$$\frac{\Delta N_b}{\Delta N_c} = \frac{N_0(e^{-t/\tau_b} - e^{-t_0/\tau_b})}{N_0(e^{-t/\tau_c} - e^{-t_0/\tau_c})} \simeq \frac{1 - \frac{t}{\tau_b} - 1 + \frac{t_0}{\tau_b}}{1 - \frac{t}{\tau_c} - 1 + \frac{t_0}{\tau_c}} = \frac{-\frac{1}{\tau_b} \Delta t}{-\frac{1}{\tau_c} \Delta t} \simeq 0.1$$

quindi al più il 10% delle particelle che scompaiono dal fascio sono perse a causa del gas residuo all'interno del tubo a vuoto. Va tuttavia osservato che solo i protoni che hanno interazioni nucleari con le particelle del gas residuo sono sicuramente perse; quelle che subiscono diffusione coulombiana multipla continuano invece a mantenere un'alta probabilità di urtare il cristallo.

Se indichiamo quindi con N_{cr} il numero di particelle che intercettano il cristallo nell'intervallo di tempo Δt , nell'ipotesi che tutte le particelle perse dal fascio colpiscano il cristallo si ha:

$$(3.2) \quad N_{cr} = -\Delta N_b > 0.$$

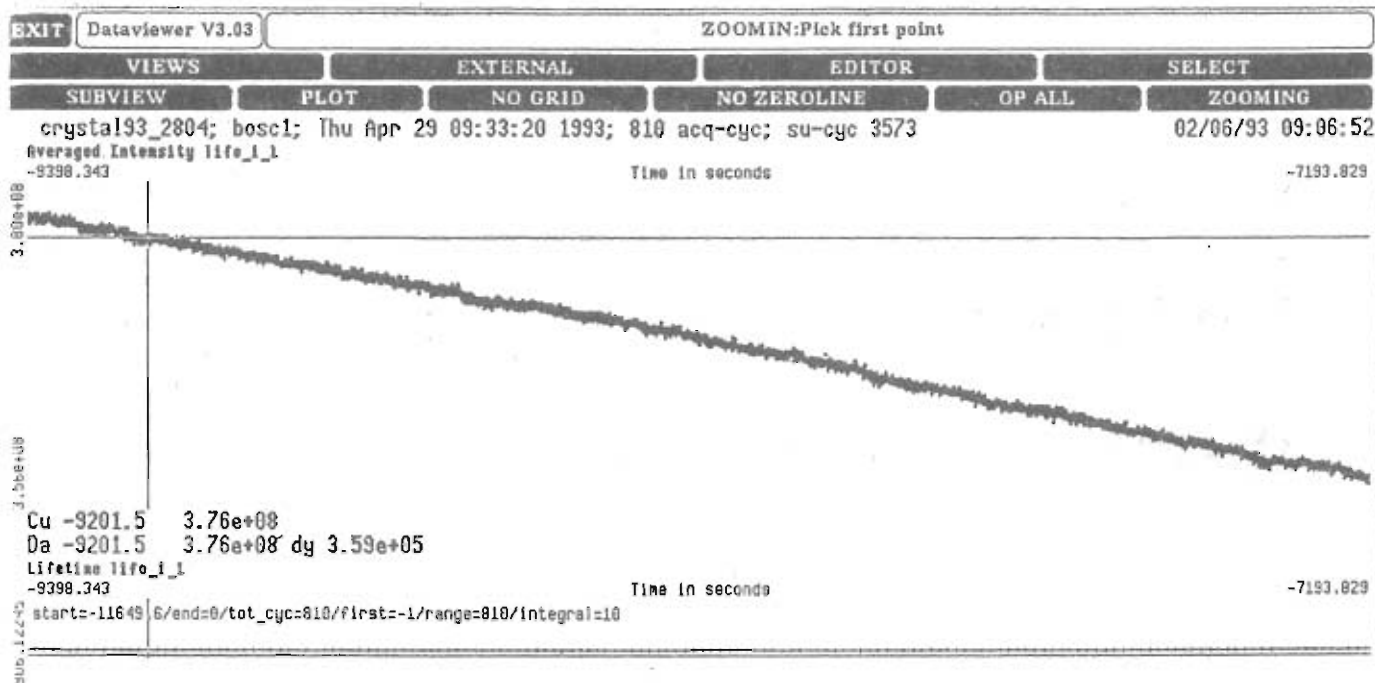


Figura 3.13: Intensità del fascio misurata con il 'Beam Current Transformer'; figura tratta dalla rappresentazione su uno schermo nella sala di controllo del SPS.

Durante l'estrazione la corrente del fascio è costantemente misurata con un BCT (Beam Current Trasformer), e il risultato della misura è direttamente osservabile nella sala di controllo del SPS (figura 3.13). Il numero di protoni che incidono sul cristallo è ottenuto misurando la perdita di particelle dal fascio in un intervallo di tempo dell'ordine di migliaia di secondi. Le fluttuazioni nei valori dell'intensità misurati dal BCT sono dell'ordine del 1% e non superiori al 5% per fasci di circa 10^{11} protoni circolanti. Perché la misura di N_{cr} sia affetta da un errore relativo non superiore al 10% circa, conviene scegliere intervalli di tempo dell'ordine di migliaia di secondi.

Capitolo 4

Risultati delle misure

In questo capitolo vengono discussi in dettaglio i metodi adottati per la misura dell'efficienza di estrazione dei protoni dal SPS ed i risultati ottenuti. In particolare vengono descritti i fattori correttivi relativi al telescopio di rivelatori del fascio estratto. Si fa cenno infine ai problemi di interpretazione dei risultati ottenuti.

Ricordiamo che il progetto LHB per lo studio della fisica dei quark pesanti ad LHC, con bersaglio fisso, richiede un'intensità del fascio estratto dell'ordine di 10^8 protoni/s [2]. Per ottenere questo risultato con l'alone previsto per il fascio di protoni di 7 TeV/c circolanti in LHC, è necessario provvedere ad un'efficienza d'estrazione di almeno il 10%.

La misura effettuata generando un alone per un fascio di protoni di 120 GeV/c al SPS, ha lo scopo di studiare in modo dettagliato l'interazione tra la macchina acceleratrice ed il cristallo e verificare la possibilità di raggiungere le efficienze di estrazione richieste. Altri esperimenti, a più alta energia, sono stati programmati [23] per controllare l'estrapolazione dei risultati ottenuti.

4.1 Efficienza di estrazione: metodo di misura

Definiamo *efficienza d'estrazione* il rapporto tra il numero di particelle incanalate nel cristallo, che costituiscono il fascio estratto, e quello delle particelle che hanno colpito il cristallo nello stesso intervallo di tempo. Se si indica con N_e il numero di particelle

incanalate ed estratte, e con N_{cr} il numero di particelle che hanno intercettato il cristallo nello stesso intervallo di tempo Δt , si ottiene per l'efficienza di estrazione ϵ_e :

$$(4.1) \quad \epsilon_e = \frac{N_e}{N_{cr}}$$

dove il denominatore $N_{cr} = -\Delta N_b$, secondo l'equazione (3.2) viene ottenuto misurando la perdita dell'intensità del fascio circolante (paragrafo 3.6).

Il numeratore N_e è misurato tramite i rivelatori del fascio estratto; per stimarlo, bisogna tener conto sia dell'inefficienza dei singoli rivelatori, sia del fondo dovuto alle interazioni delle particelle con il cristallo, il supporto incurvante, il gas residuo, la finestra d'uscita dalla camera da vuoto, l'aria ed i rivelatori.

Se indichiamo con N_r il numero di particelle rivelate, con ϵ_r l'efficienza di rivelazione, con N_e il numero vero delle particelle incanalate dal cristallo e con B il fondo nei rivelatori possiamo scrivere:

$$(4.2) \quad N_r = \epsilon_r N_e + B = S + B$$

dove con S si è indicato il segnale visibile, ovvero il prodotto dell'efficienza di rivelazione per il numero di particelle realmente incanalate. Dalla (4.1) si ottiene:

$$N_e = \frac{N_r - B}{\epsilon_r} = \frac{N_r f}{\epsilon_r}$$

dove f indica la *purezza* del campione selezionato:

$$f = 1 - \frac{B}{N_r} = 1 - \frac{B}{S + B} = \frac{S}{S + B}.$$

A seconda dei rivelatori usati N_r , B (o f) e ϵ_r devono essere misurati in maniera diversa.

E' importante osservare che il fattore ϵ_r si riferisce all'efficienza di rivelazione del segnale, cioè di particelle incanalate nel cristallo, non genericamente di particelle che attraversino i rivelatori, per esempio provenendo da direzioni diverse. Di questo si deve tener conto nella stima di ϵ_r .

La ridondanza dei rivelatori del fascio estratto ci permette una certa libertà nello scegliere il metodo di calcolo dell'efficienza di estrazione. Inizialmente il numero delle particelle estratte è stato misurato usando soltanto i conteggi delle scale dei contatori S_1, S_2, S_3 . In seguito le ulteriori informazioni disponibili attraverso le correlazioni tra le camere MSGC, l'odoscopio, e le ampiezze d'impulso dei contatori sono state utilizzate per migliorare la conoscenza dell'efficienza ϵ_r dei rivelatori e della purezza f .

4.2 Fattori di correzione

Introduciamo le definizioni adottate per i fattori correttivi ϵ_r ed f , per discutere poi i metodi di misura ed i risultati ottenuti.

Nel caso di una misura effettuata utilizzando solo le informazioni provenienti dalle scale dei contatori S_1, S_2, S_3 , si possono definire le quantità introdotte nel paragrafo precedente come segue:

$$N_r = N_{S_1 * S_2 * S_3}, \quad \epsilon_r = \epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_3,$$

dove $N_{S_1 * S_2 * S_3}$ è il numero di conteggi della coincidenza $S_1 * S_2 * S_3$. Le efficienze ϵ_i dei contatori S_i , e il parametro $f = S/(S + B)$ possono essere ottenuti, mediante considerazioni geometriche e ipotesi sul fondo, dai conteggi di varie combinazioni in coincidenza dei tre contatori.

Nel caso in cui si usi invece l'odoscopio, il numero N_r di particelle rivelate è dato da:

$$N_r = \sum_{i=i_1}^{i_2} N_i, \quad 1 \leq i_1 \leq i_2 \leq 32$$

dove si è indicato con N_i il conteggio della scala collegata al contatore i -esimo H_i (orizzontale) oppure V_i (verticale) dell'odoscopio, in coincidenza con la combinazione di segnali: $S_1 * S_2 * S_3 * \bar{S}'_3$, dove \bar{S}'_3 è l'anticoincidenza del contatore S_3 con soglia del discriminatore a 2 m.i.p..

La frazione f viene ricavata direttamente dall'istogramma dei conteggi dell'odoscopio, che tipicamente ha l'andamento di figura 4.1 per i contatori verticali (profilo orizzontale del fascio). Assumendo che il picco corrisponda alle particelle incanalate e che quelle

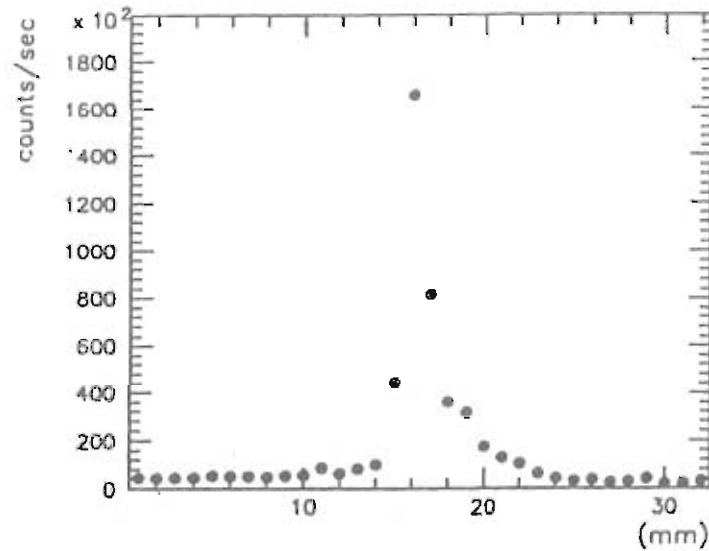


Figura 4.1: Profilo orizzontale del fascio ottenuto con l'acquisizione 'veloce'.

provenienti da interazioni determinino il fondo piatto, f può essere stimata dal rapporto tra il numero di conteggi corrispondenti al picco dopo la sottrazione statistica del fondo, ed il numero totale di conteggi.

L'efficienza di rivelazione ϵ_r è data in questo caso dal prodotto:

$$\epsilon_r = \langle \epsilon_H \rangle \epsilon_{123} \epsilon_3,$$

dove si è indicato con $\langle \epsilon_H \rangle$ l'efficienza media pesata dei contatori dell'odoscopio, con ϵ_{123} il prodotto $\epsilon_1 * \epsilon_2 * \epsilon_3$ delle efficienze dai contatori S_1, S_2, S_3 , e con ϵ_3 l'efficienza dell'anticoincidenza del contatore S_3 con soglia a 2 m.i.p.. La scelta di i_1 e i_2 , cioè del primo e dell'ultimo contatore da includere nella somma, può essere fatta in modo tale da massimizzare la purezza f e l'efficienza $\langle \epsilon_H \rangle$.

4.3 Il metodo di misura dei fattori di correzione

Il calcolo dei fattori di correzione ϵ_r per l'efficienza e f per il fondo è stato impostato in modi diversi a seconda che la misura dell'intensità del fascio estratto fosse basata sui contatori S_1, S_2, S_3 (4.3.1) o sull'odoscopio (4.3.2).

4.3.1 Misura dell'intensità del fascio estratto basata sui contatori S_1, S_2, S_3

La misura può essere basata unicamente sui conteggi dei contatori S_1, S_2, S_3 e delle loro coincidenze, registrati dal sistema di acquisizione 'veloce'. L'accettanza angolare della coincidenza dei contatori $S_1 * S_2 * S_3$ è limitata essenzialmente dal contatore S_3 (figura 3.4) che definisce un angolo solido di 1.9×10^{-6} steradiani. Questa regione angolare contiene sicuramente il fascio estratto.

Dall'intensità misurata dalla coincidenza $S_1 * S_2 * S_3$ va sottratto un fondo che si può supporre distribuito uniformemente su tutta la superficie coperta dal contatore S_3 ed oltre. Questo fondo viene stimato dalla coincidenza $S_1 * S_2 * \bar{S}_3$, che copre una regione angolare di 6.9×10^{-6} steradiani, complementare a quella definita da S_3 e delimitata dai contatori S_1 e S_2 .

In base a considerazioni sul flusso di particelle negli angoli solidi definiti dalle varie coincidenze, e all'ipotesi di uniforme distribuzione del fondo, è possibile scrivere un sistema di sette equazioni nelle otto variabili $F_1, F_2, \epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ e B_1, B_2, B_3 . F_1 ed F_2 rappresentano rispettivamente il flusso di particelle intercettato dalla coincidenza dei contatori S_1, S_2, S_3 e da quella dei contatori S_1, S_2 e S_3 negato; $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ le efficienze di rivelazione e B_1, B_2, B_3 le intensità del fondo nei contatori S_1, S_2, S_3 . Questo sistema non ammette valori univocamente determinati come soluzioni; vengono quindi definiti [22] due intervalli di variazione per le variabili F_1 e F_2 , in corrispondenza ai quali si determina un intervallo possibile di valori per l'efficienza di estrazione ed una stima delle efficienze dei contatori.

4.3.2 Misura dell'intensità del fascio estratto basata sull'odoscopio

Vanno stimati in questo caso i fattori correttivi $f, \epsilon_{123}, \epsilon_3, \langle \epsilon_H \rangle$. La loro stima è resa più diretta e facilmente interpretabile usando i dati forniti dal sistema di acquisizione 'lento', che consentono correlazioni tra i rivelatori.

Le efficienze dei contatori S_1, S_2, S_3 che intervengono nei fattori ϵ_{123} e ϵ_3 possono

essere valutate correlando le ampiezze dei loro segnali, registrate tramite ADC, con i dati degli altri rivelatori.

Infine l'efficienza media $\langle \epsilon_H \rangle$ dei contatori dell'odoscopio può essere calcolata utilizzando due metodi distinti:

- la correlazione tra i contatori orizzontali e quelli verticali dell'odoscopio;
- la correlazione dei contatori dell'odoscopio con le camere MSGC.

In entrambi i metodi viene selezionato un campione di eventi contenenti tracce singole che abbiano attraversato il contatore studiato. Il rapporto tra il numero degli attraversamenti effettivamente rivelati e il numero delle tracce del campione dà una stima dell'efficienza di rivelazione.

I criteri di selezione del campione sono studiati in modo da ottenere una purezza (percentuale di tracce vere) più alta possibile, senza ridurre troppo il numero di eventi, e quindi ottenere un errore statistico accettabile. L'errore sistematico può essere valutato confrontando i risultati ottenuti con i due metodi.

Correlazione tra i contatori orizzontali e quelli verticali dell'odoscopio

Le richieste per selezionare gli eventi con traccia singola sono le seguenti:

- deposizione di energia inferiore ad un valore corrispondente a circa 2 m.i.p. nei contatori S_1, S_2, S_3, S_4 ;
- se si sta misurando l'efficienza dei contatori verticali (orizzontali), un solo contatore orizzontale (verticale) con segnale superiore alla soglia del discriminatore;
- l'unico segnale dei contatori orizzontali (verticali) di riferimento deve trovarsi nella zona centrale illuminata dal fascio estratto.

Con la prima richiesta si eliminano gli eventi di fondo a molte particelle che sono caratterizzati da un maggior rilascio di energia nei contatori, perdendo alcuni eventi in cui

una singola particella deposita almeno in un contatore energia maggiore per fluttuazione di Landau. La seconda richiesta porta anch'essa a trascurare eventi a molte particelle. La ragione della terza condizione sta nella necessità di stimare l'efficienza per particelle di caratteristiche simili a quelle delle particelle incanalate, evidenziate nel paragrafo 4.1. Si devono perciò escludere dal campione utilizzato tracce che non provengono dal cristallo e siano rivelate con minore efficienza data la geometria dell'odoscopio (figura 3.5).

Correlazione dell'odoscopio con le camere MSGC

Si tratta di verificare se nella posizione prevista dalla ricostruzione della traccia con le camere MSGC il contatore dell'odoscopio abbia dato un segnale.

Il campione di eventi selezionato soddisfa ai seguenti requisiti:

- deposizione di energia nei contatori S_1, S_2, S_3, S_4 inferiore alla soglia di due m.i.p. già specificata;
- ampiezze dei segnali delle camere MSGC superiori ad una soglia data;
- soglia sull'ampiezza dei 'cluster' di segnali nelle camere;
- richiesta di un solo 'cluster' per ciascuna camera;
- direzione della traccia ricostruita mediante le camere puntante verso il cristallo.

Per 'cluster' si intende l'insieme dei canali adiacenti nelle camere che danno segnale superiore alla soglia. Anche in questo caso le richieste tendono ad ottenere un campione sufficientemente puro di tracce ricostruite, con caratteristiche corrispondenti a quelle delle particelle incanalate, pur non diminuendo troppo il numero di eventi.

4.4 Fattori di correzione: i risultati

Vengono riportati qui i risultati ottenuti mediante il secondo metodo descritto nel paragrafo precedente. Dopo una breve descrizione dei dati utilizzati nell'analisi dei fattori

di correzione (paragrafo 4.4.1), vengono descritti i risultati del calcolo dell'efficienza dei contatori S_1 , S_2 , S_3 (paragrafo 4.4.2). Vengono poi richiamati gli effetti dei criteri di preselezione basati sulle ampiezze di impulso nei contatori S_1, S_2, S_3, S_4 (paragrafo 4.4.3), comuni alle valutazioni dell'efficienza dell'odoscopio sia mediante correlazioni tra i contatori orizzontali e verticali (paragrafo 4.4.4), sia mediante correlazioni con le camere MSGC (paragrafo 4.4.5). Il fattore di correzione f viene discusso successivamente nel paragrafo 4.7.

4.4.1 Dati utilizzati

L'esperimento XLHB/RD22 richiede un uso dedicato dell'acceleratore SPS, incompatibile con il suo normale funzionamento e con la distribuzione di fasci di particelle agli altri esperimenti. Per questo motivo la presa dati è concentrata in brevi turni, tipicamente di dodici o ventiquattro ore circa sei volte all'anno, come parte del generico programma di 'Machine Development' (MD) dedicato alla messa a punto e allo sviluppo del complesso di acceleratori del CERN.

Dato il poco tempo disponibile i rivelatori, il trigger e il sistema di acquisizione vengono messi a punto preliminarmente utilizzando il fondo di particelle, principalmente mesoni μ , che accompagnano il fascio circolante nel SPS durante il suo normale funzionamento. Questo fenomeno è sufficientemente intenso, principalmente nelle fasi di iniezione ed estrazione che comportano perdite significative di protoni. I dati registrati in questo 'modo parassita' non consentono però il calcolo dei fattori di correzione per i motivi già messi in evidenza.

I dati che vengono utilizzati in questa analisi sono perciò quelli raccolti con il fascio estratto durante il periodo di MD della 17^a settimana del 1993 (26-29 aprile) dai quali è stata ottenuta la valutazione dell'efficienza di estrazione (paragrafo 4.7). Per verificare la presenza di eventuali effetti sistematici, l'analisi è stata ripetuta su quattro insiemi di dati ('run') acquisiti con condizioni del fascio e dell'allineamento del cristallo molto diverse.

