

COMITATO NAZIONALE PER L'ENERGIA NUCLEARE
Laboratori Nazionali di Frascati

LNF - 67/3
20 Gennaio 1967
(ristampa Giugno 1967)

U. Amaldi Jr. , G. K. O'Neill, G. Petrucci, G. Sacerdoti e
E. Schiavuta: RELAZIONE DEL GRUPPO DI STUDIO PER
LA SPERIMENTAZIONE CON CAMPO MAGNETICO PRES
SO ADONE. -

(Nota interna : n. 345)

Nota interna: n. 345
20 Gennaio 1967

U. Amaldi, Jr^(x), G.K. O'Neill⁽⁺⁾, G. Petrucci^(o), G. Sacerdoti e E. Schiavuta^(*): RELAZIONE DEL GRUPPO DI STUDIO PER LA SPERIMENTAZIONE CON CAMPO MAGNETICO PRESSO ADONE.

INTRODUZIONE -

Al Congressino sulla sperimentazione con Adone, tenutosi a Frascati nel febbraio 1966, sono state presentate diverse proposte di esperienze per le quali è necessario disporre di campi magnetici. Data la non trascurabile spesa che un sistema magnetico comporta, il 28 maggio 1966 l'Assemblea dei Ricercatori di Adone ha affidato l'incarico di analizzare il problema ad un gruppo di studio. Nel presente rapporto sono presentati i criteri con cui si è impostato questo studio, le informazioni raccolte, i risultati dei calcoli eseguiti e comunque tutti quegli elementi, che, a giudizio degli autori, dovrebbero permettere una scelta ragionata del magnete più adatto alla sperimentazione con Adone.

Nel primo capitolo si discutono le esperienze per cui è necessario disporre di un campo magnetico e le richieste in risoluzione che ciascuna classe di esperienze pone. Il secondo capitolo contiene una classificazione, per quanto possibile generale, dei diversi tipi di campo magnetico che si può pensare di utilizzare. Nel terzo capitolo si studia in dettaglio la precisione di misura nei diversi tipi di camere a scintilla attualmente in uso; tale precisione influisce infatti in maniera determinante sul potere risolutivo del complesso campo magnetico-sistema di rivelazione. Nel quarto capitolo si presentano brevemente le proposte di magneti avanzate dai vari gruppi sperimentali e di ciascuno di essi si forniscono gli elementi di progetto ed una valutazione dei costi. Nel quinto capitolo i vari sistemi magnetici vengono messi a confronto con una serie di criteri di "idoneità". Infine nel sesto capitolo sono raccolte le conclusioni dello studio eseguito e vengono espresse alcune raccomandazioni che il gruppo di studio ritiene rilevanti al fine di una buona utilizzazione del sistema magnetico.

(x) - Istituto Superiore di Sanità e Sottosezione "Sanità" dell'INFN - Roma.

(+) - Palmer Physical Laboratory, Princeton University, Princeton.

(o) - CERN, Ginevra.

(*) - Istituto di Fisica dell'Università e Sezione di Padova dell'INFN - Padova.

I - LE ESPERIENZE POSSIBILI E LE RISOLUZIONI IN MOMENTO NECESSARIE.

IA - Le quattro classi di esperienze possibili -

Distinguiamo quattro classi di esperienze che richiedono campo magnetico e che elen-
chiamo, insieme a qualche esempio, in ordine di difficoltà crescente.

a) Esperienze nelle quali si riconosce la carica delle particelle prodotte. Il ricono-
scimento delle cariche è, per esempio, essenziale per separare i contributi dei grafici di
annichilazione e di scattering nella diffusione elastica e^+e^- ⁽¹⁾. Fanno parte di questa clas-
se anche le esperienze intese a rivelare una eventuale violazione della coniugazione di ca-
rica misurando le differenze degli spettri angolari di particelle di carica opposta prodotte
in eventi a molte particelle.

b) Esperienze nelle quali si distinguono i processi a due corpi misurando i momenti
e le direzioni delle particelle prodotte. L'uso di campi magnetici è in particolare necessario
per distinguere i pioni dai mesoni kappa ad alta energia⁽²⁾. In questa classe ricade anche la
ricerca dei possibili quark leptonici⁽³⁾.

c) Esperienze nelle quali si studiano i processi che hanno nello stato finale due o più
particelle cariche ed una o più particelle neutre. A questa classe appartengono le esperien-
ze nelle quali si identificano tutte le particelle cariche dividendo gli eventi in due categorie:
una sola particella neutra e più particelle neutre^(x). In particolare ricadono in questa classe
lo studio degli eventi $\pi^+\pi^-\gamma$, $K^+K^-\gamma$, $\pi^+\pi^-\pi^0$, $K^+K^-\pi^0$, $\pi^+\pi^-\pi^0\gamma$ etc.

d) Esperienze del tipo c) nelle quali si misura anche la massa totale delle particelle
visibili con precisione tale da distinguere, per esempio, un π^0 da un γ mancante.

In ciò che precede non abbiamo preso in particolare esame la produzione di coppie ba-
rione-antibarione ($\Lambda\bar{\Lambda}$, $\Sigma\bar{\Sigma}$ etc.) sia per le particolari topologie che enormemente faci-
litano l'identificazione che per le piccole sezioni d'urto previste. Comunque gli eventi di que-
sto tipo sono di solito identificabili con un sistema magnetico in grado di studiare le esperien-
ze della classe c).

IB - Le risoluzioni necessarie -

Vogliamo ora passare in rassegna le quattro classi di esperienze e stabilire per cia-
scuna di esse la precisione in momento necessaria e l'angolo solido di rivelazione richiesto.

a) Per la diffusione elastica e^+e^- una precisione $\Delta p/p \simeq \pm 25\%$ è sufficiente; l'ango-
lo solido deve essere grande intorno ad angoli di diffusione più grandi di $\sim 110^\circ$.