I 'run' presi in esame sono i seguenti:

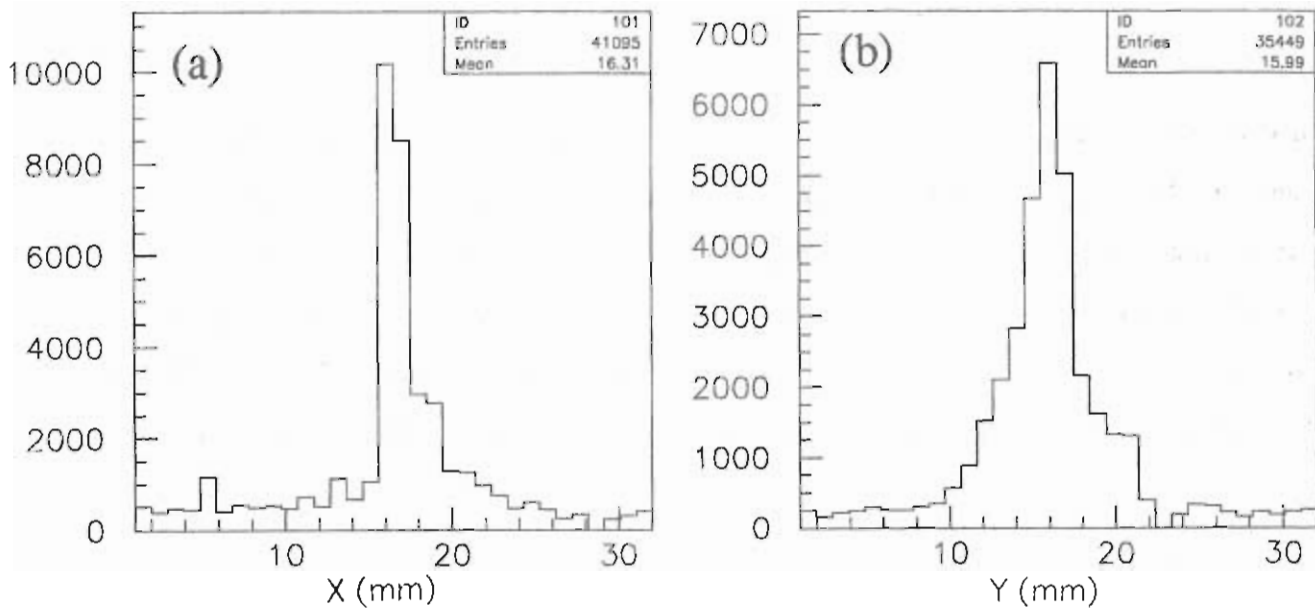


Figura 4.2: Profilo del fascio estratto orizzontale (a) e verticale (b) ottenuto con le ‘pattern unit’ nel ‘run’ 212.

run 212, in condizioni di fascio circolante stabile, ad alta intensità ($\sim 3.8 \times 10^{11}$ protoni circolanti), ed intensità del fascio estratto costante nel tempo;

run 217, con fascio circolante instabile;

run 221, con fascio circolante instabile e orientazione del cristallo variabile;

run 222, in condizioni di fascio circolante stabile, ad intensità inferiore ($\sim 2.8 \times 10^{11}$ protoni circolanti) ed orientazione del cristallo fissa.

Ciascun ‘run’ copre un intervallo temporale di 20 – 30 minuti. Nelle figure 4.2-4.4 sono mostrati per i quattro ‘run’ il profilo orizzontale (x) e quello verticale (y) del fascio estratto, ottenuto istogrammando il contenuto delle ‘pattern unit’, fornito dal sistema di acquisizione ‘lento’ (paragrafo 3.4).

Quando il fascio circolante è stabile il profilo orizzontale del fascio estratto è sempre più stretto di quello verticale. Il profilo nella coordinata orizzontale x del ‘run’ 221, acquisito mentre il cristallo veniva ruotato (scansione angolare), risulta allargato a causa dello spostamento laterale della posizione del fascio estratto durante la rotazione. Il profilo nella coordinata verticale y durante la scansione mantiene approssimativamente la stessa

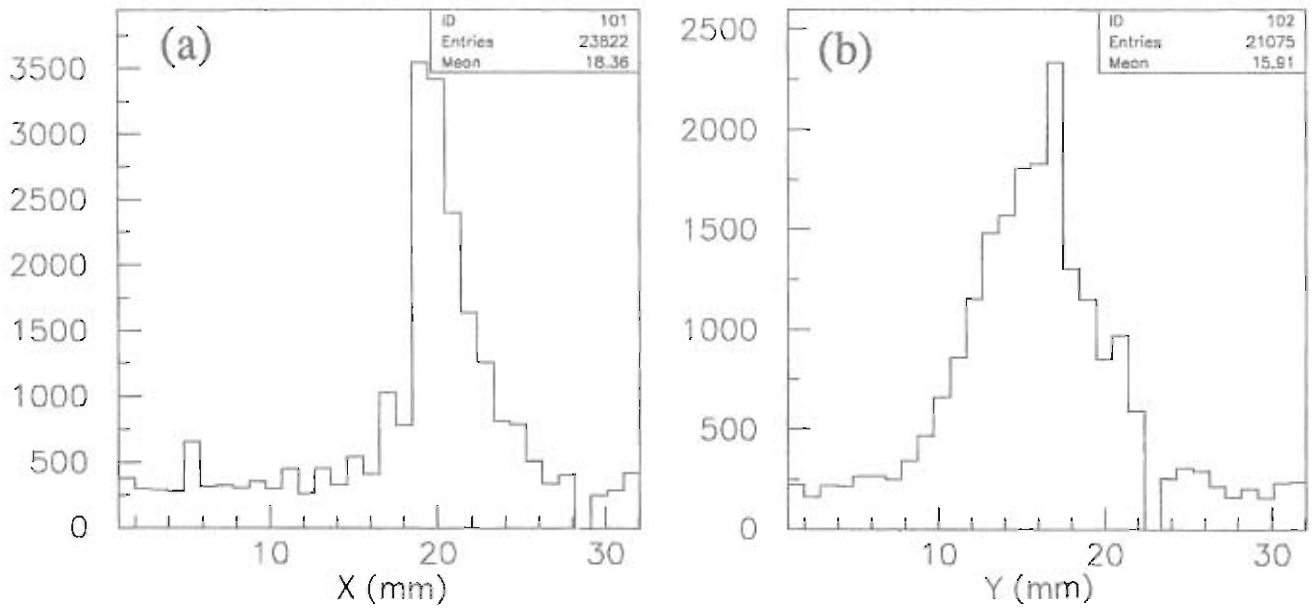


Figura 4.3: Profilo del fascio estratto orizzontale (a) e verticale (b) ottenuto con le 'pattern unit' nel 'run' 217.

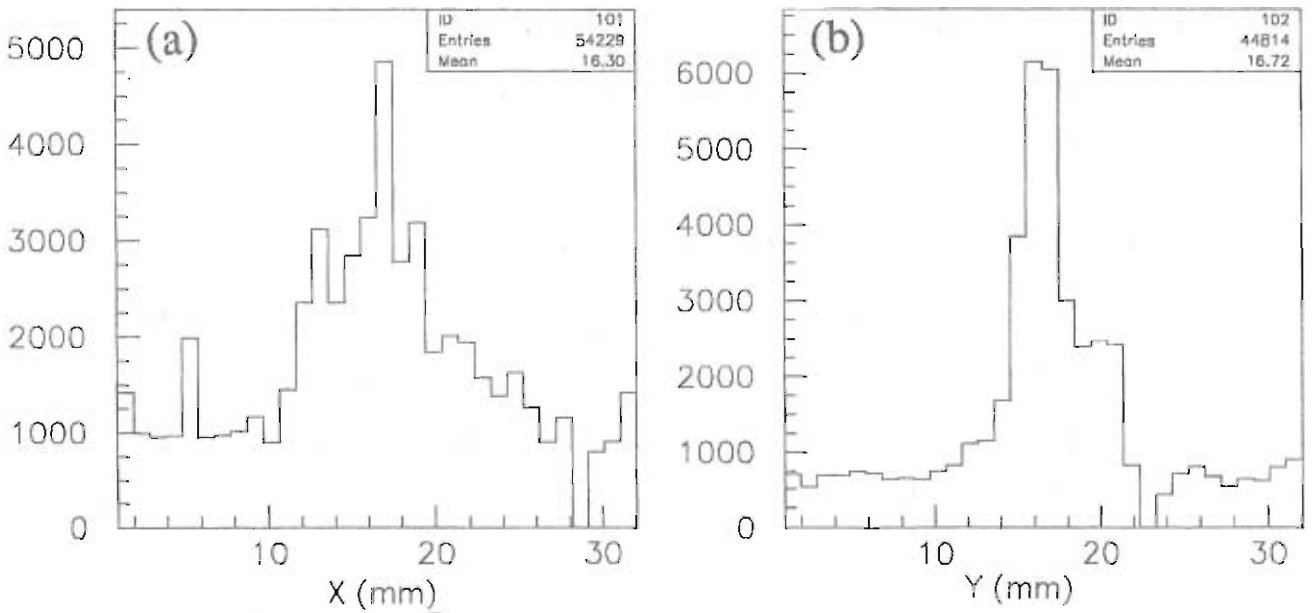


Figura 4.4: Profilo del fascio estratto orizzontale (a) e verticale (b) ottenuto con le 'pattern unit' nel 'run' 221.

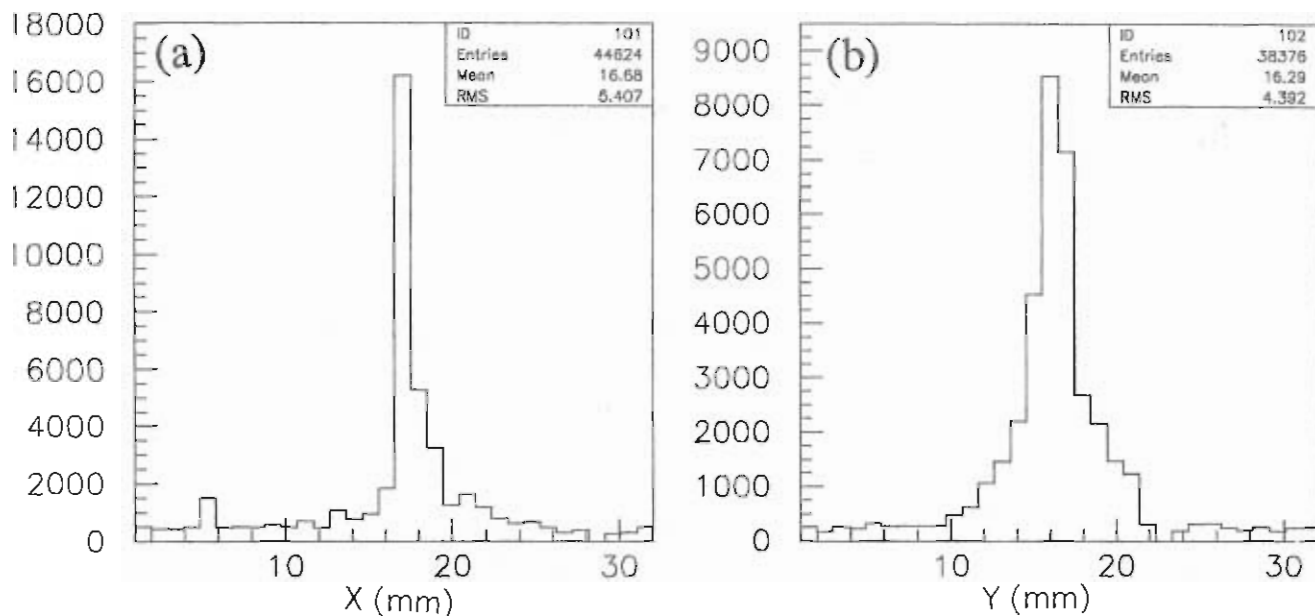


Figura 4.5: Profilo del fascio estratto orizzontale (a) e verticale (b) ottenuto con le 'pattern unit' nel 'run' 222.

larghezza sebbene ci sia abbozzata la struttura di un secondo picco (paragrafo 4.4).

Istogrammi simili ma con un numero di conteggi molto superiore, si possono ottenere utilizzando i dati acquisiti per mezzo di scale dall'altro sistema di acquisizione, per il quale il tempo morto è trascurabile. Questi ultimi verranno usati nel paragrafo 4.7 per il calcolo dei flussi, mentre le 'pattern unit' consentono il calcolo dei fattori correttivi tramite correlazioni.

4.4.2 Efficienza dei contatori S_1, S_2, S_3

La coincidenza dei contatori S_1, S_2, S_3 fornisce il 'trigger' al sistema di acquisizione 'lento' che legge le ampiezze d'impulso dei loro segnali. Non è possibile quindi misurare la loro efficienza di rivelazione tramite le correlazioni con gli altri rivelatori del fascio estratto; per avere una stima delle loro efficienze si sono quindi confrontate le loro ampiezze d'impulso con quella del contatore S_4 .

In figura 4.6 sono mostrate a titolo d'esempio le distribuzioni delle energie depositate nei quattro contatori senza ulteriori criteri di reiezione. Il picco ad energia nulla, visibile solo per il contatore S_4 , corrisponde ad eventi di fondo per cui il contatore non viene attraversato dalle particelle che forniscono il 'trigger'. Infatti esso scompare (figura 4.6(d),

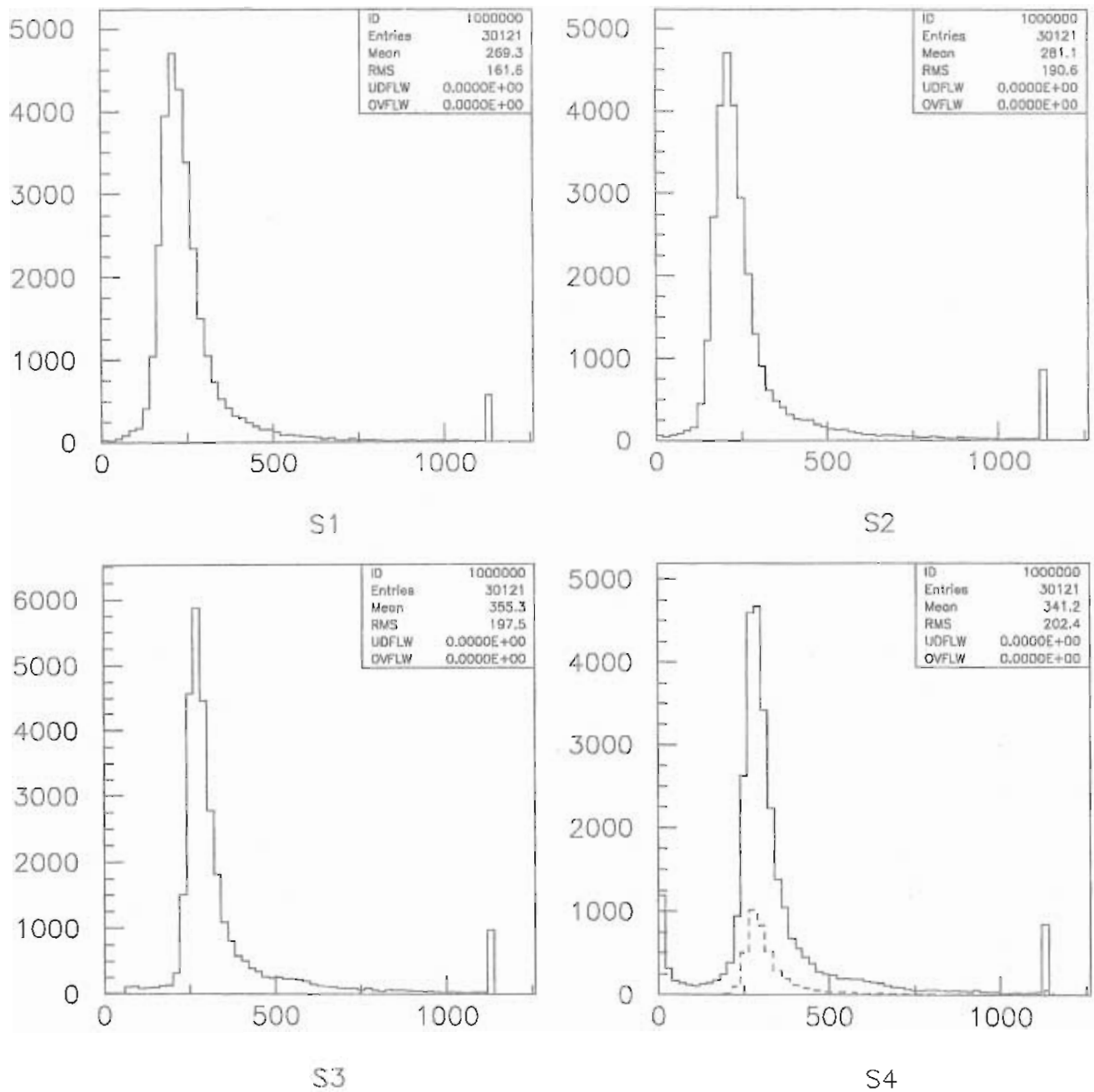


Figura 4.6: Distribuzione dell'energia depositata nei contatori S_1 , S_2 , S_3 , S_4 misurata per mezzo di ADC durante il run 222, per tutti gli eventi raccolti. Per il contatore S_4 è mostrato anche l'effetto della richiesta che vi sia una traccia ricostruita mediante le MSGC (linea tratteggiata).

linea tratteggiata) se si richiede con criteri molto selettivi, che vi sia una traccia ricostruita con le camere che danno la proiezione x .

Nessun evento in un campione di 4187 risulta avere energia depositata inferiore a quella equivalente alla soglia dei discriminatori: l'efficienza di rivelazione ϵ_4 ottenuta è :

$$\epsilon_4 > 99.93\% \quad \text{al } 95\% \text{ C.L.}$$

Dal confronto con gli spettri d'ampiezza dei contatori S_1 , S_2 , S_3 , si può concludere che le efficienze sono comparabilmente alte anche per gli altri contatori, in condizione di fascio stabili.

Si può quindi concludere che il fattore di correzione $\epsilon_{123} = \epsilon_1\epsilon_2\epsilon_3$ è prossimo all'unità.

Non si possono escludere però variazioni momentanee di efficienza legate a variazioni istantanee dell'intensità del fascio in condizioni instabili: di ciò si è tenuto conto nella valutazione dell'errore sistematico dei risultati finali.

Per quanto riguarda la misura dell'efficienza ϵ_3 dovuta all'anticoincidenza del contatore S_3 , con soglia del discriminatore a $\sim 600\text{mV}$, si è seguita una procedura analoga. Sono stati definiti dei criteri di selezione del campione di tracce tramite l'uso dell'odoscopio o delle MSGC, e quindi si è valutato il rapporto tra il numero di eventi accettati, con ampiezza del segnale inferiore al canale 520 corrispondente alla soglia di 600 mV, e quello totale del campione considerato. In tabella 4.1 sono riportati i valori ottenuti in seguito ai tre distinti gruppi di criteri di selezione:

- (a) **odoscopio**: un solo segnale dai contatori verticali ed uno da quelli orizzontali nella zona maggiormente illuminata dal fascio estratto (tabella 4.2);
- (b) **MSGC proiezione x** : richiesta di un unico 'cluster' nelle camere che forniscono la coordinata x e inclinazione delle traiettorie all'interno dell'intervallo corrispondente al picco del fascio estratto (tabella 4.3);
- (c) **MSGC proiezione y** : stesse richieste di (b) nelle camere che forniscono la coordinata y .

<i>criterio di selezione</i>	ϵ_{S_3}
(a)	93.5 ± 2.4
(b)	93.9 ± 3.7
(c)	93.7 ± 3.3

Tabella 4.1: Fattori di correzione ϵ_{S_3} ottenuto con i tre criteri di analisi, descritti nel testo.

L'efficienza ϵ_{S_3} risulta essere di poco inferiore al 94% secondo tutti tre i metodi.

4.4.3 Criteri di preselezione basati sui contatori $S_1 - S_4$

Per entrambi i metodi di calcolo dell'efficienza media dei contatori dell'odoscopio si sono trascurati gli eventi con un rilascio di energia superiore a circa due m.i.p. in almeno uno dei contatori S_1, S_2, S_3, S_4 . Le distribuzioni delle ampiezze d'impulso misurate dagli ADC sono state riportate in figura 4.6. I valori di soglia usati sono rispettivamente 350 conteggi ADC per S_1 e S_2 , e di 500 per S_3 e S_4 .

4.4.4 Misura dell'efficienza di rivelazione dell'odoscopio ottenuta tramite la correlazione tra i suoi contatori verticali ed orizzontali

I contatori orizzontali (verticali) sono usati per selezionare il campione di eventi a singola traccia da utilizzare nella valutazione dell'efficienza dei contatori verticali (orizzontali) per mezzo di due ulteriori condizioni.

Viene richiesto un singolo contatore orizzontale (verticale) con segnale sopra soglia registrato nelle 'pattern unit'. In figura 4.7 sono riportate le distribuzioni delle molteplicità dei segnali registrati per evento nei 32 contatori verticali e orizzontali dell'odoscopio. Questo criterio rigetta circa un terzo degli eventi.

Inoltre si richiede che i contatori verticali (orizzontali) colpiti corrispondano alla zona maggiormente illuminata dal fascio estratto. In tabella 4.2 sono riportati i numero d'ordine inferiore e superiore dei contatori usati per questa selezione nei 'run' considerati. A titolo d'esempio in figura 4.8 (a) è mostrato il profilo verticale, ottenuto con i contatori

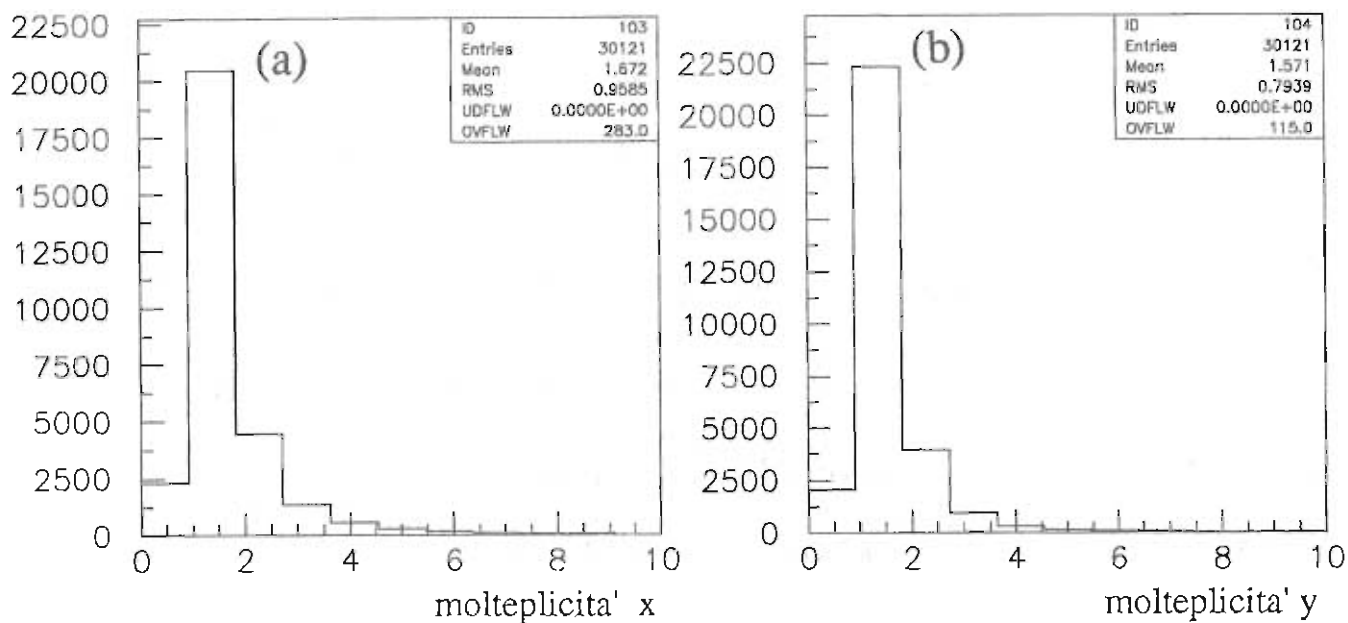


Figura 4.7: Molteplicità degli attraversamenti nell'odoscopio nel piano che fornisce la coordinata x (a) e y (b).

numero del run	contatori verticali (<i>min</i> ÷ <i>max</i>)	contatori orizzontali (<i>min</i> ÷ <i>max</i>)
212	16 ÷ 18	12 ÷ 18
217	19 ÷ 22	13 ÷ 19
221	12 ÷ 20	13 ÷ 22
222	16 ÷ 19	14 ÷ 18

Tabella 4.2: Numero d'ordine inferiore e superiore dei contatori maggiormente colpiti dal fascio estratto nei diversi 'run'.

<i>commento</i>	<i>run</i>	$\langle \epsilon_{Hx} \rangle$ (%)	$\langle \epsilon_{Hy} \rangle$ (%)
stabile	212	97.6 ± 1.2	98.8 ± 1.3
instabile	217	84 ± 2	94 ± 2
scan angolare	221	94.8 ± 1.3	97.5 ± 1.5
stabile	222	97.4 ± 1.2	98.7 ± 1.2

Tabella 4.3: Efficienza media dei contatori verticali ed orizzontali dell'odoscopio.

orizzontali, con evidenziato l'intervallo permesso dall'ultimo criterio citato.

In figura 4.8 (b) si può osservare il profilo orizzontale ottenuto con i contatori verticali per gli eventi che soddisfano la preselezione ed i due criteri di selezione citati. In figura 4.9 (a)(b) sono mostrati i risultati analoghi ottenuti quando i ruoli dei contatori verticali ed orizzontali vengono scambiati.

L'efficienza media dei contatori verticali (orizzontali) si può allora semplicemente stimare per mezzo del rapporto tra il numero di eventi selezionati, con almeno un segnale registrato nella 'pattern unit' corrispondente, ed il numero totale di eventi selezionati. I valori dell'efficienza media di rivelazione per i due gruppi di contatori dell'odoscopio nei quattro 'run' presi in considerazione sono riportate nella tabella 4.3.

Combinando i risultati dei 'run' con fascio stabile si ottiene per i contatori verticali e per quelli orizzontali rispettivamente:

$$\langle \epsilon_{Hx} \rangle = 97.5 \pm 0.8$$

$$\langle \epsilon_{Hy} \rangle = 98.7 \pm 0.9.$$

L'efficienza più bassa ottenuta in condizioni di fascio instabile può essere almeno in parte attribuita alla definizione meno buona del campione di eventi, che certamente contiene un maggior numero di tracce non provenienti dal cristallo, per le quali l'odoscopio ha accettazione geometrica minore.

In figura 4.10 (a) sono stati riportati i valori misurati per l'efficienza media $\langle \epsilon_{Hx} \rangle$ dei contatori verticali valutata richiedendo un segnale registrato singolarmente per ognuno dei contatori orizzontali, anche al di fuori dell'intervallo precedentemente definito. La figura

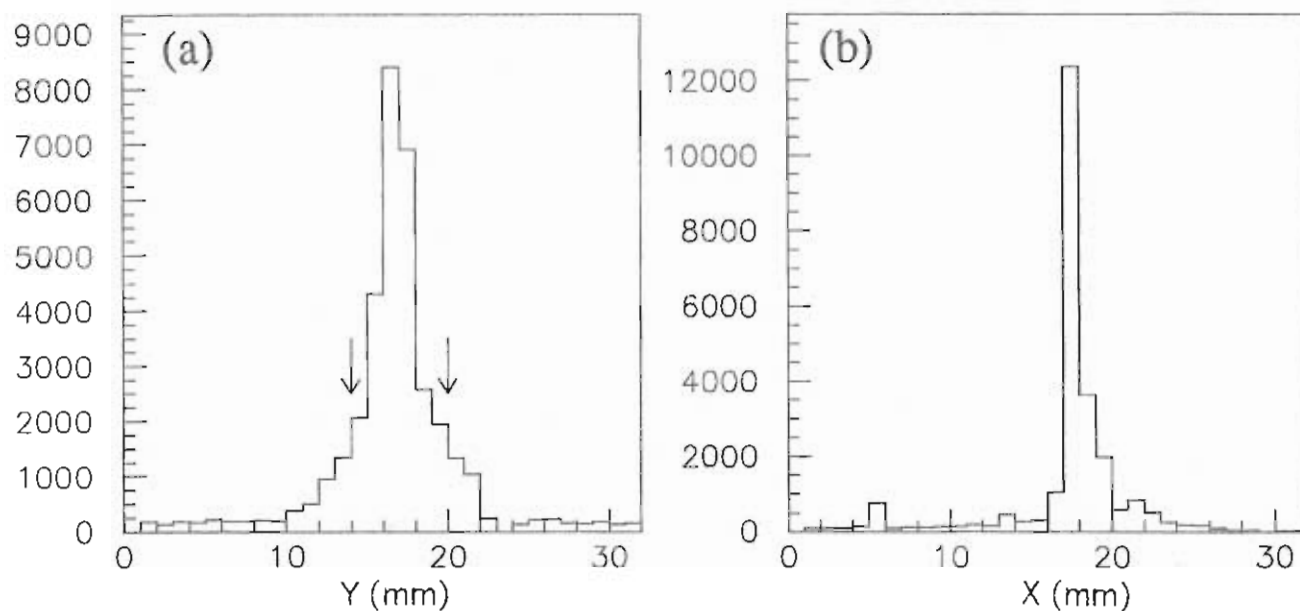


Figura 4.8: (a) Istogramma del contenuto della 'pattern unit' che registra i segnali dei contatori orizzontali (profilo verticale del fascio) con evidenziato l'intervallo selezionato; (b) profilo orizzontale ottenuto dopo la selezione (run 222).

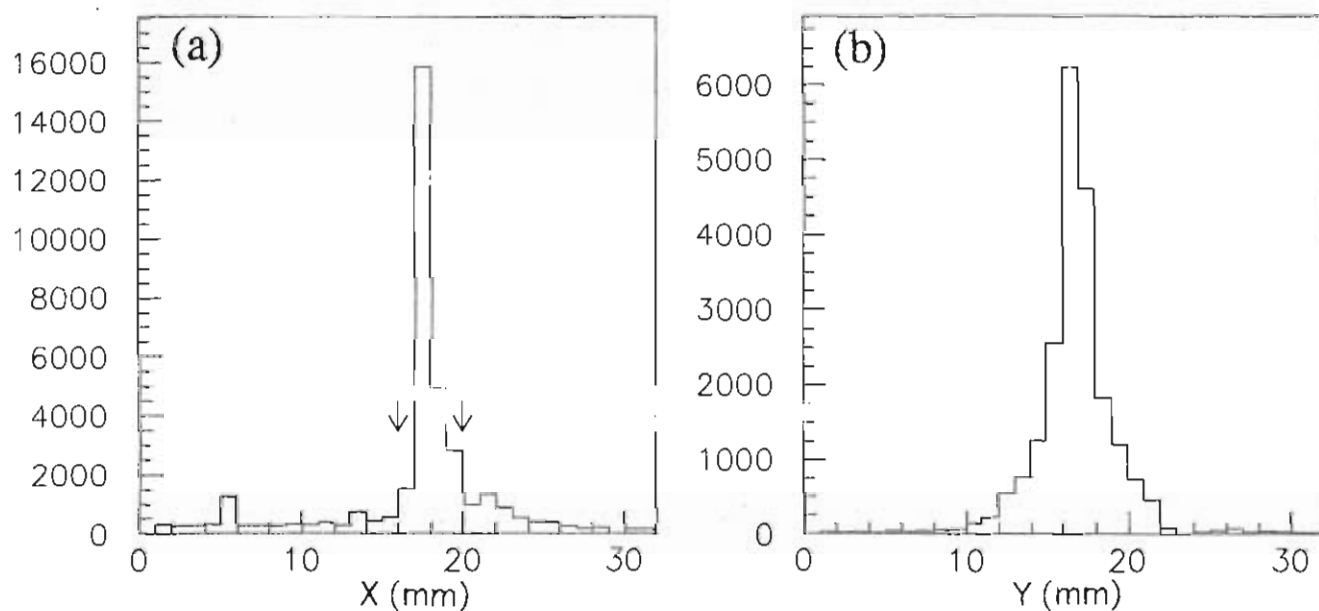


Figura 4.9: (a) Istogramma del contenuto della 'pattern unit' che registra i segnali dei contatori verticale (profilo orizzontale del fascio) con evidenziato l'intervallo selezionato; (b) profilo verticale ottenuto dopo la selezione (run 222).

4.10 (b) mostra il valore dell'efficienza media $\langle \epsilon_{Hy} \rangle$ misurato con lo stesso criterio, in funzione della posizione del contatore verticale cui si richiede un segnale registrato. I risultati sono stati ottenuti con dati raccolti nel run 222.

Questi risultati e l'analisi basata sulle MSGC forniscono sostegno alle conclusioni riportate sopra sull'efficienza dell'odoscopio per particelle incanalate ed estratte.

4.4.5 Misura dell'efficienza di rivelazione dell'odoscopio ottenuta tramite la sua correlazione con le camere MSGC

Sono state adottate le seguenti condizioni per la selezione degli eventi a singola traccia ottenute per mezzo delle camere MSGC:

- (i) - soglia minima a 3 canali ADC per i segnali delle singole 'strip';
- (ii) - soglia minima a 20 canali ADC per i 'cluster' di segnali sopra soglia da 'strip' adiacenti;
- (iii) - presenza di un unico 'cluster' sopra soglia in ciascuna delle due camere per ciascuna proiezione;
- (iv) - angoli θ_x e θ_y delle tracce ricostruite all'interno di un intervallo la cui ampiezza è riportata in tabella 4.4.

I valori per le prime due condizioni sono stati scelti in base ad uno studio dettagliato delle MSGC [24] e ne ottimizzano il rapporto segnale-rumore. Per quanto riguarda la terza condizione, si è preferito optare per una richiesta molto selettiva che permette la ricostruzione di un'unica traccia per evento.

La posizione dell'attraversamento della particella nelle MSGC è ottenuta dal calcolo del baricentro dell'energia depositata sulle 'strip'. Le due camere in entrambe le proiezioni (x, z) e (y, z) distano un metro, mentre l'odoscopio è equidistante da esse. La misura della posizione ricostruita in cui la particella attraversa l'odoscopio è ottenuta semplicemente calcolando, per la retta passante per i due punti ricostruiti sulle MSGC, l'intercetta alla posizione longitudinale dell'odoscopio.

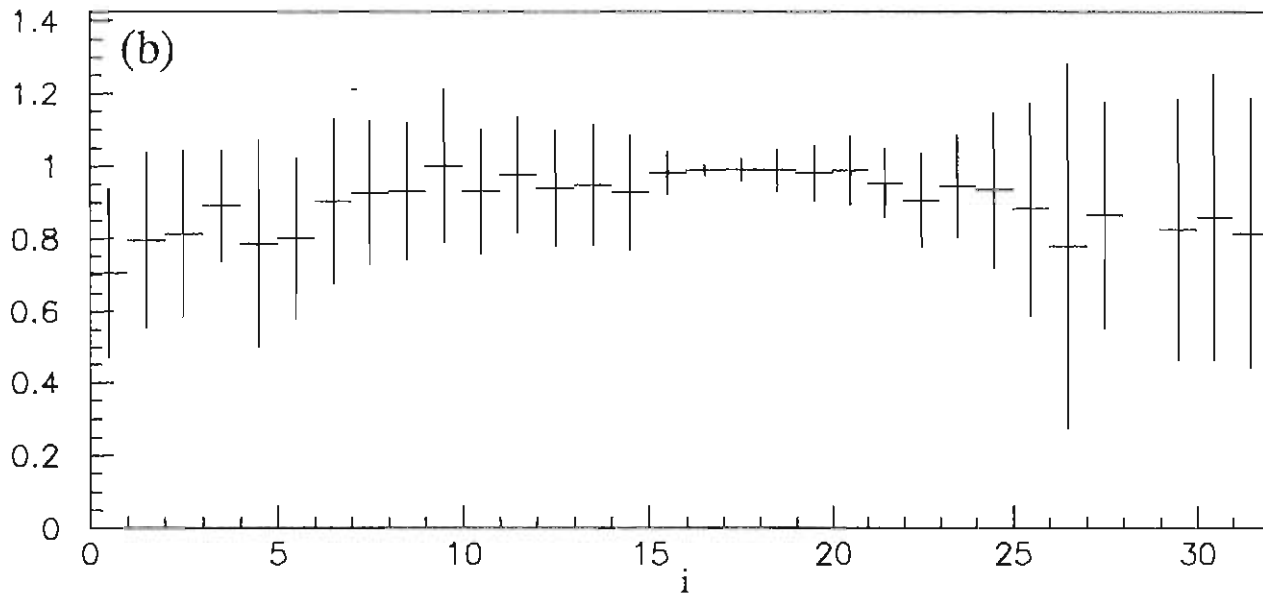
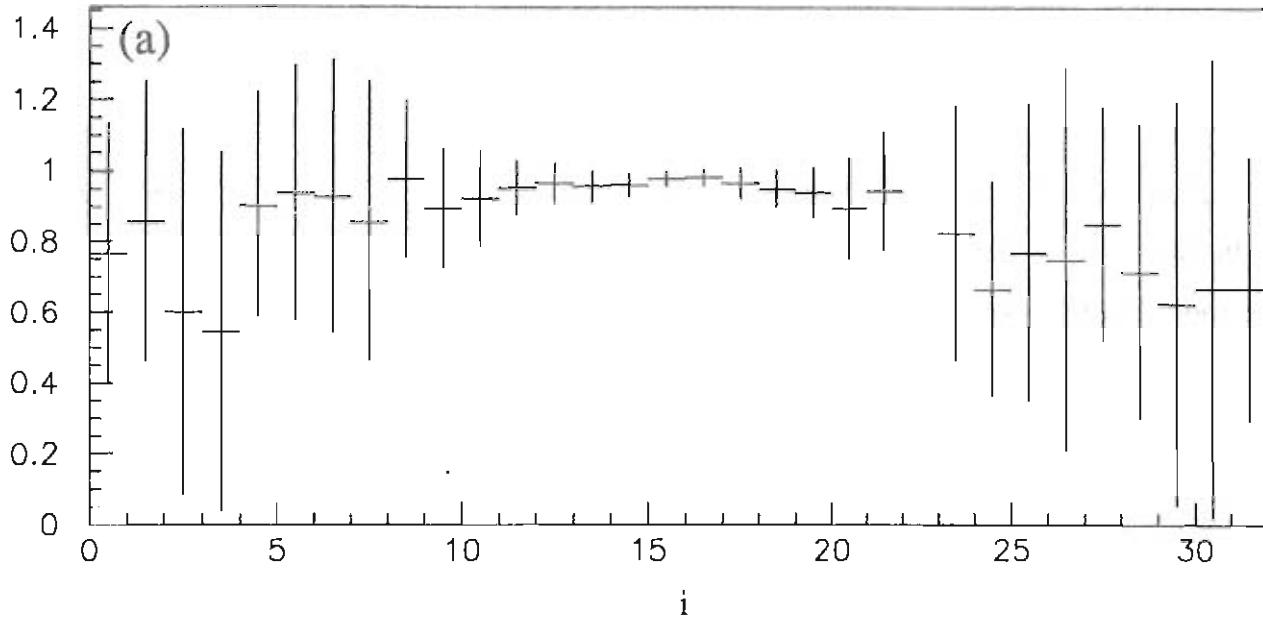


Figura 4.10: Efficienza media dei contatori del piano orizzontale (a), e verticale (b), misurata selezionando singolarmente ciascun contatore ($i=1,32$) dell'altro piano dell'odoscopio. La misura è stata effettuata utilizzando il fascio estratto 'run' 222.

run	$\theta_x(\mu\text{rad})$	$\theta_y(\mu\text{rad})$
212	$1.9 \div 2.5$	$-1.75 \div -1.0$
217	$1.7 \div 2.5$	$-1.75 \div -1.0$
221	$1.7 \div 2.7$	$-1.75 \div -1.0$
222	$1.9 \div 2.5$	$-1.75 \div -1.0$

Tabella 4.4: Criterio di selezione (iv) basato sulle MSGC.

<i>commento</i>	<i>run</i>	$\langle \epsilon_{H_x} \rangle$ (%)	$\langle \epsilon_{H_y} \rangle$ (%)
stabile	212	96.5 ± 6.9	98.7 ± 4.8
instabile	217	86.1 ± 3.0	96.9 ± 2.7
scan angolare	221	96.2 ± 3.0	96.9 ± 2.5
stabile	222	98.4 ± 2.5	98.7 ± 2.1

Tabella 4.5: Risultati dell'efficienza media dei due piani dell'odoscopio.

Gli angoli θ_x , θ_y che la traccia forma con l'asse z nelle due proiezioni sono ottenuti dai coefficienti angolari delle rette. In figura 4.11 (a) sono mostrate le distribuzioni degli angoli delle tracce nelle due proiezioni prima di applicare i criteri di selezione.

In figura 4.11 (b) sono riportate le stesse distribuzioni dopo la selezione (i)-(iii) ed è evidenziato l'intervallo permesso dal criterio di selezione (iv), il quale ha come obiettivo quello di scegliere tracce provenienti dal cristallo. La figura 4.12 mostra l'ottima correlazione tra l'intercetta della traccia ricostruita con le camere alla posizione dell'odoscopio ed il conteggio del contatore corrispondente a quella posizione. Poichè questi istogrammi sono stati riempiti dopo aver applicato i criteri di selezione, se ne ricava facilmente una stima dell'efficienza del rivelatore odoscopio valutando la percentuale dei casi in cui viene registrato un segnale nella 'pattern unit' da un contatore che non disti più di 1 mm dalla intercetta della traccia ricostruita (figura 4.13). I valori misurati per questa quantità sono riportati nella tabella 4.5, insieme al loro errore statistico.

Le efficienze, mediate sui 'run' in cui il fascio è stabile, sono:

$$\langle \epsilon_{H_x} \rangle = (98.2 \pm 2.3)\%$$

$$\langle \epsilon_{H_y} \rangle = (98.7 \pm 1.9)\%$$

compatibili con quelle stimate nel paragrafo precedente.