Un'analogia precisione è richiesta per l'esperienza sulla coniugazione di carica, se ci
si limita a controllare la tendenza delle cariche a mantenere la direzione di moto iniziale.
Qualora si vogliano invece confrontare gli spettri energetici di particelle e antiparticelle in
eventi a molti corpi⁽³⁾, l'esperienza ricade nella classe c) o addirittura d).

b) La precisione richiesta si ricava immediatamente dalla tabella I, dove sono ripr-
tati i momenti e le differenze percentuali in momento delle diverse particelle prodotte ad
1,5 GeV nelle reazioni a due corpi⁽⁴⁾.

Poichè pioni, mesoni μ ed elettroni hanno interazioni molto diverse e caratteristiche
con la materia, non è opportuno per il momento voler distinguere tra loro queste particelle
mediante campi magnetici. Ciò è invece necessario per ciò che riguarda i pioni e i K.

Per stabilire la risoluzione necessaria dobbiamo calcolare la contaminazione recipro-
ca di due distribuzioni normali di una medesima grandezza fisica x aventi la medesima devia-
zione standard σ ma centrate intorno a due punti diversi x_1 e x_2 (si veda la fig. 1).

(x) - Naturalmente non si considera nè qui nè nel seguito l'irraggiamento dei gamma che di
solito vengono inclusi nelle correzioni radiative.

TABELLA I

Particella	p(GeV/c)	$\Delta p/p$
protoni	1,17	17%
kappa	1,416	5,4%
pioni	1,496	0,18%
mesoni	1,495	0,25%
elettroni	1,50	

Le due distribuzioni normali, normalizzate alla stessa area, sono

$$(1.1) \quad f(x-x_1) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\epsilon} \exp \left[-\frac{(x-x_1)^2}{2\epsilon^2} \right], \quad (x=1,2).$$

Indicando con 2δ la separazione tra i centri e scegliendo arbitrariamente, per definire la contaminazione degli eventi di tipo 2 sugli eventi di tipo 1, come limite di separazione il punto intermedio

$$x_0 = \frac{x_1 + x_2}{2}, \quad 2\delta = x_2 - x_1.$$

si ricava immediatamente la contaminazione R , definita come rapporto tra le efficienze di rivelazioni degli eventi indesiderati rispetto a quelli desiderati

$$(1.2) \quad R\left(\frac{\delta}{\epsilon}\right) = \frac{\int_{-\infty}^{x_0} f(x-x_1) dx}{\int_{-\infty}^{x_0} f(x-x_2) dx}$$

R dipende evidentemente dal rapporto δ/ϵ e, per esempio, si ha

$$(1.3) \quad R \leq 5\% \quad \text{se} \quad \epsilon \leq \frac{\delta}{1,6}.$$

Applicando questo risultato al caso della separazione in momento di pioni e di K, introduciamo al posto di ϵ il simbolo più usuale $\Delta p/p$, che va quindi interpretato come deviazione standard o, che è lo stesso, come scarto quadratico medio. Più esplicitamente la (1.3) si può quindi scrivere:

$$(1.4) \quad \left| \pm \frac{\Delta p}{p} \right| \approx \frac{\delta}{1,6};$$

con il valore della tabella 1, $\delta = 2,7 \cdot 10^{-2}$, si ricava immediatamente

$$(1.5) \quad \frac{\Delta p}{p} \leq 1,7\% \quad (\text{a } p = 1,5 \text{ GeV/c}).$$

Con la risoluzione (1.5) è quindi possibile separare alla massima energia di Adone un pione da un K con un 5% di contaminazione se le sezioni d'urto di produzione sono eguali. Gli eventi elastici sono però immediatamente riconoscibili come tali dalla collinearità; una volta accertata questa proprietà dell'evento, la conservazione della quantità di moto permette di considerare le due misure di curvatura sulle due particelle cariche come misure indipendenti di una stessa grandezza fisica. Ne segue che si può ottenere per gli eventi elastici una contaminazione del 5% tra coppie di π e coppie di K con un $\Delta p/p$ eguale a $\sqrt{2} \cdot 1,7\% = 2,4\%$.

Per ciò che riguarda l'angolo solido che deve essere coperto dal sistema magnetico, si può dire che esso è determinato essenzialmente dalla velocità di conteggio richiesta, dato che la distribuzione angolare del contributo dominante dovuto ad un solo gamma temporale intermedio è nota. Per energie lontane dalle risonanze aventi numeri quantici $J^{\pi C} = 1^{-}$, ci si attende al massimo qualche evento all'ora. Un angolo solido dell'ordine di un terzo del totale centrato intorno alla normale ai fasci e che copra 2π nel piano normale ai fasci può

quindi essere considerato sufficiente, in quanto corrisponde a raccogliere il 50% del numero totale di eventi.

c) Lo studio delle risoluzioni e degli angoli solidi che si debbono ottenere perchè sia possibile la separazione, anche soltanto parziale, degli eventi con molte particelle nello stato finale è complicato sia per il numero crescente di variabili cinematiche indipendenti che per la incertezza sui valori relativi delle sezioni d'urto.

Nel seguito presenteremo una formulazione relativamente semplice del problema che tuttavia fornisce, senza bisogno di calcolatore elettronico, le informazioni che ci sono necessarie; calcoli più complicati, che facciamo eventualmente uso del metodo di Montecarlo, andranno affrontati in un secondo tempo.

Ci poniamo il seguente problema: nota l'energia E di ciascuno dei fasci, e quindi l'energia totale $W = 2E$, e osservate e misurate in campo magnetico due sole traiettorie di particelle cariche di momenti $p_1 \pm \Delta p_1$ e $p_2 \pm \Delta p_2$ formanti un angolo $\alpha \pm \Delta\alpha$, ricavare la risoluzione in momento che è necessaria per essere in grado di attribuire l'evento ad un solo dei possibili canali con più di due corpi nello stato finale. Evidentemente tale risoluzione è funzione di W , p_1 , p_2 ed α . Per ovvie ragioni penseremo sempre di lavorare alla massima energia di Adone $W = 3 \text{ GeV}$.