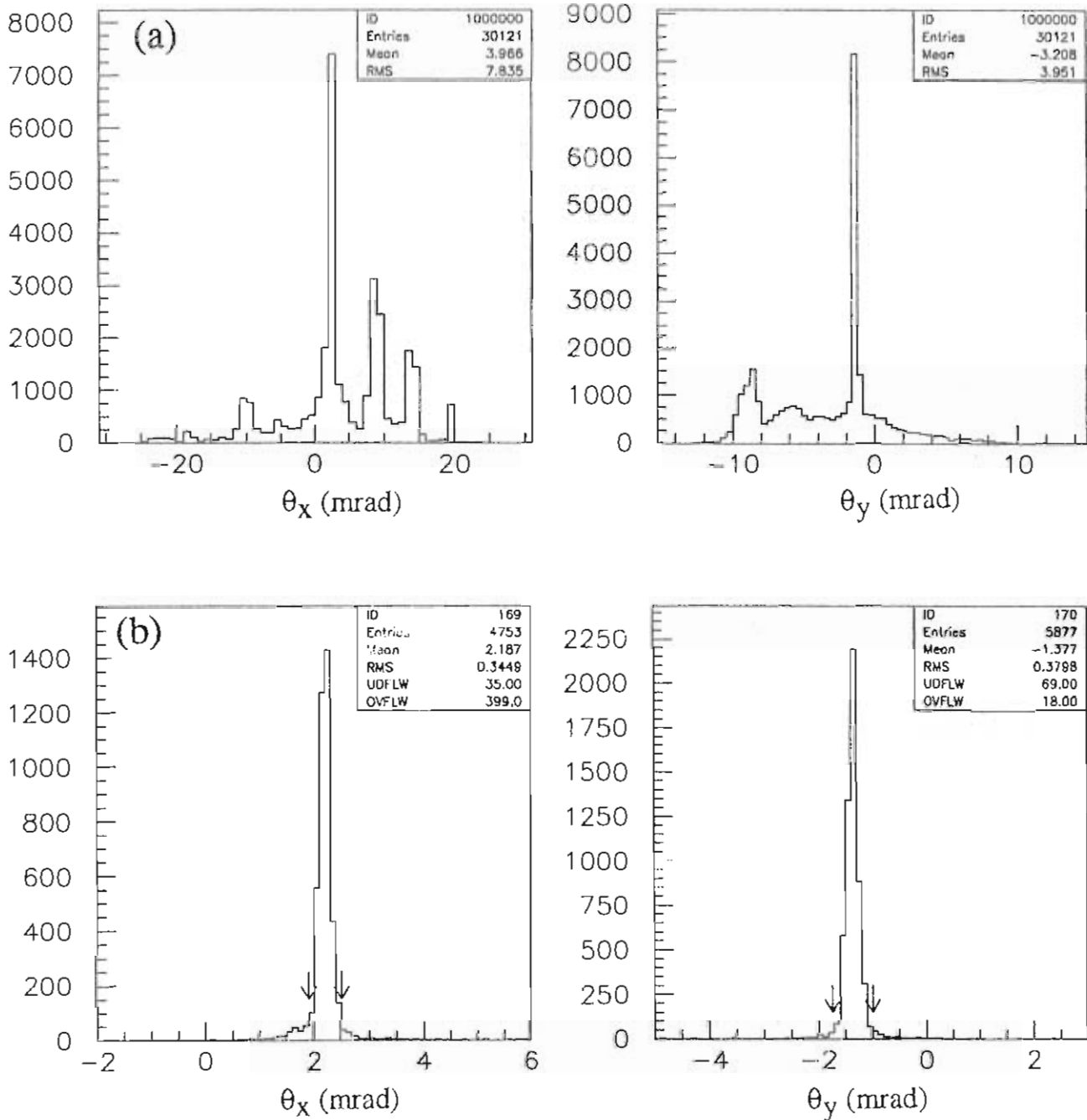


Figura 4.11: (a) Distribuzioni degli angoli delle tracce nelle due proiezioni prima di applicare i criteri di selezioni, (b) dopo la selezione (i)-(iii) con evidenziato l'intervallo accettato dal criterio (iv).

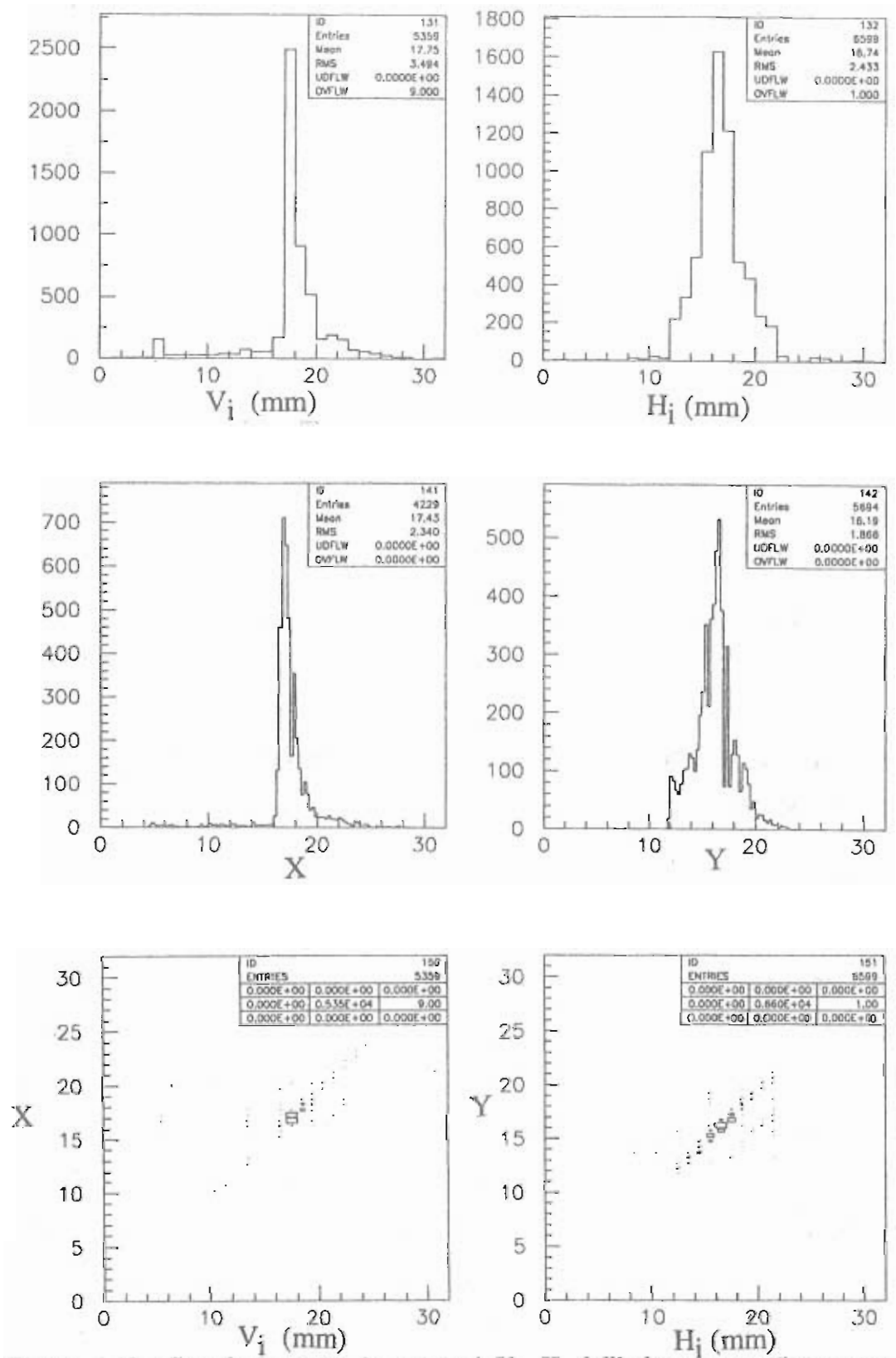


Figura 4.12: Correlazione tra i contatori V_i , H_i dell'odoscopio e l'intercetta x y della traccia ricostruita con le MSGC, per i profili orizzontali (V_i, x) e verticale (H_i, y), dopo aver applicato i criteri di selezione (run 222).

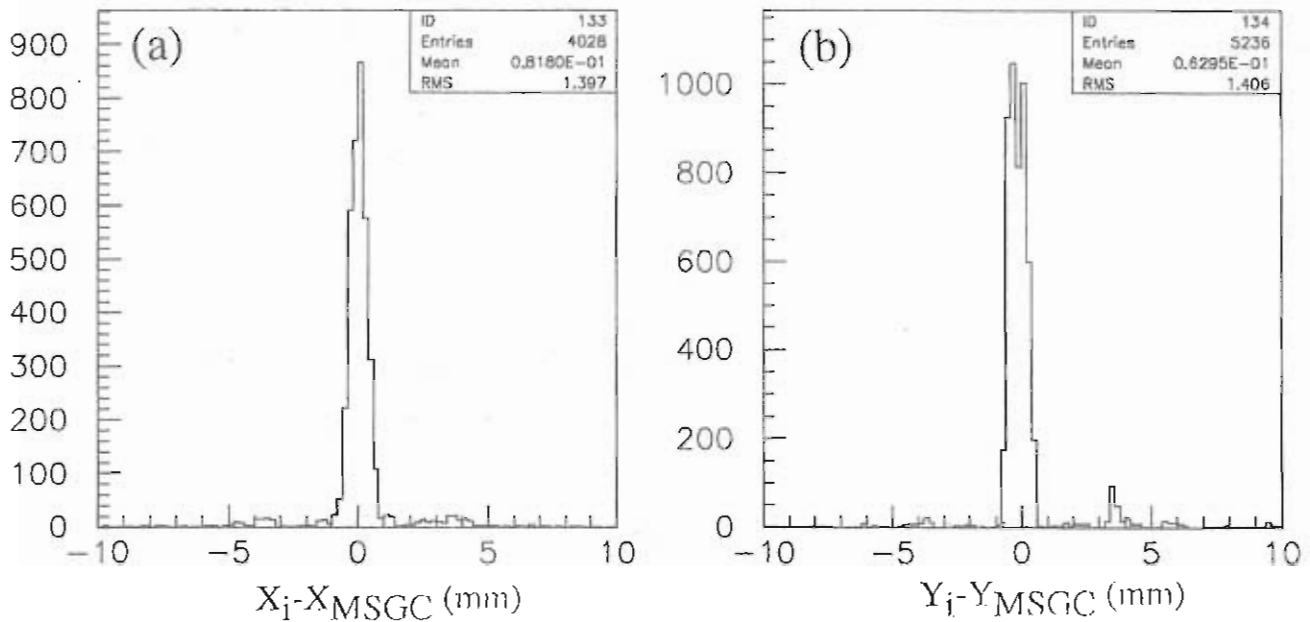


Figura 4.13: (a) Distribuzione della differenza $x_i - x_{MSGC}$ tra la posizione dei contatori dell'odoscopio x_i e la posizione ricostruita con le camere x_{MSGC} ; (b) stessa distribuzione nella coordinata y .

4.5 Estrazione: primi risultati qualitativi ottenuti in 'kick mode'

La prima evidenza di estrazione del fascio del SPS tramite l'incanalamento nel cristallo è stata ottenuta usando la tecnica del 'kick mode' (paragrafo 3.5.2). Le particelle urtano il cristallo con un parametro d'impatto di circa $100 \mu\text{m}$ e con un'ampiezza angolare tra la loro traiettoria e la normale al cristallo di $1.1 \mu\text{rad}$, molto inferiore all'angolo critico d'incanalamento, che è di $14 \mu\text{rad}$ a $120 \text{ GeV}/c$ (paragrafo 1.1). Per ciascun 'kick' solo una piccola frazione delle particelle circolanti urta il cristallo ($\sim 10^{-4}$). Il tempo tra due 'kick' consecutivi è abbastanza lungo da permettere il ripristino del numero di protoni originariamente circolanti nella macchina. L'avvenuta estrazione viene segnalata sia dalla comparsa di un picco nell'istogramma dei conteggi dei contatori dell'odoscopio, sia, più immediatamente, dall'osservazione su un'oscilloscopio delle tracce dei segnali provenienti dai due contatori S_5 e S_6 , situati simmetricamente ai lati del tubo a vuoto del SPS (paragrafo 3.3). Il contatore S_5 intercetta il fascio estratto, mentre il contatore S_6 viene utilizzato per controllare i fondi, che possono avere variazioni correlate con il 'kick' e

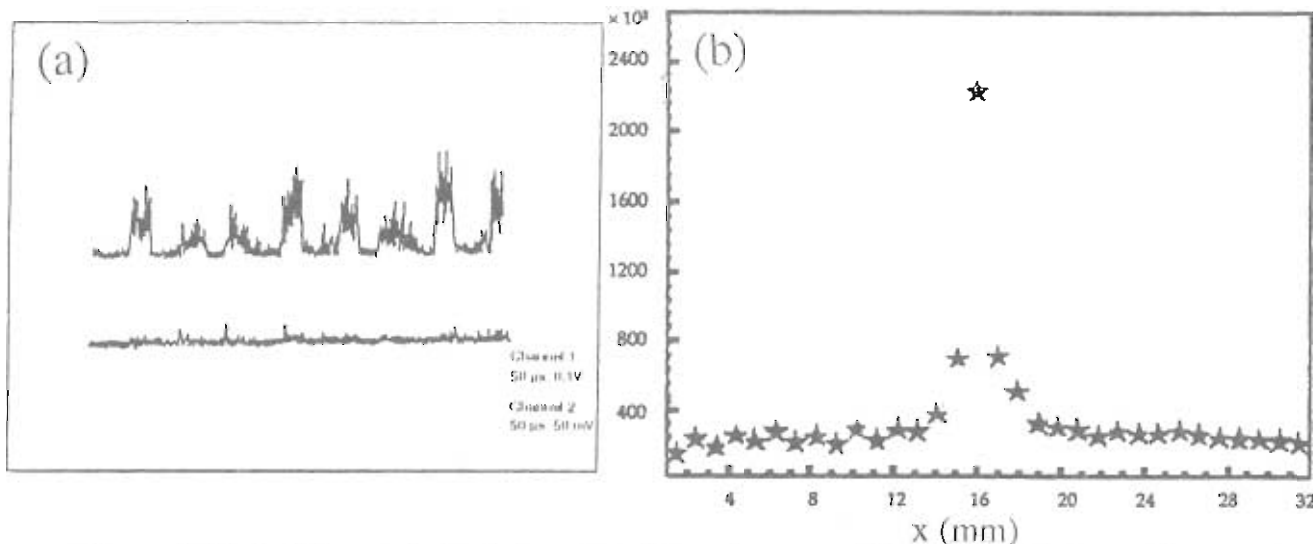


Figura 4.14: (a) Segnale letto dai contatori S_5 e S_6 mentre il fascio è eccitato con il magnete 'kicker'; (b) profilo orizzontale del fascio estratto, misurato mediante l'odoscopio.

quindi produrre un effetto erroneamente interpretabile come estrazione del fascio.

Un chiaro segnale sincronizzato con l'eccitazione del magnete 'kicker' è stato osservato nel contatore S_5 dopo l'aggiustamento angolare del cristallo. L'andamento a pettine del segnale (figura 4.14 (a), traccia superiore) è dovuto al moto betatronico che porta i protoni a collidere col cristallo, e ad esserne poi incanalati e deflessi, in maniera intermittente (paragrafo 3.5.2). In figura 4.14 (a) (traccia inferiore) è mostrato il segnale del contatore S_6 che essenzialmente registra particelle di fondo prodotte da interazioni nucleari nel cristallo e in altro materiale che i protoni possono attraversare lungo il loro percorso. Le ampiezze di entrambe le tracce sono circa uguali quando il cristallo non è allineato e non c'è fascio estratto: la differenza tra le due dà una stima dell'intensità del fascio estratto.

In figura 4.14 (b) si può osservare il profilo orizzontale del fascio estratto, misurato mediante l'odoscopio.

4.6 Intensità del fascio estratto in funzione dell'orientazione del cristallo

Una volta stabilite le condizioni per l'estrazione del fascio, per esempio in 'diffusion mode', per stabilire il corretto allineamento del cristallo viene sistematicamente misurata l'intensità del fascio estratto in funzione dell'orientazione del suo supporto (scansione

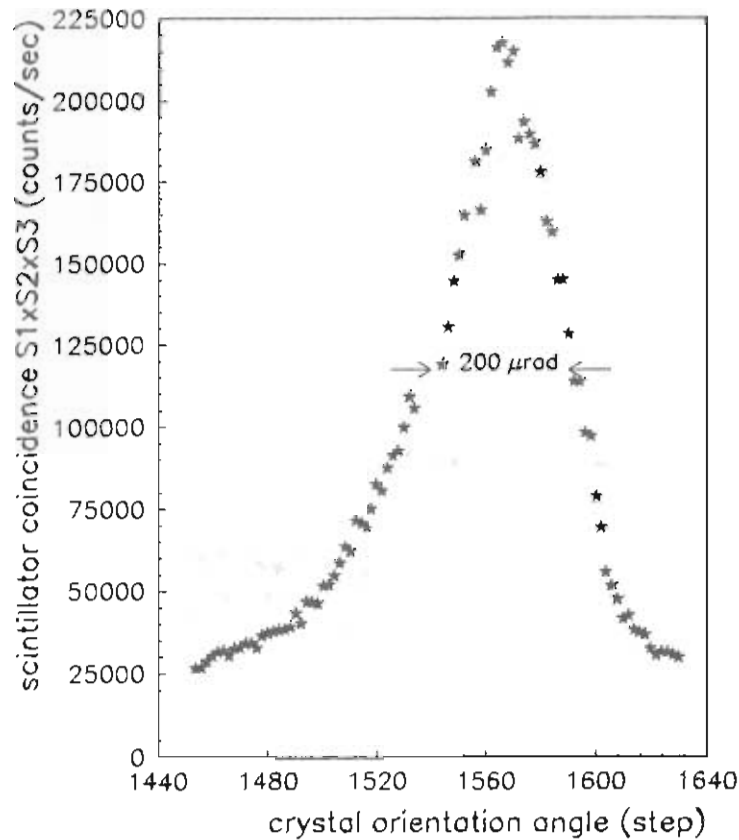


Figura 4.15: Intensità del fascio estratto in funzione dell'angolo d'orientazione del cristallo. (angolo).

Questo tipo di misura ha un interesse non solo pratico, ma anche teorico perché consente un confronto con le aspettative basate sulle proprietà del fascio circolante ed i modelli che descrivono l'incanalamento nel cristallo. Vengono qui riportati risultati ottenuti nel periodo di 'Machine Development' della 17^a settimana del 1993, dopo una serie di periodi dedicati alla messa a punto dei rivelatori e delle procedure per il controllo del fascio circolante.

L'intensità del fascio estratto, stimata per mezzo dei conteggi della coincidenza $S_1 * S_2 * S_3$ è mostrata in figura (4.15) durante una scansione angolare. La rotazione del goniometro che sostiene il cristallo è fatta a intervalli di tempo regolari, a passi di $4 \mu\text{rad}$. La figura mostra la presenza di un picco nell'intensità del fascio estratto in funzione dell'angolo di orientazione del cristallo. La larghezza a mezza altezza della curva è tipicamente di $\sim 200 \mu\text{rad}$. Questa distribuzione è più ampia di quello che ci si potrebbe aspettare solo dalla divergenza del fascio circolante e dell'angolo critico per l'incanalamento planare.

I profili orizzontali e verticali del fascio estratto ottenuti alla posizione angolare del

cristallo corrispondente al massimo di intensità della curva di figura 4.15 sono mostrati in figura (4.16 (b)). Nel profilo orizzontale è visibile un picco stretto con ampiezza a mezza altezza (FWHM) di 2 mm mentre in quello verticale il picco risulta avere un ampiezza FWHM di 3.5 mm. L'ampiezza orizzontale corrisponde ad una divergenza di $87 \mu\text{rad}$, più larga di quella aspettata.

I profili orizzontali e verticali del fascio estratto misurati con l'odoscopio per un angolo di orientazione del cristallo lontano dal massimo della distribuzione angolare, sono mostrati in figura 4.16 (a). La presenza di due picchi, visibili in entrambe le proiezioni, è inaspettata.

La divergenza del fascio orizzontale e verticale misurata dal telescopio delle camere MSGC è mostrata in figura 4.16 (c), le distribuzioni mostrano un picco stretto su un fondo molto piccolo. La larghezza angolare del picco è dominata dalla risoluzione delle camere e dalla diffusione multipla.

4.7 Efficienza massima di estrazione

Per la dimostrazione della fattibilità dell'estrazione di un fascio ad LHC, è cruciale misurare al SPS l'efficienza massima di estrazione, con cristallo allineato per intercettare l'alone nel 'diffusion mode' (paragrafo 3.5.3).

I risultati disponibili in letteratura sull'incanalamento ottenuto utilizzando fasci esterni non sono direttamente applicabili, poiché bisogna tener conto del complicato comportamento del fascio circolante, ed in particolare della sua velocità di diffusione, che determina il *parametro d'impatto* sul cristallo (paragrafo 3.5.4).

Al fine di misurare l'efficienza di estrazione di un cristallo perfettamente allineato, il fascio circolante deve raggiungere uno stadio di 'diffusione stazionaria' in modo che il numero di particelle che lo colpiscono per unità di tempo sia costante. Durante la misura la velocità di diffusione, e quindi il parametro d'impatto, debbono essere valutati e mantenuti almeno indirettamente sotto controllo [26]. Si ritiene che il valor medio del parametro d'impatto durante le misure qui discusse fosse dell'ordine di $1 \mu\text{m}$.

Gli errori nella stima della vita media del fascio, e quindi del numero di protoni incidenti sul cristallo, sono determinati dalla stabilità della misura fornita dal BCT (paragrafo 3.6), e dalla durata dei periodi sui quali si riescono a mantenere condizioni stabili con perturbazioni trascurabili, e possono essere considerati dominati dalla sistematica.

L'errore statistico nella stima del fattore f , data l'esiguità del fondo e il grande numero di conteggi, è trascurabile rispetto agli altri errori quotati. Altrettanto si può dire dell'errore sistematico dovuto alle ipotesi fatte nell'estrapolazione del fondo.

Per le efficienze di rivelazione l'analisi del campione di dati disponibili riportato nei paragrafi precedenti dimostra che l'efficienza combinata ϵ_r è, in condizioni di fascio stabili, dell'ordine di:

$$(0.999)^3 \times (0.935) \times (0.98) \simeq 0.91.$$

Inoltre si è dimostrato che la ridondanza dei rivelatori disponibili consente di tenere sotto controllo queste efficienze con errori dell'ordine dell'uno per cento, se vengono raccolti dati in quantità sufficiente in condizioni stabili.

Il valore sensibilmente inferiore di ϵ_r che compare nella tabella è quello calcolato sulla base del metodo accennato nel paragrafo 4.3.1. La differenza si può attribuire in parte alle ipotesi implicite in questo metodo, che trascura la presenza di correlazioni tra i fondi in diverse coincidenze di coppie di contatori S_i .

Non si possono però escludere completamente contributi di inefficienza dovuti a saturazione momentanea dei contatori provocata da fluttuazioni nell'intensità del fascio. Studi effettuati su dati raccolti in condizione di fascio instabile, non riportati in questa tesi, mostrano che questi effetti possono essere dell'ordine del 5% circa.