Dette m_1 ed m_2 le masse delle due particelle cariche ed m_x l'energia totale nel baricentro del sistema di tutte le altre particelle non viste, le leggi di conservazioni permettono di scrivere

$$(1.6) \quad (W - \omega_1 - \omega_2)^2 - m_x^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 p_2 \cos \alpha$$

dove

$$(1.7) \quad \omega_1^2 = p_1^2 + m_1^2, \quad \omega_2^2 = p_2^2 + m_2^2$$

Introduciamo la funzione

$$(1.8) \quad y(p_1, p_2; m_1, m_2, m_x) = \frac{1}{2p_1 p_2} \left[(W - \omega_1 - \omega_2)^2 - m_x^2 - p_1^2 - p_2^2 \right]$$

che, noti p_1 e p_2 , è determinata con una deviazione standard

$$(1.9) \quad \Delta y = \left[\left(p_1 \frac{\partial y}{\partial p_1} \right)^2 \left(\frac{\Delta p_1}{p_1} \right)^2 + \left(p_2 \frac{\partial y}{\partial p_2} \right)^2 \left(\frac{\Delta p_2}{p_2} \right)^2 \right]^{1/2}.$$

Le derivate si calcolano immediatamente

$$(1.10) \quad p_{1,2} \frac{\partial y}{\partial p_{1,2}} = - \frac{1}{p_{1,2}} \left[(W - \omega_{2,1}) \frac{p_{1,2}}{\omega_{1,2}} - p_{2,1} y \right],$$

di modo che Δy dipende, oltre che dalle variabili che compaiono in y , soltanto dal $\Delta p/p$.

Dato un evento (p_1, p_2, α) l'ipotesi che esso sia da attribuire al canale (m_1, m_2, m_x) è da scartare se y differisce da $\cos \alpha$, misurato direttamente, al di fuori degli errori Δy e $\Delta \cos \alpha$. In realtà, come nel caso degli stati finali a due corpi, noi siamo interessati a scegliere una risoluzione che renda piccole le contaminazioni che ciascun canale produce su gli altri canali; questo procedimento risulta semplificato considerando i canali che interessano e prendendo in esame soltanto i casi più difficili da distinguere.

Rivolgendo la nostra attenzione ai soli stati finali adronici^(x) contenenti particelle di massa non troppo elevata, elenchiamo i canali a minore molteplicità che vanno distinti per effettuare le esperienze della classe c):

$$(1.10) \quad \begin{aligned} (1) & \pi^+\pi^- (\pi^0) \text{ (oppure } \gamma) \\ (2) & \pi^+\pi^- (2\pi) \\ (3) & K^- K^- (\pi^0) \text{ (oppure } \gamma) \\ (4) & K^+ \pi^+ (K^0) \end{aligned}$$

La dizione (oppure γ) sta a significare che in questa classe di esperienze non si pretende di distinguere le emissioni di un π^0 e di un γ duro.

Con il procedimento adottato i canali non elencati che contengono un maggior numero di particelle massive finali risultano più facilmente distinguibili dal canale (1), per esempio, che non gli altri canali (1.10). Per ciò che riguarda la separazione reciproca di canali con più particelle è invece necessaria un'analisi più approfondita.

Anzichè studiare le risoluzioni necessarie a separare l'uno dall'altro i quattro canali (1.10) possiamo limitarci a considerare il caso più sfavorevole, cioè la separazione di (1) da (2), (3) e (4). Dato un evento (p_1, p_2, α) è possibile calcolare la funzione y definita dalla (1.8) e gli errori (1.9) per le quattro combinazioni (1.10) delle masse (m_1, m_2, m_x) . Ottenuti così i quattro numeri $y_1(p_1, p_2)$, $y_2(p_1, p_2)$... $y_4(p_1, p_2)$ ed i relativi errori Δy_1 ... Δy_4 , si devono confrontare gli intervalli

$$(1.11) \quad 2 \delta_k(p_1, p_2) = |y_1(p_1, p_2) - y_k(p_1, p_2)| \quad k = 2, 3, 4$$

con le somme $(\Delta y_1 + \Delta y_k) \simeq 2 \Delta y_1$, dato che in pratica è sempre $\Delta y_1 \simeq \Delta y_k$ ⁽⁺⁾. Il criterio da applicare per ottenere, a parità di sezione d'urto, una contaminazione del 5% di un canale sull'altro è identico a quello enunciato per il caso di due sole particelle finali (si veda la (1.3); naturalmente la variabile che ci interessa è ora diversa)

$$(1.12) \quad \Delta y_1(p_1, p_2) \leq \frac{\delta_k(p_1, p_2)}{1,6}$$

Abbiamo trascurato fino a questo punto l'effetto dell'errore sull'angolo α . Evidentemente non è difficile includerlo, in quanto è sufficiente combinare quadraticamente $\Delta \cos \alpha$ con Δy_1 prima di calcolare la (1.12). Nei casi pratici si vede però subito che con $\Delta \alpha \simeq +10^{-2}$ questo errore ha un effetto trascurabile sulla (1.12). Osserviamo per inciso che a $\Delta \alpha$ contribuiscono non solo gli errori di misura ma anche l'irraggiamento di gamma da parte dell'elettrone e del positrone iniziale.

Per ogni coppia di valori (p_1, p_2) si può quindi calcolare il massimo $\Delta p/p$ che ancora rende soddisfatta la (1.12); a tale scopo è però necessario conoscere la dipendenza di $\Delta p/p$ dal momento. Nei calcoli che seguono si è supposto $\Delta p/p \propto p$, il che è vero, come ve

(x) - Come nel caso dei due corpi affidiamo la distinzione fra leptoni e adroni a sistemi di relazioni diversi dall'uso della ricostruzione cinematica in campo magnetico. Inoltre il problema di distinguere $\pi^+\pi^-$ da $\pi^+\pi^-\pi^0$ è certamente più semplice che quello di distinguere $\pi^+\pi^-\pi^0$ da $\pi^+\pi^- (2\pi)$, e può quindi essere tralasciato.

(+) - Gli errori Δy_1 e Δy_k vanno sommati e non combinati quadraticamente perchè hanno la stessa funzione della deviazione standard σ del ragionamento che segue la (1.1). Il fatto che $\Delta y_1 \simeq \Delta y_k$ corrisponde a dire che esiste una sola deviazione standard, come nel caso precedente.

dremo nel capitolo III, per traiettorie perpendicolari al campo magnetico e per tutti i tipi di camere a scintille tranne che per le camere convenzionali impiegate nel modo che descriveremo nel paragrafo IIIA.