Se la stima dell'efficienza di rivelazione ϵ_r è pessimistica, il valore ottenuto per l'efficienza di estrazione ϵ_e , circa il 10% con entrambi i cristalli, risulterà ottimistico. L'errore di circa il 15% cautelativamente attribuito a ϵ_r , che dà il contributo dominante all'errore su ϵ_e , tiene conto delle incertezze appena discusse. Se necessario, grazie agli strumenti disponibili, esso potrà essere drasticamente ridotto nelle misure future.

4.8 Interpretazione dei risultati

L'estrazione dei protoni a 120 GeV/c dall'alone di un fascio circolante nel SPS con un cristallo curvo ha avuto successo. Dopo il preallineamento con il sistema laser, il fascio estratto può essere facilmente osservato sullo schermo TV e l'allineamento ottimale può essere raggiunto in circa un'ora.

La riproducibilità dell'estrazione è notevole, sia per quanto riguarda l'angolo sia per l'efficienza. Con parametri d'impatto dell'ordine di $1 \mu\text{m}$, l'estrazione può essere mantenuta per molte ore.

Ci sono però anche effetti inaspettati e problemi che vanno studiati più approfonditamente, in particolare:

- l'efficienza di estrazione ($\sim 10\%$) è più bassa di quella teorica per un fascio a divergenza molto inferiore all'angolo critico;
- l'estrazione avviene in un intervallo angolare ($\sim 200 \mu\text{rad FWHM}$) molto più ampio della divergenza del fascio o dell'angolo critico del cristallo;
- appaiono due picchi sia nei profili orizzontali sia in quelli verticali per orientazioni del cristallo non ottimali;
- l'angolo di orientazione ottimale dipende dalla posizione verticale del fascio.

Questi effetti possono essere spiegati qualitativamente: il montaggio del cristallo sul supporto incurvante utilizzato nella raccolta dei dati qui descritti, produce una curvatura indesiderata del cristallo lungo il piano verticale. La giacitura della famiglia di piani $\{110\}$ agli estremi del cristallo varia perciò in funzione della posizione verticale. Inoltre il cristallo è fissato al supporto incurvante in quattro punti ai suoi angoli: questa configurazione genera delle sezioni diritte alle sue estremità. Questo effetto è conosciuto come curvatura anticlastica ed il difetto è stato misurato (figura 3.3).

Un ulteriore fenomeno può contribuire a spiegare l'allargamento della curva in figura (4.15). Protoni non incanalati possono attraversare più volte il cristallo subendovi diffu-

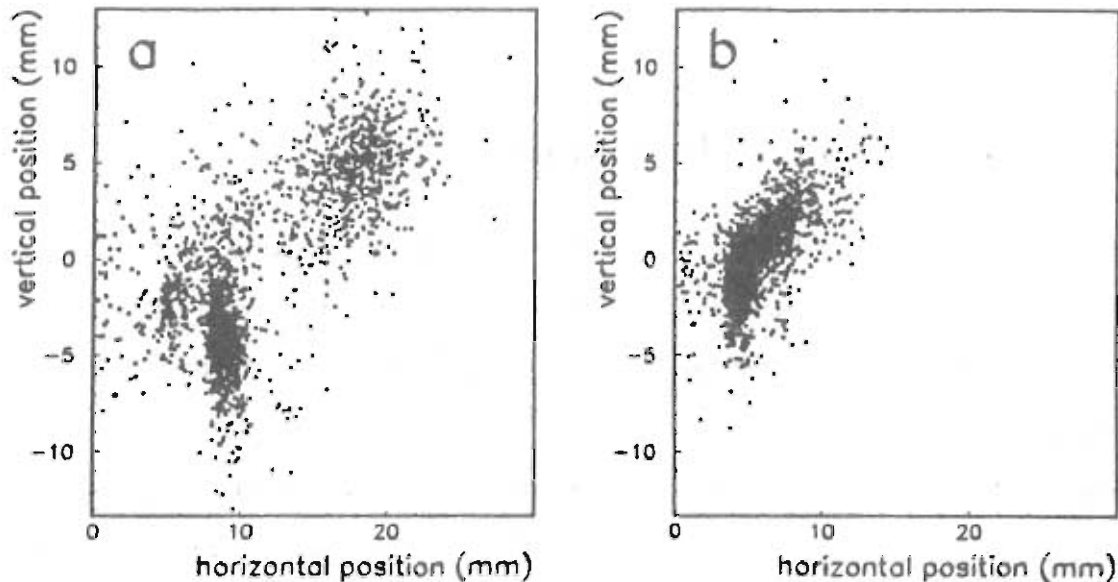


Figura 4.17: Profili orizzontali verso verticali del fascio estratto ottenuti tramite la simulazione, quando il cristallo è a $200 \mu\text{rad}$ dal miglior allineamento (a) e per l'orientazione ottimale (b).

sione multipla, la quale produce come effetto un aumento della divergenza dell'alone del fascio. L'incanalamento può avvenire per tali particelle anche per orientazioni del cristallo per le quali non sarebbe atteso, se la divergenza fosse quella nominale.

Un tentativo di spiegare quantitativamente i fenomeni osservati è stato realizzato per mezzo di un programma di simulazione[25] che tiene conto sia dell'evoluzione del fascio circolante nel SPS sia delle proprietà del cristallo, incluse le imperfezioni delle superfici e la curvatura anticlastica.

La figura 4.17 mostra il profilo del fascio ottenuto con questa simulazione basata sul metodo Montecarlo in due posizioni diverse di orientazione del cristallo rispetto all'asse del fascio: la figura 4.17 (a) si riferisce ad un disallineamento pari a $200 \mu\text{rad}$ dalla posizione ottimale, i due picchi sono dovuti all'incurvamento anticlastico. La figura 4.17 (b) mostra il picco ottenuto con un buon allineamento.

Il profilo del fascio simulato con un disallineamento tra il cristallo e l'asse del fascio di $200 \mu\text{rad}$ ha le stesse caratteristiche di quello misurato sperimentalmente, anche il profilo stretto con un singolo picco per la posizione del cristallo ben allineato, è riprodotto.

4.9 Sviluppi futuri

I risultati ottenuti suggeriscono che l'estrazione di un fascio di protoni per mezzo di un cristallo curvo è possibile. L'intensità dei protoni estratti richiesta per gli esperimenti di violazione di CP, che coinvolgono la fisica del B, può essere raggiunta purché circa 10^9 protoni colpiscano il cristallo per secondo. Ulteriori studi sono comunque necessari per migliorare questa tecnica [25, 26]. Il successo della misura incoraggia a sperare nel suo utilizzo ma pone anche nuovi interrogativi.

I problemi sostanziali ancora aperti sono legati alla collimazione del fascio circolante da cui si vogliono estrarre le particelle; molte delle problematiche dell'interazione tra la macchina e il cristallo devono essere chiarite studiando l'effetto delle posizioni relative del cristallo e dei collimatori.

Inoltre si vorrebbe valutare l'efficienza ottenuta al primo passaggio attraverso il cristallo o dopo passaggi successivi: informazioni su di essa potrebbero venire indirettamente da studi sulla collimazione o anche da studi dedicati con cristalli ricoperti da un sottile strato di materiale amorfo in maniera tale da impedire l'incanalamento al primo passaggio.

Nuovi cristalli e supporti incurvanti sono stati realizzati al fine di minimizzare la curvatura anticlastica; il fatto che la loro efficienza di estrazione sia apparsa confrontabile con quella descritta in questa tesi richiede ancora una spiegazione.

Per quanto riguarda la precisione della misura dell'efficienza di estrazione infine, miglioramenti possono essere apportati alle misure di efficienza di rivelazione soprattutto per quanto riguarda i contatori di 'trigger'. Anche la misura del numero di protoni incidenti sul cristallo può essere ottenuta con errori sistematici minori di quelli riportati in questo lavoro.

Capitolo 5

Un odoscopio a fibre scintillanti letto da un fotomoltiplicatore multidinodo

In questo capitolo descrivo la costruzione e la messa a punto di un odoscopio che si avvale della recente tecnologia dei fotomoltiplicatori compatti a più canali [28, 29], i quali consentono un utilizzo delle fibre scintillanti come rivelatori di posizione [28, 29, 30] con un buon rapporto tra i costi e le prestazioni ed una notevole semplificazione della costruzione meccanica.

Questo rivelatore è stato realizzato in vista di un suo possibile utilizzo nell'ambito dell'esperimento XLHB; la risoluzione spaziale, la rapidità della risposta e l'esiguità del suo ingombro lo rendono particolarmente adatto ad essere usato come contatore per la rivelazione del fascio estratto o per studi riguardanti la collimazione del fascio circolante.

Un possibile difetto dei fotomoltiplicatori usati è la diafonia tra canali vicini, notevolmente ridotta nei dispositivi più recenti ma in una certa misura inevitabile: particolare attenzione viene perciò dedicata al controllo di questo parametro.

5.1 Descrizione del rivelatore

Le caratteristiche inizialmente richieste al rivelatore erano: una superficie sensibile di (10×10) cm² oppure (5×5) cm²; una granularità spaziale di circa 1 mm, capacità di sopportare

frequenze di conteggio abbastanza elevate con risoluzione temporale accettabile.

5.1.1 Il contatore a fibre

La superficie attiva del contatore ha le dimensioni di circa (10×5) cm²; è costituito da 4 strati di 48 fibre scintillanti ciascuno. Queste fibre, prodotte dalla BICRON [37] (BCF-12 'Plastic scintillating fiber', tabella 5.1), hanno un diametro $d = 1$ mm e sono rivestite da uno spessore di cladding di circa 0.03 mm che assicura la riflessione totale della luce all'interno delle fibre, e da un ulteriore strato (0.02 mm) di vernice diffondente bianca.

Sul singolo piano le fibre sono affiancate in maniera regolare senza ulteriori spessori interposti e trattenute in posizione da un supporto di plexiglass. I quattro strati sono

<i>Proprietà delle fibre scintillanti BCF-12</i>	
indice di rifrazione del nucleo	1.6
indice di rifrazione del rivestimento	1.49
spessore del rivestimento	3% del nucleo
efficienza di intrappolamento	3.4 % minimo
luce emessa (% antracene)	58
emissione massima	435 nm
tempo di decadimento	3.3 ns
lunghezza d'attenuazione	220 cm

Tabella 5.1:

sfasati di $d/4$ in modo tale che una particella, che incide ortogonalmente sul contatore, attraversi uno spessore il più possibile uniforme di materiale scintillante.

Ad un'estremità le fibre sono state levigate, lucidate e ricoperte da un foglio d'alluminio al fine di recuperare una parte dei fotoni di scintillazione che si propagano nella direzione opposta a quella del fotomoltiplicatore. All'altra estremità le fibre scintillanti sono incollate, una per una, a delle fibre ottiche che portano la luce al catodo fotosensibile. L'incollaggio è eseguito in posizioni diverse su fibre adiacenti per evitare un possibile travaso di luce tra loro.

Quattro fibre, una per ciascun piano, raggruppate secondo lo schema mostrato in figura

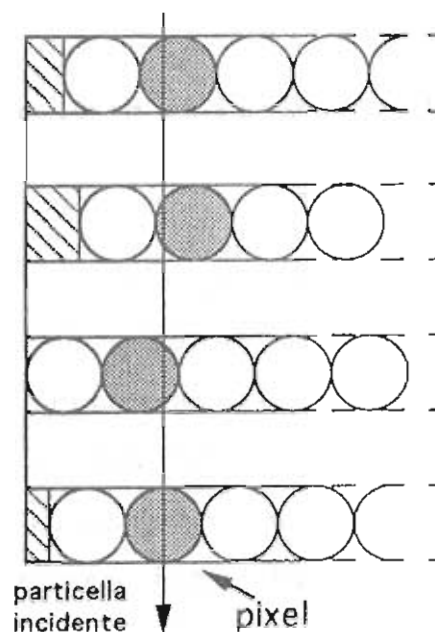


Figura 5.1: Raggruppamento delle fibre inviate ad un unico elemento sensibile del fotomoltiplicatore: il 'pixel'.

5.1 vengono inviate su ciascun elemento sensibile del fotocatodo. Nel seguito i gruppi di fibre verranno anche chiamati 'canali' dell'odoscopio. Ove necessario, li manterremo logicamente distinti dai corrispondenti 'pixel' del fotocatodo.

5.1.2 Il fotomoltiplicatore XP1724

Un fotomoltiplicatore multidinodo è uno strumento in grado di fornire dei segnali, in uscita, su terminali diversi a seconda della posizione in cui un fotone, in ingresso, colpisce il catodo fotosensibile che è segmentato.

Il fotomoltiplicatore XP1724 della Philips [31] (figura 5.2) fornisce 96 segnali, con una diafonia tra i canali minore del 5 % secondo la casa costruttrice. La finestra d'ingresso è costruita con fibre ottiche che assicurano un buon mantenimento dell'informazione sulla posizione del segnale luminoso in arrivo; il catodo fotosensibile è diviso in 96 elementi quadrati di lato 2.54 mm.

La struttura di questo fototubo è molto compatta; gli stadi di moltiplicazione sono dieci con un primo dinodo ad alto guadagno. Viene alimentato con due tensioni di segno

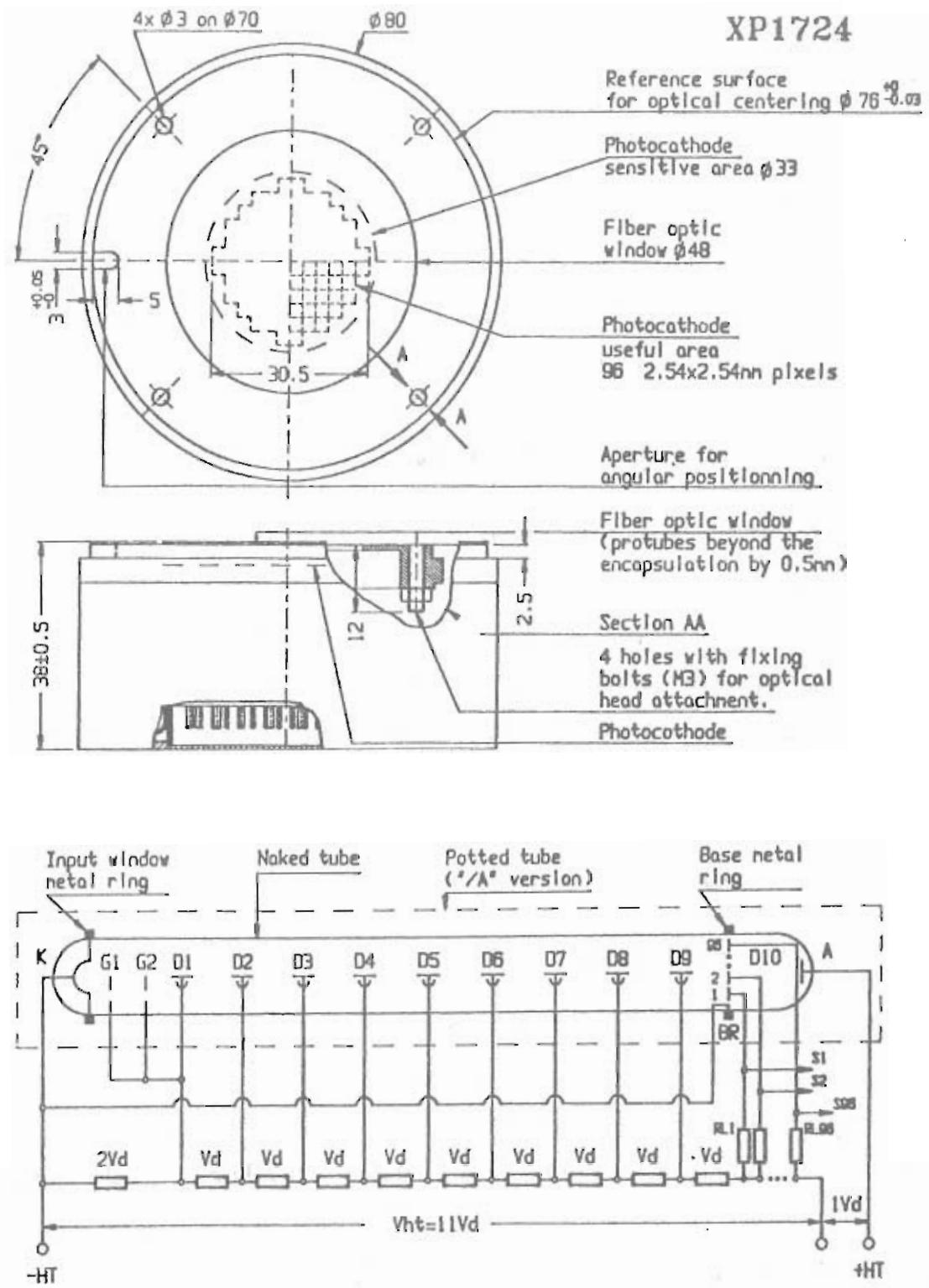


Figura 5.2: Disegno schematico del fotomoltiplicatore a catodo segmentato XP1724.

opposto che, nelle normali condizioni di lavoro, abbiamo fissato ai valori di +100 V e -1300 V. I segnali in uscita vengono raccolti sull'ultimo dinodo che è terminato a massa tramite una resistenza di $1k\Omega$, mentre l'anodo, che è unico, è alla tensione positiva. Questa configurazione permette di ottenere un maggiore guadagno.

I segnali in uscita hanno un tempo di salita di circa 3 ns e sono positivi; è stato necessario invertirli per mezzo di trasformatori miniaturizzati prima di poterli digitizzare con gli ADC (Analog to Digital Converter) a noi disponibili.

5.2 Prove eseguite in laboratorio

Prima di essere provato su un fascio di particelle ad alta energia, il contatore ed il fotomoltiplicatore sono stati sottoposti ad una serie di misure in laboratorio.

Dopo la descrizione dell'apparato usato per le misure con una sorgente radioattiva (5.2.1), vengono riportati i risultati della calibrazione della risposta del contatore in fotoelettroni (5.2.2), i risultati ottenuti sulla uniformità di guadagno dei canali del fotomoltiplicatore e sulla loro diafonia (5.2.3). Infine vengono riportate le distribuzioni delle ampiezze di impulso ottenute con la sorgente, prime indicazioni sulle possibili prestazioni per la rivelazione di particelle al minimo di ionizzazione.

5.2.1 Descrizione dell'apparato

La configurazione generale dell'apparato per la messa a punto del rivelatore con elettroni emessi da una sorgente β è mostrata in figura 5.3.

L'odoscopio H da provare è inserito tra la sorgente S ed un contatore di 'trigger' T . Il trigger è realizzato per mezzo di un piccolo contatore a scintillazione, delle dimensioni di $(15 \times 14 \times 3)$ mm³, con guida di luce in aria, che viene letto da due fotomoltiplicatori Philips XP1911 affacciati.

La coincidenza dei segnali in uscita dai fotomoltiplicatori ha una doppia funzione; opportunamente ritardata apre una finestra temporale durante la quale dei convertitori analogico-digitali ad integrazione di carica (ADC CAMAC 2280 LeCroy, sensibilità 0.25

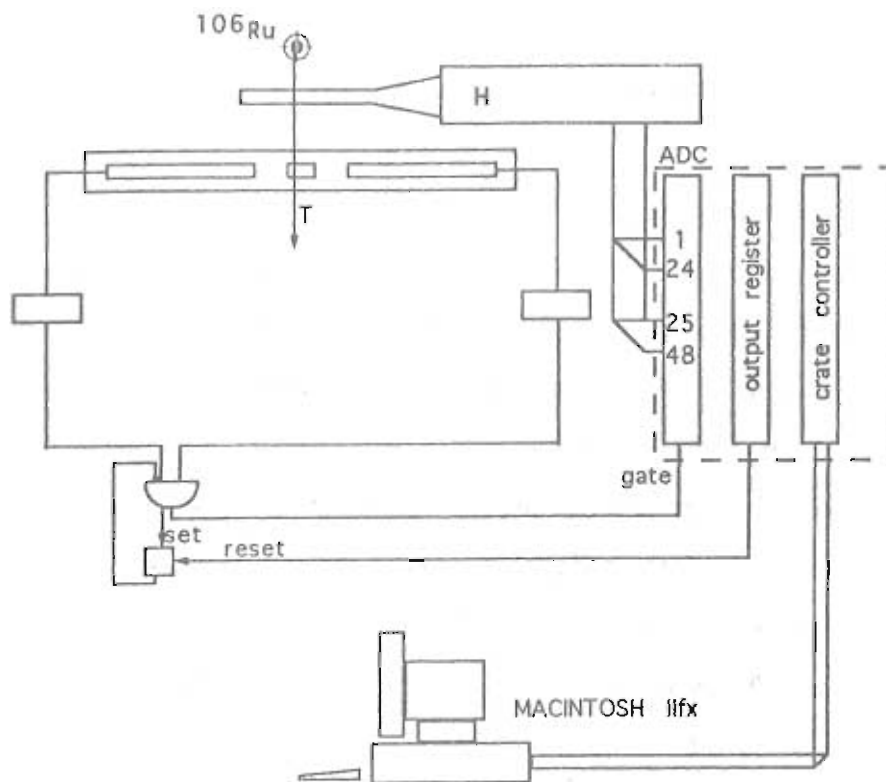


Figura 5.3: Schema dell'apparato del laboratorio.

pC/canale) acquisiscono i 48 segnali dall'odoscopio, inoltre attiva un circuito logico che ha il compito di inibire la ricezione di nuovi dati fino a quando quelli appena convertiti non sono stati registrati.

Altri circuiti consentono di generare impulsi che possono essere usati sia per l'apertura casuale degli ADC (misura dei piedistalli) sia per la produzione di segnali luminosi sincronizzati e di ampiezza nota da inviare ai fotomoltiplicatori.

L'acquisizione dei dati avviene tramite un Macintosh II-fx con interfaccia CAMAC e con l'uso del pacchetto MACUA1 [32]. Un programma di acquisizione e analisi dedicato a queste misure è stato scritto come parte di questo lavoro di tesi.

5.2.2 Misura della luce emessa dall'odoscopio a fibre

Una particella che attraversa l'odoscopio ortogonalmente percorre in media uno spessore di materiale scintillante di circa 3 mm.

Per poter stimare la quantità di luce emessa dall'odoscopio al passaggio di una parti-

cella e valutare il guadagno del fotomoltiplicatore XP1724, abbiamo misurato il numero dei fotoelettroni raccolti affacciando il contatore a fibre ad un fotomoltiplicatore tradizionale XP2020, usato come riferimento.

Come primo passo per realizzare questa misura abbiamo calibrato la scala degli ADC in fotoelettroni in corrispondenza ad un guadagno fissato del XP2020 (tensione di lavoro -2400 V). Dopo aver sigillato la finestra sensibile del XP2020 affinché non ricevesse alcun segnale luminoso, si è fatta una misura del suo rumore, dovuto principalmente all'emissione spontanea di singoli elettroni dal fotocatodo per effetto termoionico. Lo spettro raccolto su un ADC la cui finestra temporale è aperta in maniera casuale è mostrato in figura 5.4 (a). La media corrispondente è a 222 conteggi ADC, a cui va sottratto un piedistallo con media a 202 conteggi. Il fattore di conversione trovato è circa 20 canali ADC per fotoelettrone equivalente.

Una misura globale della quantità di luce prodotta e raccolta dalle fibre, se attraversate da una particella, è stata ottenuta, per elettroni emessi da una sorgente radioattiva di ^{90}Sr posta sopra l'odoscopio, affacciando il contatore a fibre al PM XP2020 alimentato con la stessa tensione di lavoro di -2400 V. Gli elettroni più energetici che lo attraversano e danno un segnale anche nel contatore di trigger, generano una coincidenza, che apre la finestra temporale per l'acquisizione del segnale del PM XP2020 con l'ADC (figura 5.4 (b)).

Dal valor medio della distribuzione così ottenuta si deduce che il numero medio di fotoelettroni raccolti è circa 20, con un errore stimato approssimativamente del 10%. Tenendo conto di possibili imperfezioni nella costruzione del prototipo e della grossolanità della misura con la sorgente, questo valore si può considerare accettabile come punto di partenza.

Ricordiamo infatti che in buone condizioni di lavoro una particella al minimo di ionizzazione che attraversa uno scintillatore produce in media 200 fotoelettroni/cm [33]; nella nostra configurazione ci si aspetta di trovare non più di 60 fotoelettroni. Questo numero rappresenta una stima per eccesso sia per la minore accettazione angolare dei raggi di luce

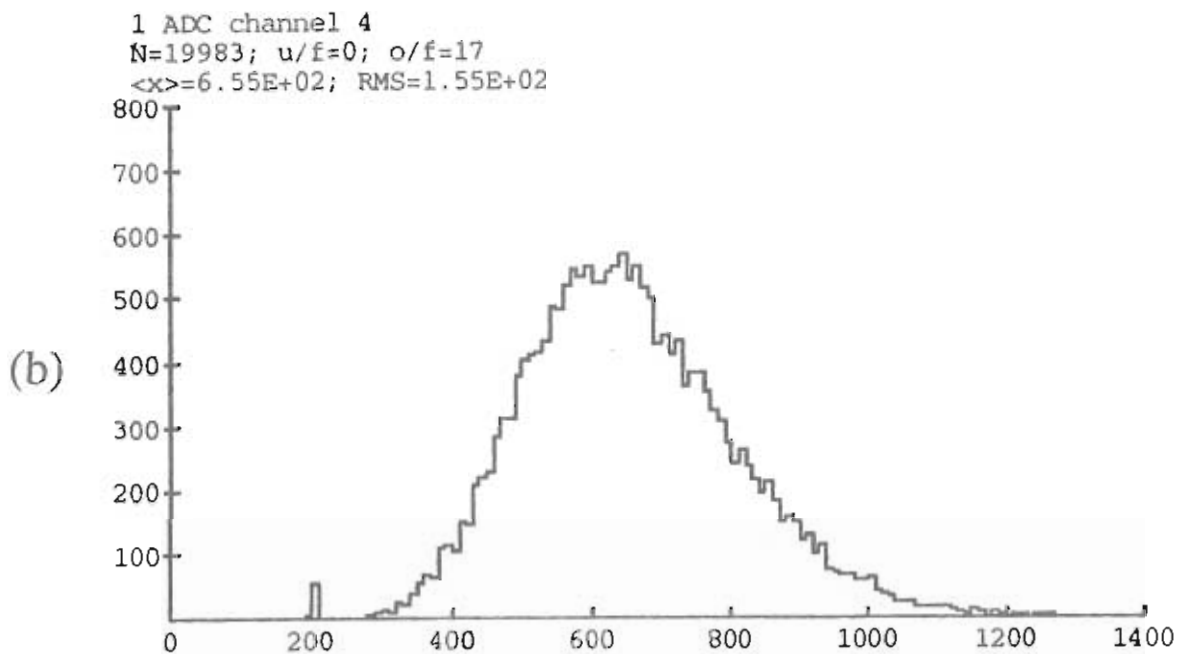
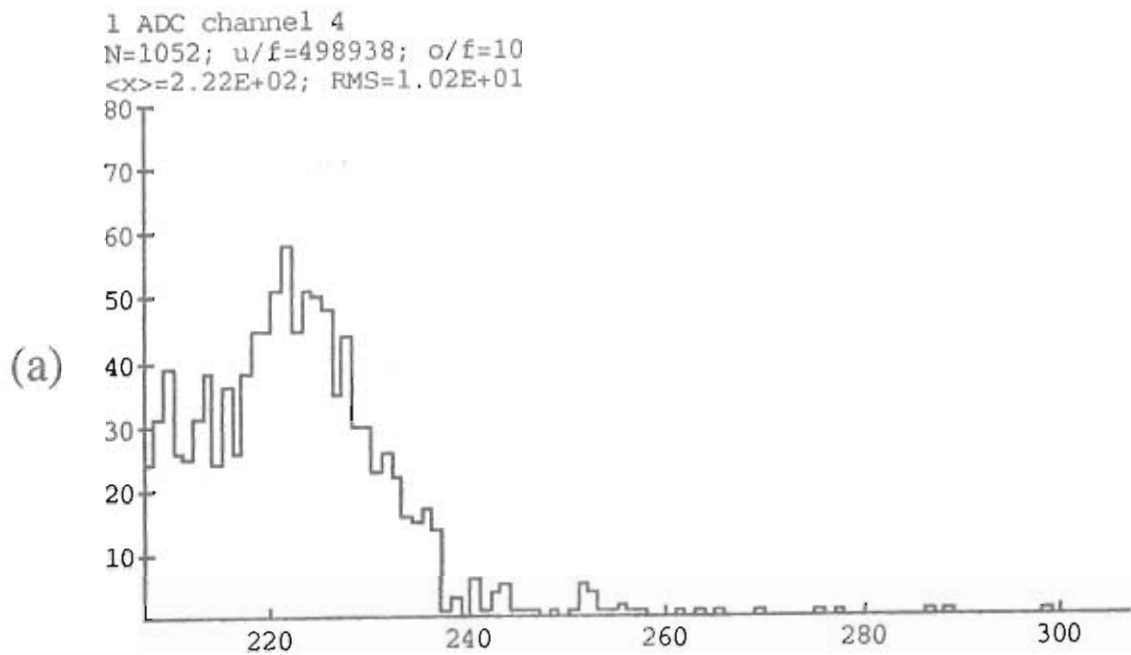


Figura 5.4: (a) Spettro di singolo elettrone per il fotomoltiplicatore XP2020 alla tensione di -2400 V ; (b) spettro dell'ampiezza del segnale raccolto con il contatore a fibre affacciato allo stesso PM XP2020 per l'attraversamento di elettroni provenienti da una sorgente di ^{90}Sr .

che si propagano nelle fibre rispetto a un contatore a scintillazione convenzionale, sia per la possibile perdita di fotoelettroni dovuta all'incollaggio tra fibre scintillanti e le fibre usate come guida di luce.

5.2.3 Uniformità di risposta e diafonia del fotomoltiplicatore XP1724

I canali del fotomoltiplicatore XP1724 non hanno un guadagno uniforme. Per misurare ed eventualmente correggere durante l'analisi queste differenze abbiamo raccolto le uscite dai canali mentre inviavamo in successione ad ogni elemento sensibile del fotocatodo un segnale luminoso di ampiezza costante.

Per realizzare questa prova abbiamo costruito una maschera in 'plexiglass' con dei fori di 1 mm di diametro in corrispondenza alla segmentazione del catodo. Con una fibra ottica che portava la luce di un fotodiode impulsato ad una frequenza fissa, abbiamo sollecitato uno alla volta tutti gli elementi fotosensibili registrandone il segnale; in figura 5.5 viene riportata la mappa delle risposte ottenute per la metà degli elementi fotosensibili che ricevono i segnali dai 48 raggruppamenti di fibre. Lungo i bordi il guadagno è sistematicamente inferiore rispetto a quello degli elementi completamente circondati.

Con questo metodo si è anche potuta quantificare la diafonia nei canali adiacenti a quello che ha ricevuto il segnale; la tipica mappa ricostruita è mostrata nella figura 5.6. La diafonia misurata, del 10% circa, è superiore a quella dichiarata dal costruttore in condizioni di misura simili [31].

5.2.4 Prove dell'insieme contatore-fotomoltiplicatore

Un problema di fondamentale importanza nell'accoppiare l'odoscopio allo XP1724 è quello di posizionare correttamente le fibre sugli elementi sensibili del catodo segmentato. Questo accoppiamento è stato realizzato infilando ciascun gruppo di quattro guide di luce nei fori di una maschera, affacciata al corrispondente 'pixel' del fotomoltiplicatore con riferimenti che forzavano la corrispondenza tra i gruppi di fibre e gli elementi sensibili.

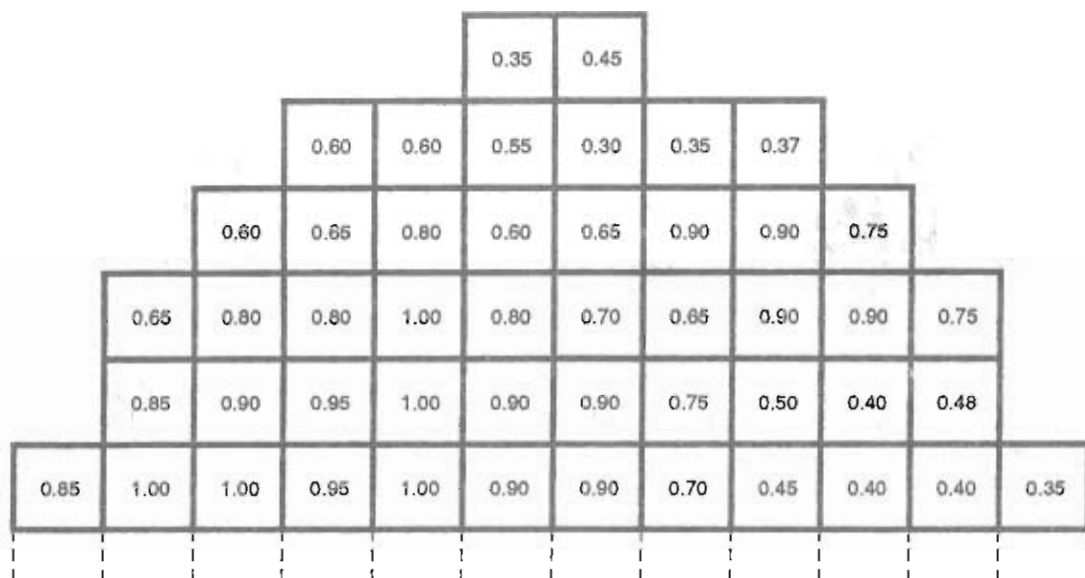


Figura 5.5: Mappa del guadagno dei singoli elementi fotosensibili del catodo del fotomoltiplicatore XP1724.

5%	10%	5%
10%	100%	10%
5%	10%	5%

Figura 5.6: Mappa tipica delle diafonie.

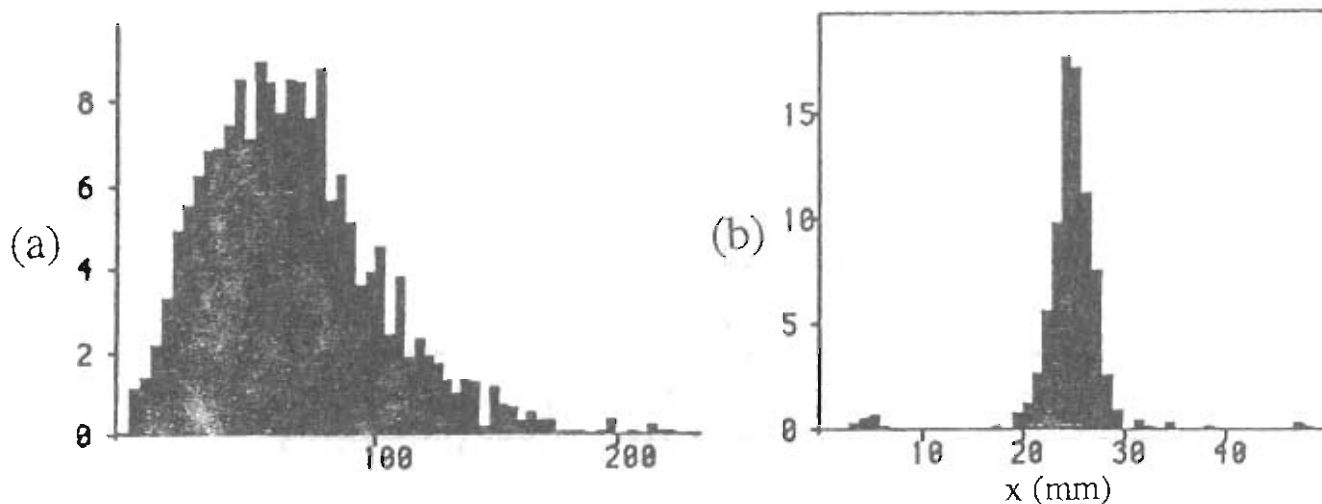


Figura 5.7: (a) Spettro ottenuto con la sorgente ^{106}Ru sommando i conteggi ADC del canale col segnale più grande e dei suoi due vicini nel contatore; (b) distribuzione della posizione dei canali con segnale massimo (il collimatore della sorgente ha un diametro di 3 mm).

Fibre adiacenti nel piano attivo del contatore arrivano su segmenti vicini del fotocatodo riempiendo righe successive alternativamente da destra verso sinistra e da sinistra verso destra. Per le prove in questa configurazione abbiamo usato una sorgente β di Ru^{106} (energia massima degli elettroni a $3.5 \text{ MeV}/c^2$) montata su un collimatore di 3 mm di diametro.

La figura 5.7 mostra lo spettro ottenuto sommando i conteggi ADC del gruppo di fibre con segnale massimo e dei due canali adiacenti nel contatore. E' visibile la soglia fissata nel programma di analisi a 5 conteggi ADC per il segnale del canale che ha il valore massimo. Sapendo dalle misure eseguite con il PM XP2020, che il valor medio della distribuzione corrisponde a circa 20 fotoelettroni, e conoscendo la sensibilità dello ADC ($0.25 \text{ pC}/\text{canale}$), nell'ipotesi che l'efficienza quantica di questo fotomoltiplicatore sia paragonabile a quella dello XP2020 otteniamo per lo XP1724 un fattore di guadagno di circa 5×10^6 , compatibile con i valori caratteristici forniti dalla casa costruttrice.

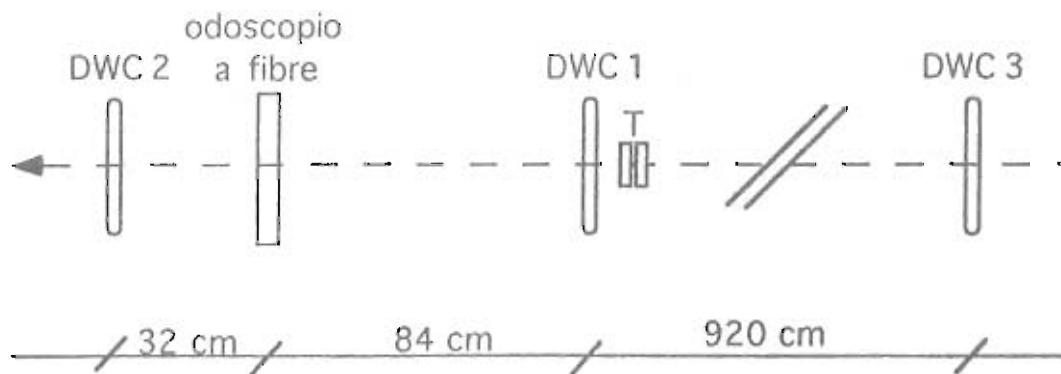


Figura 5.8: Struttura schematica dell'apparato allestito per le misure sul fascio.

5.3 Prove eseguite sul fascio

Nell'Agosto 1993 si è potuto provare l'odoscopio sul fascio di test X5 situato nell'Area Ovest del Super Proto Sincrotrone del CERN, a Ginevra. La presa dati è avvenuta con un fascio la cui composizione era di e^- a 45 GeV/c oppure di μ^- a 100 GeV/c.

5.3.1 Descrizione dell'apparato

Lo schema generale dell'apparato è mostrato in figura 5.8. Il trigger è fornito dalla coincidenza dei segnali di due contatori a scintillazione delle dimensioni di $2.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$. I rivelatori posti lungo la linea di fascio per la ricostruzione delle tracce delle particelle sono tre camere proporzionali multifili con lettura a linea di ritardo (DWC, Delay Wire Chamber) [34], la cui risoluzione spaziale è di circa $300 \mu\text{m}$.

Proiettata alla posizione dell'odoscopio, la risoluzione spaziale nella ricostruzione della traccia in base ai segnali ottenuti nelle tre camere, è di circa $200 \mu\text{m}$. I segnali provenienti dall'odoscopio sono raccolti da due ADC LeCroy a integrazione di carica ($0.25 \text{ pC}/\text{conteggi ADC}$) a 12 ingressi ciascuno, i cui conteggi vengono letti e registrati su disco assieme alle informazioni concernenti le DWC ed altri rivelatori presenti sul fascio.

5.3.2 Correlazioni con le camere a filo

Come primo passo per lo studio delle caratteristiche dello strumento di rivelazione che abbiamo costruito, si è identificata la posizione dell'attraversamento di una particella

nel contatore con la posizione centrale del canale dell'odoscopio che ha fornito il segnale con l'ampiezza massima dopo la sottrazione dei piedistalli. Dal programma di analisi un segnale non viene considerato valido, cioè dovuto al passaggio di una particella, se non supera il valore di una soglia fissata a 5 conteggi ADC, cioè poco più di 1pC.

La figura 5.9 (a) mostra il profilo orizzontale del fascio misurato dall'odoscopio a fibre; in ascissa è riportato il numero d'ordine del canale, in ordinata il numero di segnali massimi registrati in corrispondenza. Per confronto in fig 5.9 (b) riportiamo lo stesso profilo ottenuto, dal medesimo insieme di dati, istogrammando la coordinata dell'intersezione della traccia, ricostruita con le coordinate misurate dalle tre camere DWC, con il piano dell'odoscopio.

In figura 5.10 (a) viene mostrata la correlazione delle due distribuzioni: in ascissa è riportato il numero d'ordine del canale dell'odoscopio, in ordinata l'intersezione con l'odoscopio della traccia ricostruita con le camere, misurata in millimetri a partire da un riferimento arbitrario.

La figura 5.10 (b) è stata ottenuta istogrammando i valori medi dei conteggi ADC ottenuti in ognuno dei canali dell'odoscopio (in ascissa) al variare della posizione ricostruita (in ordinata). In questa rappresentazione sono visibili, oltre alla diagonale della correlazione principale, altre due righe di correlazione; esse sono dovute alla diafonia tra i canali adiacenti del fotomoltiplicatore.

La diafonia è ancora più evidente negli istogrammi monodimensionali in cui, per ciascun canale dell'odoscopio, la media dei conteggi ADC è data in funzione della coordinata ricostruita con le camere. Due esempi, relativi ai canali 17 e 20, sono dati in figura 5.11. Il picco più alto (figura 5.11 (a)) mostra che il segnale del 'pixel' 17 considerato raggiunge in media circa 80 conteggi ADC quando la coordinata ricostruita corrisponde alla posizione centrale ad esso collegato. I picchi secondari, più bassi di circa un fattore 10, evidenziano che il passaggio di una particella in un canale dell'odoscopio collegato ad un 'pixel' adiacente induce una diafonia confrontabile con quella misurata in laboratorio (paragrafo 5.2.3). La distanza in millimetri tra le posizioni dei picchi è quella che ci si aspetta dalla

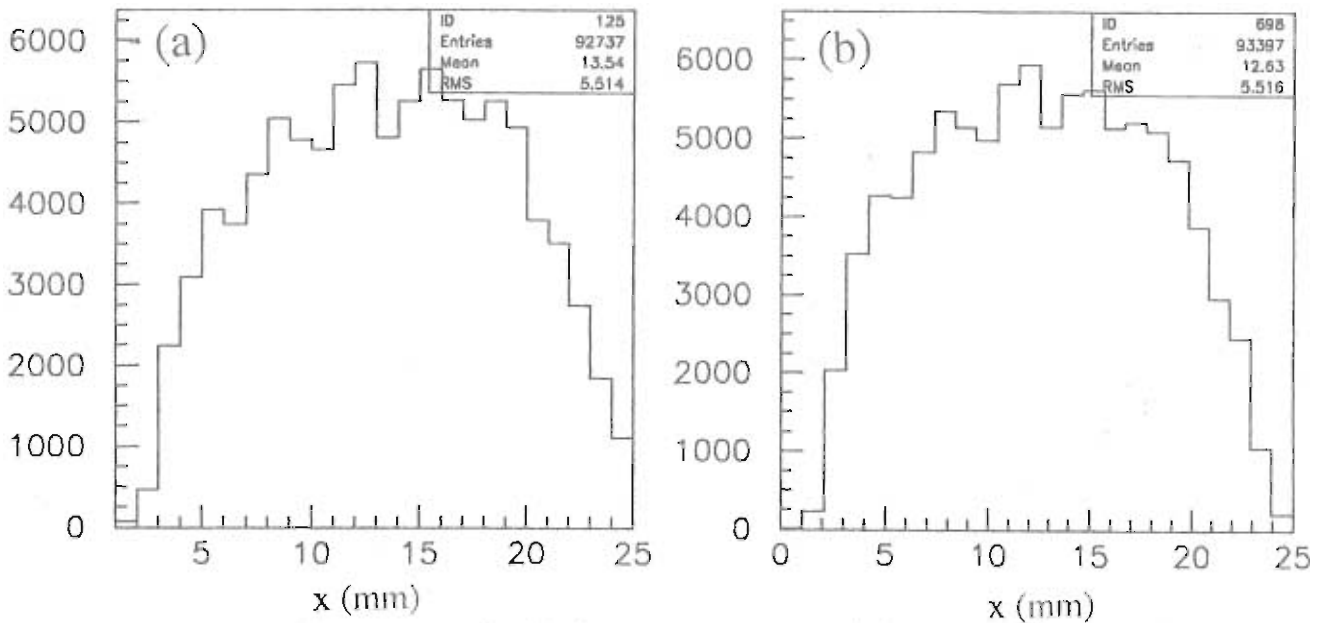


Figura 5.9: Profilo orizzontale del fascio ottenuto con l'odoscopio (a) e con la traccia ricostruita con le DWC (b).

spaziatura tra i canali (gruppi di fibre) dell'odoscopio e dalla mappa delle corrispondenze tra canali e 'pixel' (figura 5.12).