Resta da discutere la scelta delle coppie di valori (p_1, p_2) che sono più sfavorevoli, cioè che richiedono un $\Delta p/p$ più piccolo. In figura 2 abbiamo disegnato in un grafico (p_1, p_2) la zona di piano, figura ABC, che è permessa per la reazione (1) a $W = 2,93 \text{ GeV}$ (= 21 masse pioniche). Nel punto A il π^0 viene prodotto fermo nel laboratorio e la sezione d'urto è nulla per la conservazione del momento della quantità di moto e della parità. La stessa cosa si può dire della sezione d'urto su tutto il contorno della zona permessa nel piano (p_1, p_2) . Naturalmente i contorni relativi agli altri canali (2), (3) e (4) sono più interni rispetto a quelli del canale (1); le differenze sono però piccole, dato che le masse in gioco sono piccole rispetto a W . Poichè i momenti elevati sono i più difficili da misurare, è chiaro che le richieste più stringenti che la (1.12) pone sul $\Delta p/p$ provengono dai lati della zona permessa paralleli agli assi. Abbiamo quindi calcolato le risoluzioni necessarie a separare, nel senso detto, le reazioni (2), (3) e (4) dalla (1) lungo il segmento AB di figura 2; tale segmento è scelto interno alla triangoloide per avere una sezione d'urto non nulla. In figura 3 sono disegnate come curve continue, in funzione di p_1 e per $p_2 = 1380 \text{ MeV}/c$, i $\Delta p/p$ necessari per separare le reazioni (2), (3) e (4) dalla (1).

Scegliendo $p_1 \leq 1050 \text{ MeV}/c$ si perde meno del 10% dello spazio delle fasi totale (area tratteggiata in fig. 2), e quindi molto meno in numero di eventi $\pi^+\pi^-\pi^0$, e un $\Delta p/p$ pari al + 2,0% è sufficiente a distinguere dal canale (1) il più difficile dei casi, rappresentato dal canale $K^+K^-\gamma$ che nell'area tratteggiata ha, per di più, la sezione d'urto massima. Sottolineamo il fatto che questo risultato è stato ottenuto nell'ipotesi che l'errore $\Delta\alpha$ non sia molto maggiore di 10^{-2} . Ciò pone delle limitazioni sia sull'errore di misura delle posizioni che sullo spessore di materiale che le particelle possono attraversare.

Per ciò che riguarda l'angolo solido minimo da coprire è necessario ricorrere ad argomenti di tipo diverso, purtroppo meno definitivi. La normale al piano di produzione di tre bosoni ha distribuzione $\sin^2\theta$ rispetto alla direzione dei fasci; ne segue che il sistema magnenetico deve essere in grado di raccogliere preferibilmente eventi il cui piano di produzione contenga i fasci. Inoltre l'angolo più probabile tra le particelle cariche della reazione (1) della (1.10) è 120° . Se si vuole avere un'alta probabilità di vedere entrambe le particelle cariche è quindi necessario sospendere una notevole frazione $\Delta\theta$ dell'angolo polare (cioè dell'angolo tra una particella e la direzione dei fasci). Per reazioni con più di tre particelle nello stato finale si può dire molto grossolanamente che la probabilità che due di esse vengano rivelate è $(\Delta\Omega/4\pi)^2$; angoli solidi grandi sono evidentemente ancora più vantaggiosi per canali con quattro particelle cariche finali. In conclusione sembra che $\Delta\Omega \sim 8 \text{ sr}$ sia un ragionevole compromesso tra le difficoltà di realizzazione e la necessità di elevate efficienze di rivelazione; c'è inoltre da sottolineare che per lo studio delle reazioni con tre bosoni finali è preferibile una larga accettazione polare anzichè azimutale, il che contrasta con le richieste delle reazioni a due corpi.

d) Alle esperienze della classe d) si applicano le stesse considerazioni svolte per la classe c). La reazione che ora va distinta dalla (1) è la

$$(1.13) \quad (5) \quad \pi^+ \pi^- \gamma.$$

Naturalmente la separazione $K^+K^-\gamma$ da $K^+K^-\pi^0$ impone condizioni meno restrittive sulla risoluzione.

In figura 3 abbiamo disegnato come curva tratteggiata l'andamento della risoluzione necessaria per distinguere i canali (1) e (5) delle (1.10) e (1.13). Essa è estremamente spinta perlomeno per eventi con $p_1 < 1200 \text{ MeV}/c$ a cui però corrisponde una piccola sezione d'urto; da ciò si ricava che molto probabilmente le esperienze della classe d) sono fuori delle possibilità del solo sistema magnetico; divengono possibili facendo contemporaneamente uso anche di altri criteri, come la rivelazione della conversione di entrambi i γ del π^0 .

IC - La risoluzione e l'angolo solido da ottenere -

Per ciò che riguarda la risoluzione da ottenere nelle prime esperienze che faranno uso del sistema magnetico, a noi sembra che l'analisi ora esposta indichi come buon compromesso il valore $\Delta p/p = \pm 2,0\%$ al momento massimo $p_{\max} = 1,5$ GeV. In questo modo sarà possibile separare le coppie di π dalle coppie di K con contaminazioni minori del 2,5%, se i due processi hanno la stessa sezione d'urto, ed effettuare per i canali che hanno sezioni d'urto più elevate le esperienze della classe c) nella maggior parte dello spazio delle fasi permesso.

L'analisi precedente mostra d'altra parte che le esperienze della classe d) non sono possibili nella maggior parte dello spazio delle fasi con un $\Delta p/p = \pm 2,0\%$. Un modo diverso di vedere questa difficoltà consiste nel calcolare la deviazione standard Δm_x^2 sul quadrato della massa m_x^2 delle particelle non viste in funzione di p_1 lungo il segmento AB di fig. 2 per $\Delta p/p = 2,0 \cdot 10^{-2} (p/p_{\max})$. L'andamento di $\sqrt{\Delta m_x^2}$, che non è una deviazione standard, è rappresentato in fig. 4 in funzione di p_1 per m_x eguale alla massa del pione e alla massa del ρ^0 . Non abbiamo ritenuto opportuno studiare in questa sede, per esempio, gli errori sulla massa del sistema costituito da una delle particelle cariche e l'insieme delle particelle non viste, poichè questo deve essere argomento di analisi dei progetti di esperienze che vogliono studiare aspetti particolari delle possibili reazioni.

Onde essere sicuri di ottenere la risoluzione inizialmente richiesta, è opportuno introdurre in qualche punto del progetto un fattore di sicurezza. Questo sarà introdotto, come vedremo nel paragrafo F del capitolo III, scegliendo per il $\Delta p/p$ da ottenere inizialmente il valore $\approx \pm 1,4\%$ anzichè $\pm 2\%$.

D'altra parte le esperienze non fattibili con questo primo dispositivo e, in maggior misura, le difficoltà di prevedere sin da ora tutti i possibili usi del sistema magnetico implicano quasi necessariamente questa conseguenza: il sistema magnetico deve essere progettato e costruito in modo tale che la sua risoluzione e possibilmente anche il suo angolo solido siano suscettibili di essere in un secondo tempo migliorati. Il miglioramento della risoluzione si può ottenere sia aumentando il campo magnetico che diminuendo l'errore di misura sulle traiettorie. Poichè il $\Delta p/p$ è proporzionale al campo magnetico B mentre la potenza è proporzionale al quadrato di $B(x)$, in sede di progetto non riteniamo di poter lasciare un margine più grande di un fattore 2 sulla potenza, cioè di un fattore $\sqrt{2}$ sul $\Delta p/p \approx 1,4\%$; si questa possibilità si è tenuto conto nella scelta delle caratteristiche dei magneti del paragrafo IIIF e nei disegni dei magneti illustrati nel capitolo IV.

Nei riguardi dell'angolo solido da ottenere l'analisi dell'esperienze della classe c) ci ha portato a considerare $\Delta \Omega \sim 8$ sr come un ragionevole compromesso tra le difficoltà che si incontrano nella realizzazione pratica di un sistema a grande copertura e le richieste di elevata efficienza di rivelazione per le reazioni a più corpi. La distribuzione degli 8 sr nei 12,6 sr a disposizione non è affatto irrilevante; in particolare le reazioni con 3 bosoni finali richiedono grande apertura polare $\Delta \theta$, in contrasto con le richieste che provengono dalle reazioni a due corpi. Nell'angolo solido detto la direzione di ciascuna delle traiettorie deve essere misurato a $(1 + 2) \cdot 10^{-2}$ radianti, se non si vuole che l'errore sull'angolo tra le due particelle cariche degli eventi a più corpi influisca sulla separazione tra i diversi canali.

II - CLASSIFICAZIONE DEI POSSIBILI CAMPI MAGNETICI -

Per affrontare il problema di una scelta logica di un sistema di analisi magnetica per Adone, abbiamo proceduto ad una classificazione preliminare dei campi magnetici che potrebbero venire utilizzati. Questa classificazione può farsi da molti punti di vista diversi.

(x) - Naturalmente questo argomento non vale per magneti superconduttori. Sull'opportunità di escludere o meno magneti criogenici torneremo nel par. IIIF.

Si possono usare, per esempio, sia criteri topologici⁽⁵⁾ che le proprietà di simmetria del campo magnetico. Il secondo approccio suggerisce un gran numero di soluzioni che non appaiono in referenza (5); tuttavia nessuna di queste soluzioni è in grado di competere con quelle ivi elencate. Pertanto non riportiamo qui la classificazione basata sulle proprietà di simmetria limitandoci a sottolineare il fatto che il duplice studio permette di concludere che molto probabilmente non sono state trascurate soluzioni possibili interessanti.

Dal punto di vista topologico i magneti possono essere suddivisi in due classi:

A. Magneti nei quali le bobine non sono concatenate con la ciambella di Adone.

B. Magneti che sono concatenati con la ciambella. In questo caso per rimuovere il magnete è necessario o tagliare le bobine oppure aprire la ciambella.

Sia per i magneti della classe A che per quelli della classe B vi sono casi in cui non si ha né il campo magnetico né gradiente sull'orbita dell'anello di accumulazione. Nelle figure 5 e 6 queste topologie sono state identificate con un asterisco.

Per tutte le soluzioni per cui non si ha alcuna perturbazione magnetica sull'orbita di Adone le particelle devono necessariamente attraversare o i conduttori della bobina oppure gli schermi di materiale magnetico. Il disegno può però sempre essere alterato in modo da lasciar libera una finestra per il passaggio delle particelle rinunciando in qualche misura alla assenza di perturbazioni sull'orbita.

Si possono individuare pochi tipi fondamentali di campo magnetico per ciascuna classe, che vengono identificati per mezzo delle loro proprietà topologiche; ciascun tipo può dar luogo a diverse forme. Per far ciò immaginiamo sia deformazioni plastiche che riordinamenti, ma non tagli, delle bobine.

Quattro disegni della classe A derivano dalla geometria fondamentale del magnete a conduttori coassiali A1a* (fig. 5). Il disegno A1b è stato considerato da L. Jones e, più recentemente, da K. Steffen⁽¹⁶⁾ per il progetto di anello da accumulazione e^+e^- da 3 GeV da costruire presso DESY. Lo sviluppo A1c* è stato considerato da G.K. O'Neill⁽⁴⁾. La forma A1d è stata proposta da M. Bernardini et al.⁽³⁾.

Mentre tutti i disegni della categoria A1 sono simmetrici rispetto al piano contenente i fasci, nelle geometrie A2 le correnti da parti opposte del piano mediano sono antiparallele. Il più semplice esempio è il solenoide trasversale A2a di figura 5. Il disegno A2b* è ottenuto da A2a con l'aggiunta di un volume a campo magnetico nullo sull'orbita⁽⁵⁾. Tale volume è ottenuto inserendo al centro del disegno A2a il tratto centrale del disegno A1c e invertendo una delle correnti; il flusso di B viene guidato sopra e sotto la ciambella per mezzo di schermi di ferro nei quali si apre una finestra per il passaggio delle particelle.