I due 'pixel' a destra e a sinistra di quello considerato, inducono anch'essi della diafonia quando sono interessati da un segnale, ma l'effetto non è altrettanto evidente perchè essi corrispondono a canali adiacenti dell'odoscopio. Il loro contributo è quindi quello di allargare la base del picco nelle distribuzioni considerate. Una conferma viene dall'istogramma 5.11 (b) per il canale 20 che invia i segnali su un elemento sensibile del fotomoltiplicatore che ha come 'pixel' adiacenti solo quelli collegati al canale 19 e 1. Il rapporto tra le ampiezze medie ottenute per il segnale e la sua diafonia è dell'ordine del 10 - 12%.

5.3.3 L'efficienza

L'efficienza dell'odoscopio a fibre è stata stimata come rapporto $\epsilon = N_0/N_t$ tra il numero N_0 di attraversamenti da esso rivelati quando le camere forniscono una buona traccia ricostruita, ed il numero totale N_t di queste tracce.

La scelta del campione di N_t tracce ricostruite prevede criteri di selezione basati sul χ^2 del 'fit' della retta e sulla coordinata verticale ricostruita alla posizione dell'odoscopio;

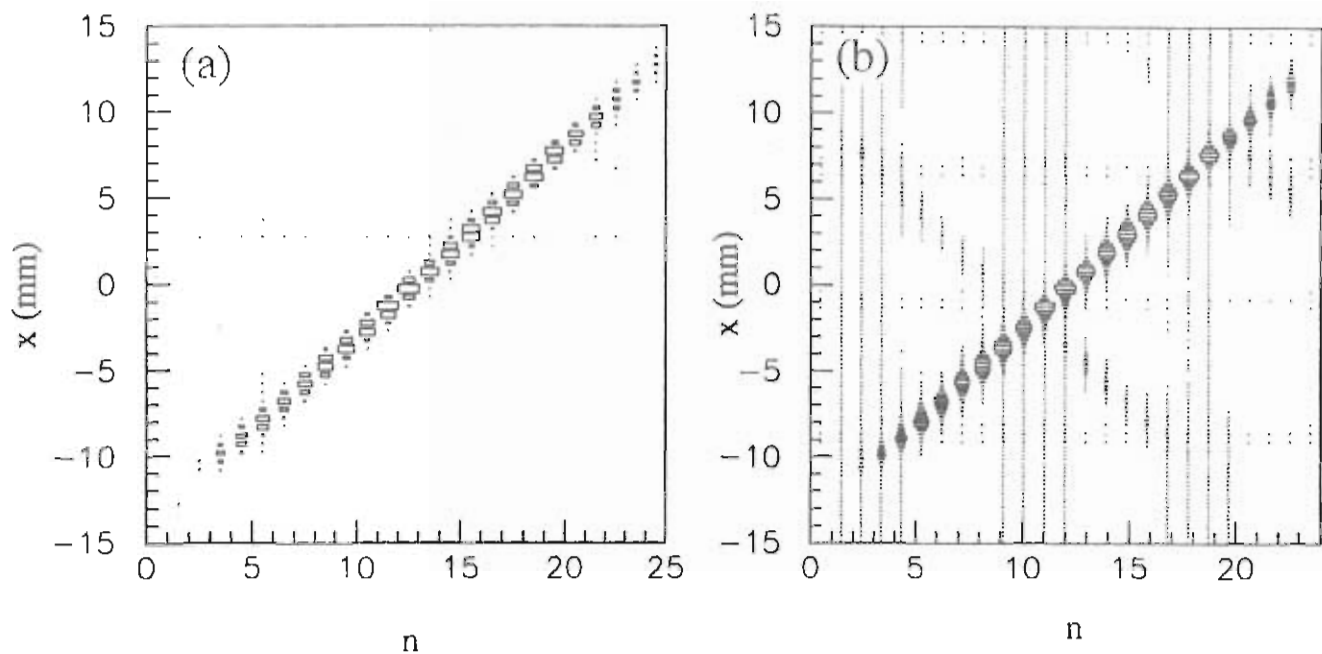


Figura 5.10: Correlazione tra il canale n dell'odoscopio con segnale massimo e coordinata x ricostruita con le DWC (a); e effetto della diafonia del fotomoltiplicatore (b).

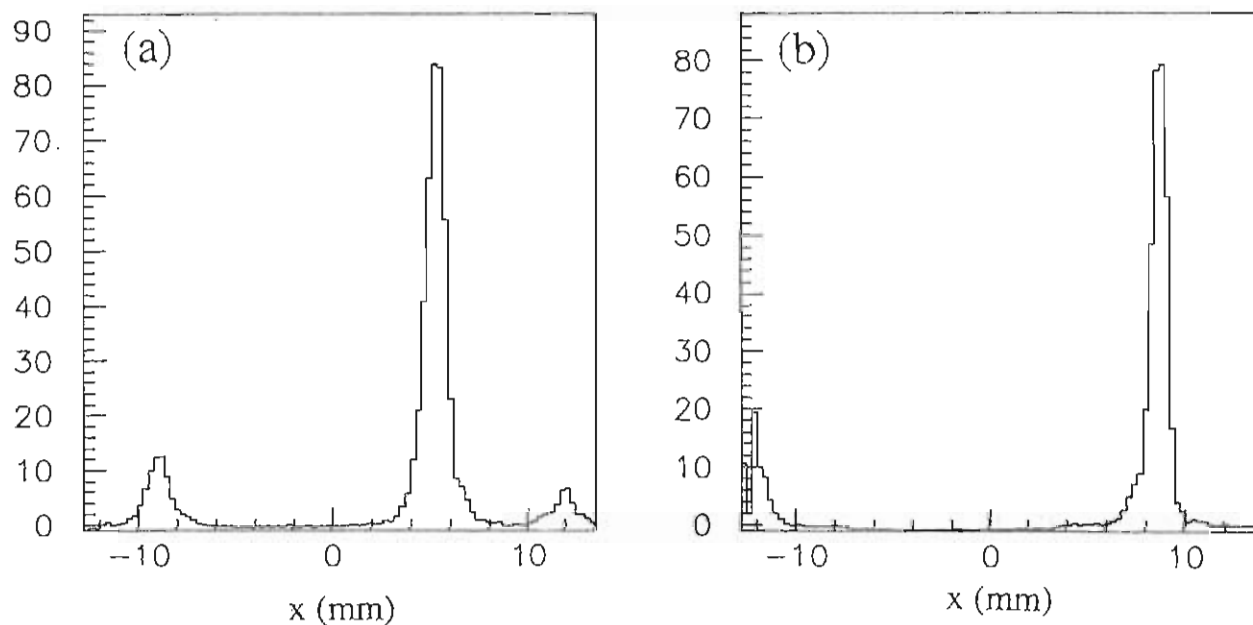


Figura 5.11: Conteggi medi ADC per i canali 17 (a) e 20 (b) dell'odoscopio in funzione della coordinata ricostruita x , espressa in mm. I picchi secondari sono dovuti alla diafonia da 'pixel' adiacenti.

						24	23	22	21	
11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	
10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	

Figura 5.12: Mappa degli elementi del catodo segmentato corrispondenti ai canali dell'odoscopio acquisiti durante le prove sul fascio.

quest'ultima condizione tiene conto del posizionamento verticale dell'odoscopio, che per un errore di allineamento non ricopre completamente i contatori di 'trigger'.

Il 'fit' della retta prevede la stima di quattro parametri; due per ciascuna delle due rette, proiezioni della traiettoria sui piani $(x z)$ e $(y z)$; in figura 5.8 è rappresentato il sistema di riferimento adottato. Le tre camere DWC (che danno sia le proiezioni in x che in y) forniscono sei coordinate, e il χ^2 del fit è a due gradi di libertà. Il criterio di selezione per il χ^2 vieta valori superiori a 6 per questa variabile, cui corrisponde un livello di confidenza di circa il 95%.

Il numeratore N_0 è dato dal numero di eventi in cui il segnale massimo ottenuto dal contatore a fibre ha ampiezza superiore ad una data soglia, e proviene da un gruppo di fibre il cui centro è distante meno di 2 mm dalla intercetta della traccia ricostruita con le camere. In figura 5.13 è mostrata la distribuzione di tali distanze.

In figura 5.14 sono riportati i valori medi dell'efficienza ottenuti al variare della soglia: il valore più alto pari a $(98.03 \pm 0.05)\%$ è stato ottenuto con soglia a 5 conteggi ADC, gli altri valori corrispondono a soglie crescenti di 10 conteggi ADC ad ogni passo.

Nelle figure 5.15 (a) (b) sono riportati i valori dell'efficienza ottenuti in funzione della coordinata ricostruita con le DWC. Per bassi valori di soglia (5 conteggi ADC) l'andamento dell'efficienza non mostra grandi fluttuazioni; (figura 5.15 (a)) segno che non esistono sul contatore zone morte di dimensioni tali da essere evidenziate dal telescopio di DWC, la cui risoluzione, ricordiamo, è di circa $200 \mu\text{m}$. Per una soglia uguale a 45 conteggi

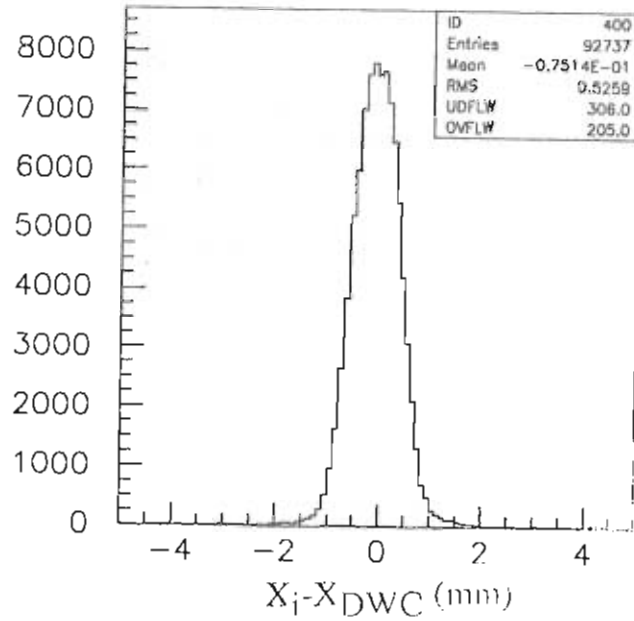


Figura 5.13: Distribuzione della distanza tra il centro x_i del canale dell'odoscopio che ha registrato il massimo conteggio e l'intercetta x_{DWC} della traccia ricostruita con le DWC.

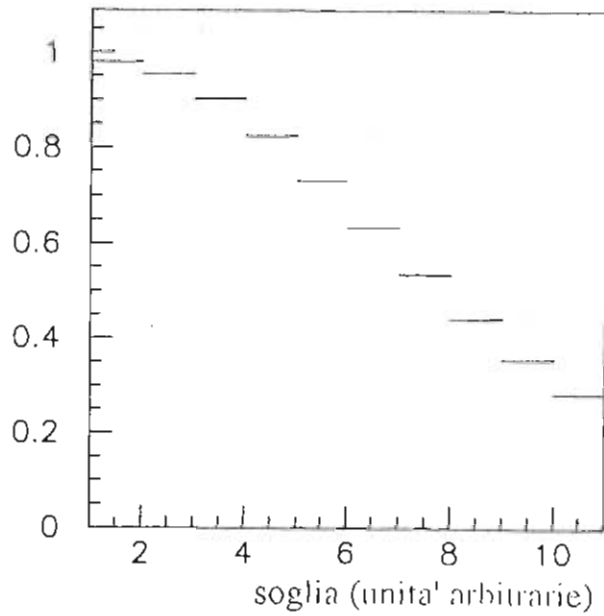


Figura 5.14: Efficienza media ϵ di rivelazione dell'odoscopio a diversi valori della soglia (vedere testo).

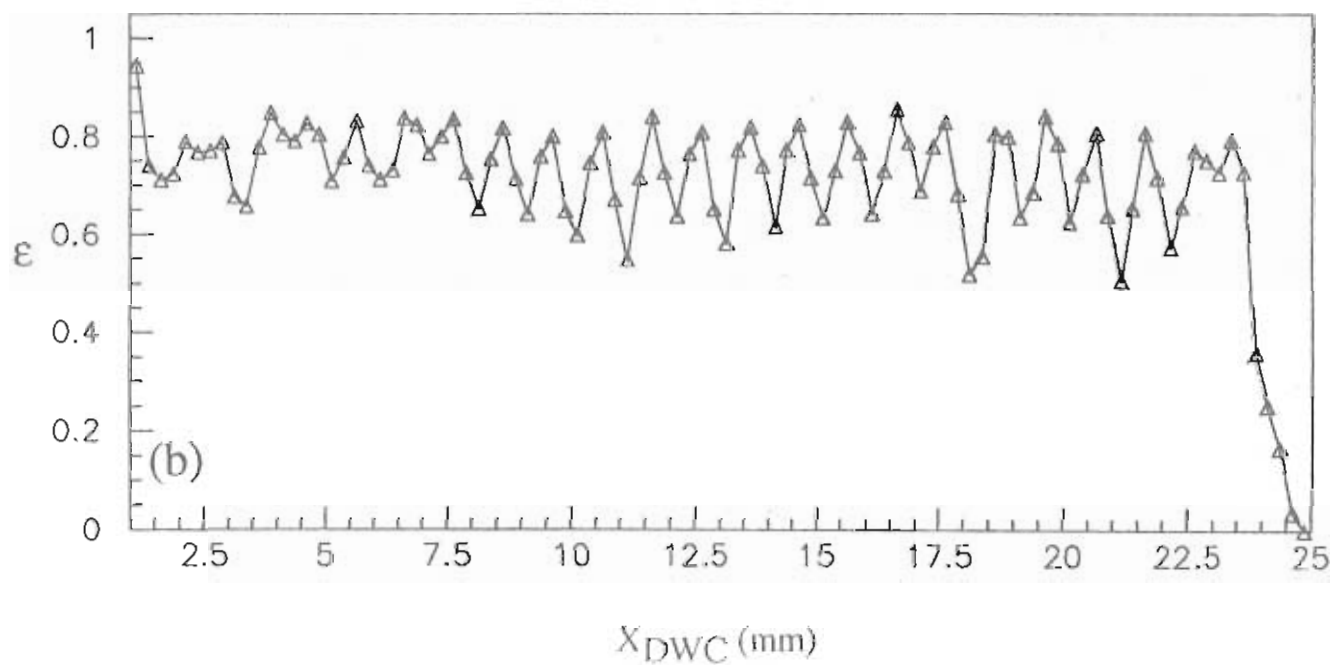
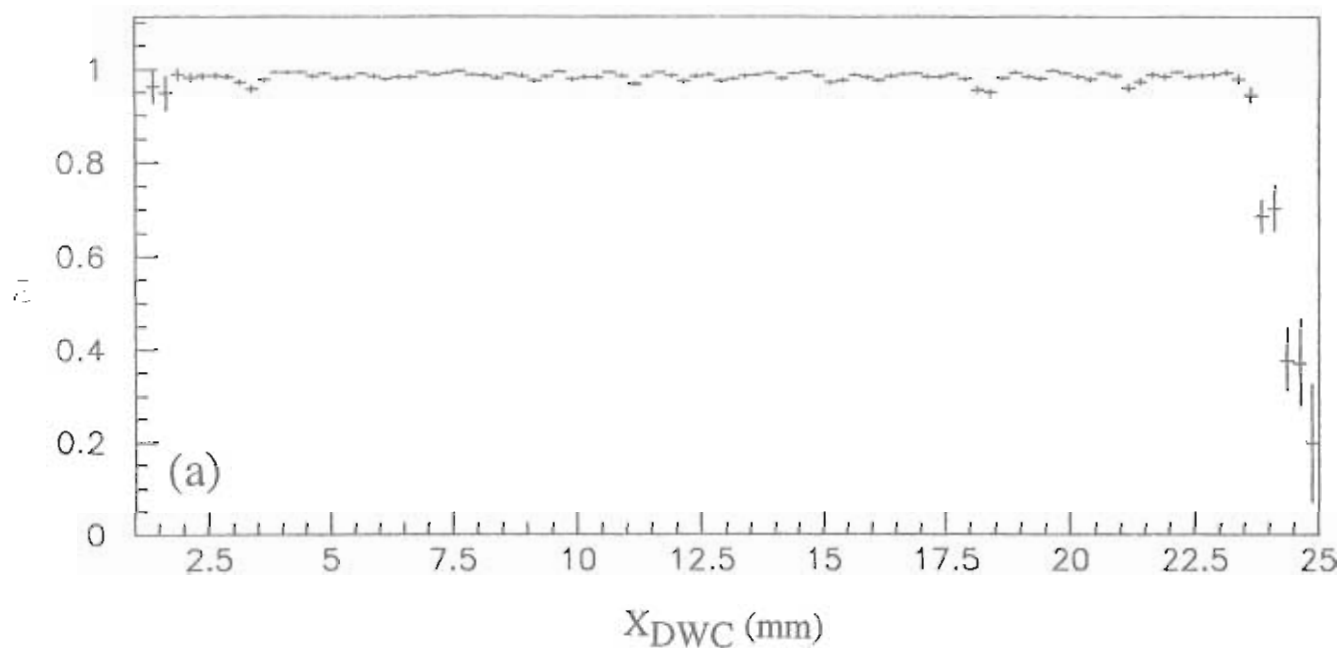


Figura 5.15: Efficienza ϵ dell'odoscopio in funzione della coordinata x_{DWC} ricostruita con le DWC per due diversi valori della soglia: (a) 5 conteggi ADC, (b) 45 conteggi ADC.

ADC (figura 5.15 (b)) è visibile un andamento periodico legato alla struttura discontinua dei canali, formati da gruppi di fibre, e alla conseguente variazione delle ampiezze dei segnali con la posizione della traccia.

Lo studio di queste caratteristiche della risposta del rivelatore viene ripreso nel paragrafo 5.5.

5.4 Simulazione del rivelatore e interpretazione dei risultati

Lo spessore di materiale incontrato da una particella che attraversa perpendicolarmente la parte attiva dell'odoscopio, non è uniforme, a causa della sezione circolare delle fibre. Si è ritenuto perciò necessario scrivere un programma, basato sul metodo Montecarlo, dal quale si potessero trarre informazioni sull'ampiezza del segnale atteso in uscita dal fotomoltiplicatore, in funzione della posizione d'impatto di una particella sul contatore.

Il contatore a fibre ha una struttura periodica la cui cella elementare è lunga 1.1 mm; nella simulazione tuttavia si è preso in considerazione un intervallo più grande (1.85 mm) in modo da contenere interamente tutte le quattro fibre sfasate che confluiscono su un singolo 'pixel' nel fotomoltiplicatore (figura 5.16 (a)). La figura 5.16 (b) mostra lo spessore attraversato in funzione della coordinata d'impatto della traiettoria di una particella.