Il disegno fondamentale della classe B è il solenoide longitudinale B1a della figura 6. Per ridurre l'effetto del campo magnetico sui fasci circolanti si può ricorrere ai solenoidi totalmente o parzialmente compensati B1b* e B1c. Il solenoide longitudinale totalmente o parzialmente compensato è stato preso in considerazione per Adone dal gruppo Frascati-Padova⁽⁶⁾ ed è stato scelto, nella versione superconduttore, per il progetto di magneti degli anelli e^+e^- da 3 GeV/c di Stanford⁽¹⁹⁾ e nella versione non superconduttore da Osborne e coll.⁽¹⁸⁾ per gli anelli del CEA. I disegni B1a, B1b* e B1c possono essere ulteriormente sviluppati in modo da giungere a disegni in cui le correnti sono più concentrate (è questo il caso, per esempio, di una coppia di bobine di Helmholtz).

III - PRECISIONE DI MISURA DEL MOMENTO CON CAMERE A SCINTILLA IN CAMPO MAGNETICO.

La precisione con cui permettono di localizzare il punto di attraversamento di una particella carica, la possibilità di essere comandate e il breve tempo di sensibilità fanno delle camere a scintilla un ottimo strumento di misura della curvatura della traiettoria di una

particella carica in campo magnetico.

Il primo problema che si incontra è quello della scelta tra camere ottiche e camere digitizzate come punto di partenza del progetto del magnete. L'uso di camere ottiche complica infatti la costruzione del magnete a causa dello spazio che deve essere lasciato libero sia dalle bobine che dal ferro per poter fotografare il volume utile di campo. Dopo attento esame del problema si è giunti alla conclusione che nella versione iniziale del sistema magnetico le camere ottiche sono tuttavia da preferirsi alle camere digitalizzate per le seguenti ragioni: (1) mancanza di informazioni sufficienti sulla distribuzione energetica ed angolare dei fondi; (2) relative complicazioni e bassa frequenza di alcuni degli eventi che si vogliono studiare; (3) possibilità di introdurre in un secondo tempo camere digitalizzate in un campo magnetico disegnato per camere ottiche (il viceversa non è vero); (4) maggiore semplicità di costruzione ed esercizio.

Per queste ragioni si è deciso di fissare le proprietà del campo magnetico pensando di far uso di camere a scintille ottiche per misurare la curvatura delle tracce.

Camere di tipo diverso richiedono campi magnetici di intensità e lunghezza diverse per ottenere una fissata risoluzione in momento. Con lo scopo di ricavare queste informazioni in questo capitolo discuteremo, al meglio delle nostre attuali conoscenze, le risoluzioni ottenibili con quattro tipi di camere a scintille ottiche: (A) camere convenzionali; (B) camere a gap molto larga; (C) camere a streamer; (D) camere a larga gap. L'analisi che viene presentata è alquanto più approfondita dello stretto necessario, ma a nostro giudizio contiene elementi e vi sono raccolte informazioni che ne giustificano l'estensione.

Naturalmente questo studio non serve ad altro che a fissare le caratteristiche del campo magnetico e non pregiudica affatto l'uso, nello stesso magnete, di sistemi di camere a scintilla digitalizzate. Al contrario, è questa una soluzione che noi riteniamo vada senza altro adottata, almeno in un secondo tempo, se si vogliono pienamente utilizzare le informazioni ricavabili dalla combinazione Adone-sistema magnetico - Tuttavia non si è creduto opportuno progettare il magnete per questa sola possibilità e inoltre non pensiamo che il sistema di camere da montare sul magnete per le prime esperienze possa essere diverso da un sistema di camere ottiche.

Per la scelta delle caratteristiche del sistema magnetico si è supposto che le camere ottiche siano immerse in un campo magnetico uniforme B di lunghezza L perpendicolare alla traiettoria. La freccia X di una particella di impulso p è legata al raggio R e alla curvatura $C = 1/R$ dalle ben note relazioni

$$(3.1) \quad X = \frac{L^2}{8R} = \frac{L^2 C}{8} .$$

La seconda, combinata con la

$$(3.2) \quad C = \frac{3B}{p} 10^{-4} \text{ (unità: cm}^{-1}\text{, kG, GeV/c),}$$

dà

$$(3.3) \quad X = \frac{3}{8} \frac{L^2 B}{p} 10^{-4} \text{ (unità: cm, kG, GeV/c).}$$

Gli errori ΔX e ΔC sulla freccia e sulla curvatura sono ovviamente legati:

$$(3.4) \quad \Delta X = \frac{L^2 \Delta C}{8}$$

e la precisione relativa sul momento è:

$$(3.5) \quad \frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta X}{X} = \frac{\Delta C}{C} = \frac{p}{3B} \Delta C 10^4 \quad (\text{unità: cm}^{-1}, \text{ kG, GeV/c}).$$

Se l'errore ΔX non dipende da L , il che accade per esempio nel caso in cui lo scattering multiplo della particella sia trascurabile, si ha

$$(3.6) \quad \frac{\Delta p}{p} = \frac{8}{3} \frac{p}{L^2 B} \Delta X 10^4 \quad (\text{unità: cm, kG, GeV/c}).$$

Se la traiettoria forma un angolo β , anzichè $\beta = 90^\circ$, con \vec{B} si ha immediatamente

$$(3.7) \quad \left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{\beta}^2 \simeq \left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{\beta = 90^\circ}^2 \sin^2 \beta + \frac{\Delta \beta^2}{\text{tg}^2 \beta},$$

ove $\Delta \beta$ è l'errore sulla determinazione dell'angolo β errore che di solito varia con β attraverso vari parametri, fra i quali: (a) la lunghezza di traccia analizzata; (b) la precisione di misura di posizione delle camere a scintilla (soprattutto in sistemi di camere a larga gap); (c) la precisione di misura del sistema fotografico.

La valutazione di questi effetti dipende essenzialmente dalle caratteristiche specifiche del dispositivo sperimentale sicchè non è possibile dare previsioni di validità generale. Quello che si può dire è che gli effetti elencati agiscono in sensi opposti con un larga compensazione reciproca e sembra ragionevole valutare orientativamente la (3.7) con $\Delta \beta = \text{cost.}$ Per $(\Delta p/p)_{\beta = 90^\circ} \simeq \pm 2.0\%$ la (3.4) dice che, con valori di $\Delta \beta$ ragionevoli ($\Delta \beta \simeq 10^{-2}$) $(\Delta p/p)$ diminuisce al diminuire di β a partire da $\beta = 90^\circ$ per poi aumentare decisamente per $\beta \approx 20^\circ$ (sottolineamo il fatto che questa interessante osservazione non è molto nota, (cfr. la fig. 7). Se $(\Delta p/p)$ è invece più piccolo, la migliore risoluzione si ha per $\beta = 90^\circ$. Da ciò segue che per le risoluzioni a cui siamo interessati ($2 + 3\%$) è sufficiente considerare il caso in cui l'impulso è perpendicolare al campo. Nel resto di questo capitolo quindi ci occuperemo della precisione di misura in un campo magnetico uniforme allorchè le traiettorie sono perpendicolari a \vec{B} e quindi ai piatti delle camere a scintilla; accenneremo solo brevemente al caso in cui le traiettorie formano un angolo diverso da 90° con \vec{B} .

IIIA - Camere a scintilla convenzionali -

Queste camere hanno gap comprese tra 5 e 10 mm. Lo scarto quadratico medio misurato di una scintilla anche in presenza di campo magnetico⁽⁴⁾ è $\pm 0,028$ cm allorchè la traiettoria non è troppo inclinata (questo errore comprende anche il piccolo errore dovuto al sistema di misura); assumeremo nel seguito $\pm 0,03$ cm. Consideriamo 3 camere a scintilla a molte gap nel campo magnetico con piatti di alluminio di 22 μ di spessore (pari a 2,5 10^{-4} lunghezze di radiazione) paralleli al campo magnetico. Indichiamo con n_1 il numero di gap della prima e della terza camere poste a distanza L , e n_2 il numero di gap della seconda che sta in centro e dista $L/2$ da entrambe. L'errore di misura ΔX sulla freccia è dovuto essenzialmente all'errore di misura nelle tre camere ed allo scattering multiplo nella seconda. L'errore di misura nella seconda camera diminuisce come $\sqrt{n_2}$, mentre l'errore sulla posizione nella terza come effetto dello scattering multiplo nella seconda cresce come $\sqrt{1+n_2}$ (radice del numero dei piatti). E' quindi possibile scegliere n_2 in modo da minimizzare la somma quadratica di questi due errori in funzione di L ; si ottiene per $p = 1,5$ GeV/c, la curva continua di figura 8, assumendo per la correzione di Molière sugli spessori $(1 + \xi) = 0,70$. Aumentando n_1 la precisione di misure sulla prima e la terza camera si può fare piccola a piacere; in figura è disegnata come linea tratteggiata il valore di n_1 che, per ogni L , aumenta a $p = 1,5$ GeV/c l'errore ΔX del 10% rispetto al valore per $n_1 = \infty$. Poichè sia n_1 che n_2 sono proporzionali a p , il numero di gap che minimizza l'errore totale diminuisce con l'impulso da analizzare. Ovviamente è opportuno minimizzare l'errore all'impulso massimo. Con questa scelta di n_1 ed n_2 otteniamo per ogni L un diverso valore di ΔX :

$$(3.8) \quad \Delta X = \pm 1,10 \left[1,65 \cdot 10^{-6} \left(\frac{1,5}{p}\right) L + 7,5 \cdot 10^{-10} \left(\frac{1,5}{p}\right)^2 L^2 \right]^{1/2}$$

(unità: cm, GeV/c)

L'andamento in funzione di L di ΔC , legato a ΔX dalla (3.4), per $p = 1,5$ GeV/c è disegnato in figura 9 (curva A). In figura la scala di destra delle ordinate dà, in base alla (3.5), il campo magnetico che è necessario per avere a $p = 1,5$ GeV/c la risoluzione $\Delta p/p = \pm 2,0\%$. Dalla figura si ricava che la lunghezza di traccia necessaria a $B = 3,0$ kG per una risoluzione del 2,0% è pari a circa 95 cm. In corrispondenza a questa lunghezza dalla figura 8 si ricava $n_2 \simeq 12$ e $n_1 \simeq 1$. Si vede quindi che una notevole precisione di misura è richiesta soltanto per la misura del centro della traccia. Naturalmente è possibile ridurre n_2 aumentando il $\Delta p/p$ e allontanandosi dalle condizioni di ottimo che ci hanno portato alla (3.8).

Nelle condizioni di ottimo e per $L < 200$ cm e $p > 0,5$ GeV/c il secondo termine della (3.8) dà un contributo minore del 15%. Quindi per le condizioni che ci interessano

$$(3.9) \quad \Delta C \simeq \pm \frac{1,1 \cdot 10^{-2}}{L^{3/2}} \left(\frac{1,5}{p}\right)^{1/2}.$$

Si può infine scrivere esplicitamente, per la (3.5),

$$(3.10) \quad \frac{\Delta p}{p} \simeq \pm \frac{56}{BL^{3/2}} \left(\frac{p}{1,5}\right)^{1/2}$$

(unità: cm, kG, GeV/c; $L < 200$, $p > 0,5$),
variare

che è valida se i numeri di gap n_1 ed n_2 vengono fatti variare proporzionalmente ad $1/L$, come indicato in figura 8.

E' opportuno ricordare che in questo tipo di camere le tracce che formano angoli maggiori di $\sim 30^\circ$ con la normale ai piatti vengono misurate con precisione inferiore a quella sopracitata. Questo rappresenta una limitazione in un sistema a grande angolo solido.

III B - Camere a gap molto larga⁽⁷⁾ (≈ 40 cm). -

Le notizie riportate in questo paragrafo sono prese dal lavoro pubblicato da Strauch e coll.⁽⁸⁾ e dal più recente rapporto di Aronson et al.⁽⁹⁾; alcuni dati sono stati ottenuti in discussioni avute nell'agosto 1966 con gli autori di entrambi questi lavori.