La struttura schematica del programma di simulazione include i seguenti punti:

- generazione con distribuzione uniforme nell'intervallo (0, 1.85) della coordinata di impatto della traiettoria di una particella sul gruppo di fibre considerato;
- calcolo dello spessore l (mm) di materiale scintillante attraversato; le traiettorie delle particelle simulate sono supposte essere perpendicolari al contatore.
- aggiunta allo spessore l attraversato dalla particella nella cella considerata del 10 % di quello eventualmente attraversato nella cella adiacente che indicheremo con l' , per tenere conto in prima approssimazione della diafonia tra gli elementi sensibili 'pixel' confinanti;

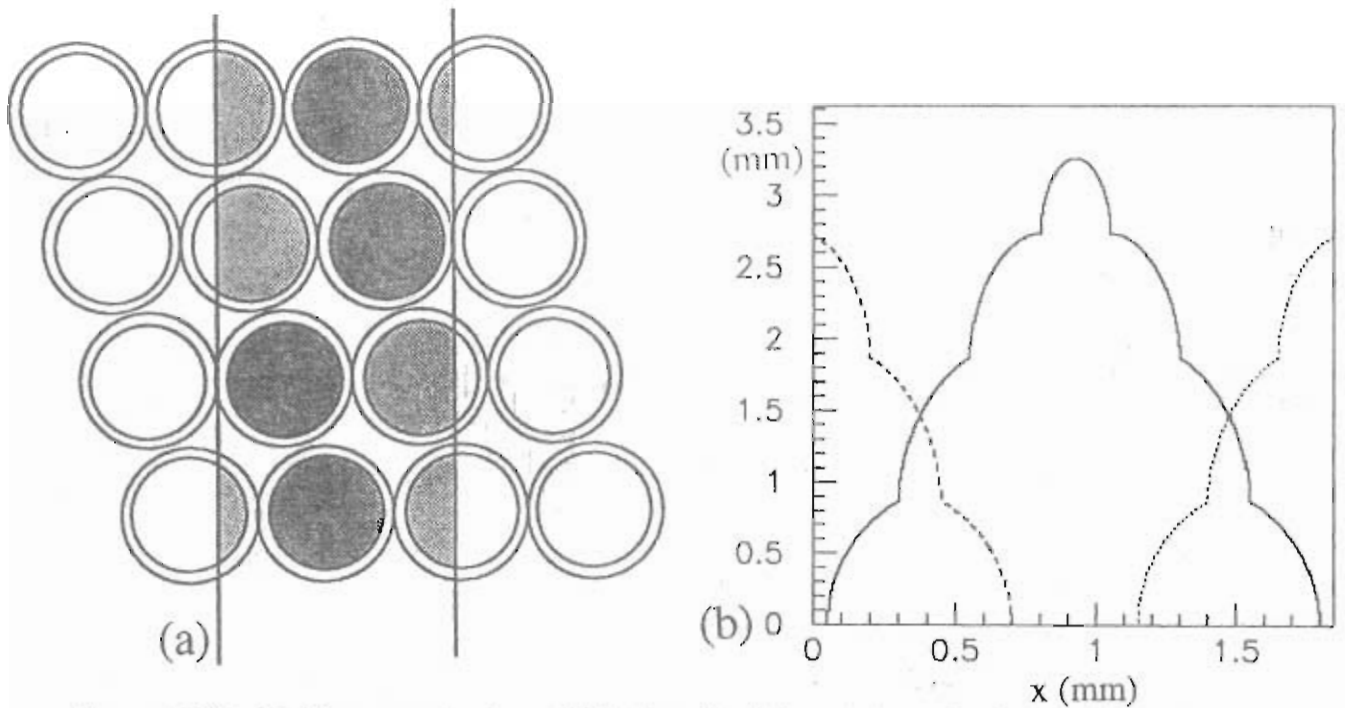


Figura 5.16: (a) Rappresentazione dell'intervallo del contatore simulato nel programma; (b) spessore attraversato in funzione della coordinata d'impatto.

- generazione di un numero casuale n_f di 'fotoelettroni' distribuiti secondo una distribuzione di Poisson con valor medio dato dal prodotto dello spessore $l+l'$ per il numero di fotoelettroni prodotti per millimetro di spessore attraversato. Quest'ultimo parametro è stato fissato a 6.7 fotoelettroni per millimetro in base alla misura effettuata in laboratorio di circa 20 fotoelettroni emessi in media dal catodo in risposta ai fotoni prodotti e raccolti nell'attraversamento di uno spessore medio di circa 3 mm (paragrafo 5.2.2).
- generazione di un numero casuale n_{d1} di elettroni che lasciano il primo dinodo ad alto guadagno secondo una distribuzione di Poisson con media $g_{d1}n_f$ dove g_{d1} è un parametro che dipende dal fattore di moltiplicazione;
- simulazione della moltiplicazione nei diodi successivi sotto l'ipotesi che il processo a cascata segua ad ogni passo la statistica di Poisson[35, 36]; il parametro g_d che tiene conto del guadagno dei singoli dinodi ha un valore costante per tutti gli stadi successivi al primo;
- la quantità di carica raccolta viene stimata dalla differenza tra il numero ottenuto

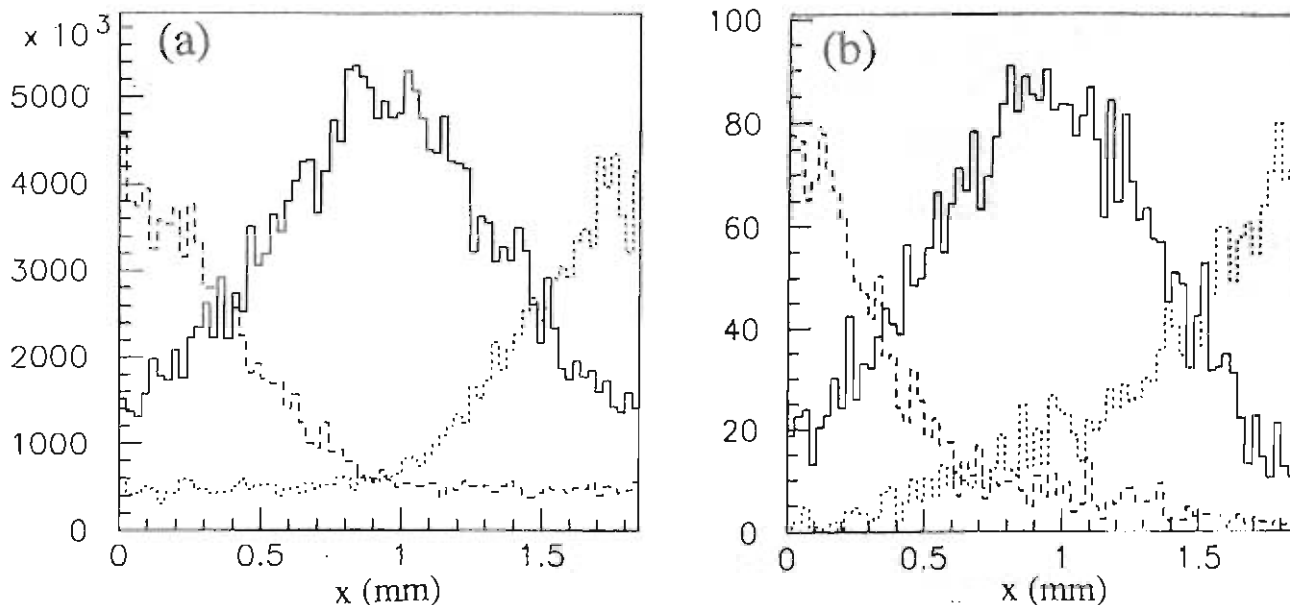


Figura 5.17: Ampiezza media del segnale raccolto in tre canali adiacenti in funzione della posizione d'impatto della particella: (a) istogramma riempito con i valori provenienti dal programma di simulazione, (b) istogramma riempito con i valori dell'ampiezza dei segnali del canale 14 e dei suoi due adiacenti, ottenuti dai dati sperimentali.

nell'ultimo stadio di moltiplicazione meno quello ottenuto nel penultimo stadio, moltiplicato per la carica dell'elettrone, si tiene così conto del fatto che la raccolta del segnale avviene all'ultimo dinodo anziché all'anodo.

Da un campione di 10000 eventi generati si è ottenuto lo spettro mostrato in figura 5.17 (a), dove la curva piena rappresenta l'ampiezza media del segnale raccolto dalla cella centrale, in funzione della posizione di impatto della particella incidente, mentre le due curve tratteggiate rappresentano rispettivamente l'ampiezza del segnale raccolto nelle celle adiacenti a destra e a sinistra di quella centrale. Per permettere un confronto diretto con i dati disponibili, si è introdotto nella simulazione anche l'effetto della risoluzione di circa $200\mu\text{m}$ nella misura della posizione con le DWC, simulata mediante uno sparpagliamento gaussiano.

5.5 La risoluzione spaziale

Nel paragrafo 5.3.2 si è introdotto un semplice stimatore della posizione della particella incidente, definita per mezzo della coordinata centrale del canale (gruppo di fibre) che

fornisce il segnale di ampiezza massima in ciascun evento.

La distribuzione dei residui di questo stimatore, rispetto alla posizione ricostruita col telescopio di DWC (figura 5.13), ha una deviazione standard $\sigma = 530 \mu\text{m}$, sottraendo quadraticamente il contributo di $200 \mu\text{m}$ delle DWC si può attribuire all'odoscopio una risoluzione:

$$\sigma' = \sqrt{\sigma^2 - (200)^2} = 490 \mu\text{m}.$$

Questo risultato è maggiore di circa il 50 % del valore atteso di $1.1\text{mm}/\sqrt{12} = 320 \mu\text{m}$ per la varianza di una distribuzione a gradino di larghezza 1.1 mm.

Si può cercare di migliorare questo risultato adottando uno stimatore che utilizzi meglio le informazioni disponibili sulle ampiezze dei segnali.

Alla figura 5.17 (a) ottenuta dalla simulazione è stata affiancata quella ottenuta istogrammando la media dei conteggi ADC in funzione della coordinata ricostruita con le camere DWC per il gruppo di fibre dell'odoscopio individuato dal numero 14 (figura 5.17 (b)). Questo gruppo è stato scelto perché è ben illuminato dal fascio e perché convoglia la luce ad un elemento sensibile con guadagno alto.

L'andamento medio dei conteggi ADC in funzione della coordinata d'impatto nell'intervallo dell'ampiezza spaziale del raggruppamento è abbastanza ben riprodotto dalla simulazione per quanto riguarda il segnale. L'effetto della diafonia è meno ben riprodotto: un raffinamento del modello che la descrive nella simulazione può essere utile.

Lo spettro dell'ampiezza dei segnali ottenuti su gruppi di fibre adiacenti suggerisce di cercare un algoritmo che utilizzi queste informazioni per migliorare la risoluzione spaziale con cui la posizione della particella incidente viene ricostruita.

Un primo tentativo può essere basato sul rapporto tra l'ampiezza del canale con conteggio massimo e quello del massimo tra i due canali adiacenti. L'istogramma dei valori medi ottenuto per questo rapporto, che chiameremo 'stimatore della posizione S' ', in funzione della coordinata ricostruita con le informazioni provenienti dalle DWC, viene usato come 'riferimento'. Per ricostruire la posizione della traccia con l'odoscopio si calcola quindi lo stimatore per l'evento considerato, e gli si attribuisce la posizione corrispondente valutata

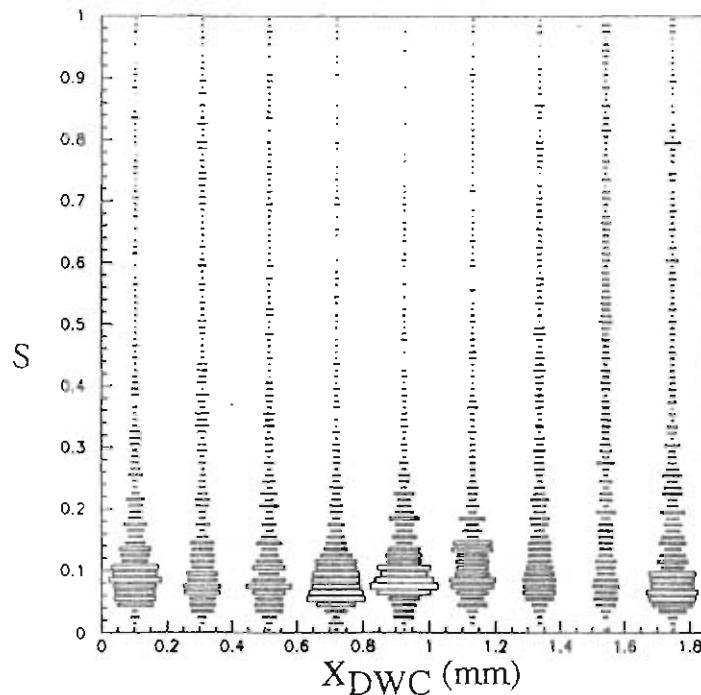


Figura 5.18: Distribuzione dello stimatore della posizione S in funzione della posizione x_{DWC} ricostruita con le DWC; (il contenuto dei canali è proporzionale all'area dei rettangoli).

in base all'istogramma di riferimento. In figura 5.18 viene riportato l'istogramma che mostra come per una data posizione ricostruita con le DWC (ascissa), lo stimatore della posizione (ordinata) assume però un ampio spettro di valori attorno alla sua posizione media. Secondo questa analisi preliminare, quindi, non è possibile migliorare significativamente la stima della ricostruzione della traccia della particella che attraversa l'odoscopio.

L'impossibilità di utilizzare efficacemente le informazioni provenienti dagli ADC, che in media mostrano una evidente correlazione con la posizione della particella incidente, è dovuta al fatto che il numero di fotoelettroni raccolti è basso. Le fluttuazioni statistiche nel numero dei pochi elettroni che lasciano il fotocatodo determinano, nel singolo evento, le fluttuazioni nell'ampiezza dei segnali ottenuti dopo il processo di moltiplicazione. Questa instabilità non è visibile quando si considera la risposta media di molti eventi.

Questa osservazione porta a ritenere marginale la possibilità di avere per questo contatore una ricostruzione spaziale molto migliore, anche usando stimatori più complicati. Miglioramenti significativi possono essere ottenuti riducendo le fluttuazioni intrinseche dei segnali.

Ciò si può ottenere sostituendo il fotomoltiplicatore con rivelatori di fotoni aventi

efficienza quantica più alta: nella referenza [29] si usano ad esempio fotodiodi a valanga a basse temperature. Infine si possono utilizzare materiali con capacità di scintillazione migliore, ed adottare accorgimenti costruttivi che evitino la perdita di fotoni all'estremità libera delle fibre e nelle giunzioni tra fibre.

I programmi di simulazione messi a punto per confronto con i dati sperimentali disponibili, possono essere usati come guida nella progettazione di rivelatori con caratteristiche migliorate rispetto al nostro primo prototipo.

Conclusioni

I primi risultati dell'esperimento RD22/XLHB di estrazione di protoni dal SPS del CERN, mediante un cristallo di silicio incurvato, sono positivi. Un'efficienza di estrazione dell'ordine di 10% è stata ottenuta in maniera stabile e riproducibile. La messa a punto dell'apparato di rivelazione ha mostrato che l'intensità del fascio estratto può essere misurata con buona precisione.

Si tratta di un buon primo passo verso la progettazione di un sistema per l'estrazione di un fascio di protoni di 7 TeV/c al futuro 'collider' LHC, finalizzato ad un programma di sperimentazione a bersaglio fisso che investighi nel settore dei mesoni B alcuni fra i problemi più interessanti del cosiddetto Modello Standard delle interazioni fondamentali tra particelle.

Restano da investigare molti aspetti dell'interazione tra il fascio circolante nella macchina acceleratrice ed il cristallo usato per l'estrazione. In particolare, si deve capire se l'efficienza di estrazione può essere ulteriormente aumentata e se, come appare da alcuni risultati, essa avvenga in seguito a passaggi multipli attraverso il cristallo.

E' stato inoltre costruito e calibrato un prototipo di odoscopio a fibre scintillanti, letto da un fotomoltiplicatore a catodo segmentato. L'efficienza media di rivelazione è di circa 98 %, se un segnale corrispondente ad una carica di almeno 1.2 pC viene richiesto al canale del fotomoltiplicatore che fornisce il segnale più alto. La risoluzione spaziale è di 490 micron, se viene adottato un semplice stimatore di posizione, che utilizza parte dell'informazione disponibile. La stima della posizione della particella incidente può essere

ulteriormente raffinata; dal confronto con una simulazione del rivelatore si deduce che, per ottenere miglioramenti significativi nelle prestazioni, conviene minimizzare la fluttuazione nelle ampiezze dei segnali, aumentando ove possibile l'efficienza nella raccolta e nella conversione dei fotoni prodotti nelle fibre scintillanti.

Ringraziamenti

Per il generoso e paziente aiuto ringrazio il professor Giuseppe Fidecaro, che mi ha introdotto al lavoro in una zona sperimentale, i professori G. Carboni, F. Costantini, L. Busso e S. Weisz che mi hanno aiutata in varie fasi della mia esperienza al CERN.

Ringrazio tutti i membri della collaborazione XLHB/RD22 per la loro disponibilità a coinvolgermi nel lavoro e per gli incoraggiamenti.

Ringrazio inoltre la sezione INFN di Trieste che ha sostenuto le spese delle trasferte, il gruppo DELPHI del quale ho spesso usato gli strumenti e con i cui membri ho collaborato, E. Vallazza in particolare per la generosa disponibilità, ed ancora i ricercatori, i dottorandi e i laureandi che lavorano all'Area di Ricerca con cui spesso ho potuto avere proficui scambi d'opinione.

Un grazie particolare va a S. Rizzarelli che mi ha aiutata a migliorare la qualità delle figure riportate nella tesi ed ai tecnici S. Reia e G. Venier.

Infine un grazie enorme ai miei genitori, a mio fratello, a Michele, alla famiglia Zaccagna ed a tutti i miei amici che non indico per nome: senza il loro sostegno morale in questi ultimi mesi non avrei finito il mio lavoro.

Bibliografia

- [1] ECFA, *Large Hadron Collider Workshop*, CERN 90-10 ECFA 90-133 ECFA, CERN *Towards the LHC Experimental Programme*, 5-8 March 1992.
- [2] The LHB collaboration, *Measurement of CP Violation in B Meson Decays with an Extracted LHC Beam, Letter of Intent*, CERN/LHCC/93-45 LHCC/I5.
- [3] J. Lindhard, *Mat.Fys. Medd.Dan.Vid.Selsk.* 34 (14) (1965).
- [4] J. F. Bak et al., *Detailed investigation of the channeling phenomena involved in bending of high-energy beams by means of crystals*, *Nucl.Phys.* B42 1 (1984).
- [5] J. A. Ellison, *Bending of Gev particle beams by channeling in bent crystal planes*, *Nucl.Phys.* B206 (1982) 205-220.
- [6] A. Di Domenico, *On a possible application of bent crystal channeling to a beam delivery system for proton or light ion therapy*, TERA 92/ 4 FAS 1. June 25, 1992.
- [7] AA. VV., *Review of Particle Properties*, *Phy.Rev.* 45 D (1992).
- [8] J. S. Forster et al., *Deflection of Gev particle beams by channeling in bent crystal planes of constant curvature*, *Nucl.Phys.* B318 (1989) 301-318.
- [9] C. Kittel, *Introduction to solid state physics*, New York: Wiley,1986 pag. 250-252.
- [10] J. A. Ellison, *Continuum-model planar channeling and the tangent-square potential*, *Phys.Rev.B* Vol.18 Num.11 (1978).

- [11] M. Sands, *The physics of electron storage rings, An introduction*, SLAC-121 UC-28 (ACC).
- [12] W. Scandale, *Acceleratori circolari di particelle*, Lezioni per il Dottorato in Fisica, Università di Padova, Anno Accademico 1992-93, non pubblicate.
- [13] P. Germain, *Introduction aux accélérateurs de particules*, CERN 89-07 (1989).
- [14] F. Angelini et al., *The microstrip gas avalanche chamber: a new detector for the next generation of high-luminosity machines*, Particle World, Vol.1, No.3,p.85-90,1990.
- [15] L. Lanceri, M. Renevey, *Beam hodoscope development: Status of PM base, Power Supply, Electronics design*, 19 Nov.1979, non pubblicato.
- [16] W. Herr, R. Schmidt, *M.O.P.S.- Fortran 77 user guide*, CERN/SPS/88-44 (AMS) upd.vers.3.00.
- [17] S. Weisz, comunicazione privata.
- [18] W. Herr, *Diffusion of particles induced by transverse noise and its application to crystal extraction experiments*, CERN-SL/92-53 (AP).
- [19] S. Weisz, *Impact parametres with Schottky transverse kicker*, SL-MD Non ancora pubblicato.
- [20] W. Scandale, comunicazione privata.
- [21] S. Bardin, *Etude de l'extraction multipassage par un cristal courbé des faisceaux de haute énergie*, SL/NOTE 92-52 (AP).
- [22] S. Weisz, The RD22 collaboration *Proton extraction from the CERN-SPS by a bent crystal Proceeding of the 1993 Particle accelerator conference, Washington, DC, USA, 17-20 May 1993* , CERN, 25 May 1993. - 3 p.

- [23] E. C. Dukes et al., *Design of a crystal extraction facility in the East Utility Straight 1993*, SSC/Note, SSCL 643.
- [24] P. Vita, comunicazione privata.
- [25] V. Biryukov, *Simulation of the SPS Experiment on Crystal Extraction*, SL/Note 93-78 (AP).
- [26] W. Herr, *About distinguishing first and multi passage and simulating a crystal extraction process*, CERN-SL CH-1211 Geneva 23.
- [27] H. Akbari et al., *First results on proton extraction from the CERN-SPS with a bent crystal*, Phys. Lett. B 313 (1993) 491-497.
- [28] K. Kuroda et al., *A scintillating-fibre hodoscope using a positive-sensitive photomultiplier*, Nucl. Instr. and Meth. A300 (1991) 259-267.
- [29] J. Bahr, *Test of a Positive-Sensitive Photomultiplier for Fast Scintillating Fiber Detector Read-Out*, DESY 92-176, December 1992.
- [30] M. Atac et al., *Tracking with scintillating fibers and visible photon counters*, Nucl. Instr. and Meth. A320 (1992) 155-160.
- [31] PHILIPS, *Photomultiplier tubes preliminary specification: XP1724*, Philips Components.
- [32] S. Cittolin et al., *MACUA1 The UA1 Macintosh-Based Development System*, CERN-UA1 TN 90-01.
- [33] M. Aderholz et al., *Reduction of the ionization loss distribution width of several simultaneous relativistic particles traversing a scintillation counter*, Nucl. Instr. and Meth. 123 (1975) 45-50.
- [34] A. Manarin, G. Vismara, *The delay wire chamber (DWC) description*, LEP/BITA/Note 85-3.

- [35] RCA, *Photomultiplier Manual*, Technical Series PT-61.
- [36] Philips, *Photomultiplicateurs*, Philips Composants, 1990.
- [37] BICRON, *Plastic Scintillating Fiber: Properties*, Bicron Corporation, May 1991.