I problemi a cui si va incontro allorchè si usano camere a gap molto larga sono:

1) tracce singole che formano angoli compresi tra 20° e 45° con la normale ai piatti sono più deboli e più sottili delle tracce a zero gradi⁽⁸⁾; oltre i 45° le tracce diventano molto brutte.

2) L'assorbimento di energia da parte di una traccia ai danni di un'altra traccia contemporanea è forte: perfino per tracce a zero gradi l'efficienza di rivelazione di una seconda particella può essere del 97% o meno⁽⁹⁾ e la differenza di luminosità tra due tracce simultanee parallele e di uguale ionizzazione può essere molto grande⁽⁹⁾. Questo effetto viene molto ridotto od aumentando la tensione applicata oppure separando la zona ove avviene la scarica dei piatti metallici per mezzo di materiale isolante⁽¹⁰⁾. Notiamo che un'alta efficienza per tracce multiple è essenziale dato che si ha una sola scintilla per traccia; nel caso di camere convenzionali si può avere una efficienza per gap relativamente bassa dato che si hanno più gap.

3) Il tempo di sensibilità della camera è di circa $5\mu s$ e fino ad ora non si è trovato nessun composto chimico che, giunto al gas della camera, riduca tale tempo senza abbassare

l'efficienza⁽⁸⁾.

La precisione nella misura di momento è stata ottenuta direttamente confrontando sia le curvature delle traiettorie di uno stesso mesone μ di raggi cosmici in due camere da 35 cm poste in un campo magnetico di 13,3 kG⁽⁸⁾ che misurando in una sola camera di 40 cm in un campo magnetico di 5,2 kG le particelle di un fascio di 0,395 GeV/c molto ben monoenergetico⁽⁹⁾; Poichè l'effetto dello scattering multiplo era trascurabile in entrambe le misure prendendo $\Delta X = \text{costante}$ possiamo confrontarle tra loro normalizzandole alle stesse condizioni e applicando la.(3.4) e la.(3.5). Scegliamo

lunghezza di traccia in campo magnetico	$L = 60 \text{ cm}$
momento	$p = 1,5 \text{ GeV/c}$
campo magnetico	$B = 3,0 \text{ kG}$

Da referenze (8) e (9) otteniamo rispettivamente

$$(3.11) \quad \frac{\Delta p}{p} = \pm 1,4 \cdot 10^{-2} \left(\frac{1,5 \text{ GeV/c}}{1,0 \text{ GeV/c}} \right) \left(\frac{13,3 \text{ kG}}{3,0 \text{ kG}} \right) \left(\frac{32,5 \text{ cm}}{57,5 \text{ cm}} \right)^2 = \pm 3,0\%$$

$$\frac{\Delta p}{p} = \pm 1,1 \cdot 10^{-2} \left(\frac{1,5 \text{ GeV/c}}{0,395 \text{ GeV/c}} \right) \left(\frac{5,2 \text{ kG}}{3,0 \text{ kG}} \right) \left(\frac{37,5 \text{ cm}}{57,5 \text{ cm}} \right)^2 = \pm 3,1\%$$

Ne concludiamo che i due lavori sono in buon accordo e che, se si trascura lo scattering multiplo, con $L = 60 \text{ cm}$ e $B = 3,0 \text{ kG}$ si ottengono risoluzioni non lontane da quelle richieste ($\pm 2,0\%$).

Nel fare il confronto si è tenuto conto che la lunghezza d del segmento di traccia la cui posizione può considerarsi indipendente dal resto della traccia è funzione del campo elettrico applicato⁽⁸⁾ e vale 2,5 cm a 11 KV/cm e 4 cm a 6 KV/cm. Nelle misure citate sono stati misurati solo tre punti per traccia; come vedremo il resto dei calcoli di questo paragrafo si basa sull'uso di molti punti.

La fluttuazione incoerente nella posizione di un segmento di lunghezza d è di $\pm 6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$ ⁽⁸⁾, come sopra definito³. A 11 KV/cm ci sono 4 informazioni indipendenti in 10 cm di traccia, di modo che le camere a gap molto larga permettono una precisione intrinseca di $\pm 3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$ per ogni 10 cm di traccia. Trascurando distorsioni coerenti di origine sistematica, che possono essere corrette, all'errore sulla freccia contribuiscono però tre termini: lo scattering multiplo, le fluttuazioni incoerenti e l'errore del sistema di misura.

Lo scattering multiplo di una lunghezza L di gas, di lunghezza di radiazione L_0 , dà un errore quadratico medio sulla freccia eguale a^(11,12)

$$(3.12) \quad \Delta X_{SM} = \pm \frac{1}{4\sqrt{6}} \frac{21 \text{ MeV}}{\text{pv(MeV)}} \sqrt{\frac{L}{L_0}} (1 + \xi) L$$

dove ξ è la correzione di Molière. Nelle condizioni medie che ci interessano sia per l'elio che per il neon e l'alluminio si può prendere il valore $(1 + \xi) = 0,70$, già usato, commettendo un errore inferiore al 3%. L'errore sulla freccia dovuto allo scattering multiplo è quindi proporzionale a $L^{3/2}$; con $L_0 = 3 \cdot 10^4 \text{ cm}$ per la miscela neon-elio otteniamo

$$(3.13) \quad \Delta X_{SM} = \pm 5,8 \cdot 10^{-6} \left(\frac{1,5}{\text{pv}} \right) L^{3/2} \text{ (unità: cm, GeV/c).}$$

Il numero di punti indipendenti lungo la traccia che possono essere misurati cresce come L , così che l'errore ΔX_F sulla freccia dovuto sia alle fluttuazioni incoerenti dei punti misurati che al dispositivo di misura è proporzionale a $L^{-1/2}$.

Detto Δz l'errore su un singolo punto, si pongono due problemi: quanto vale Δz e come ΔX_F è legato a Δz e al numero di punti misurati.

Sappiamo che il contributo a Δz dovuto alle sole fluttuazioni incoerenti è $\pm 6 \cdot 10^{-3}$ cm; a questo va aggiunto, nel caso presente in cui si pensa di fotografare un grande volume su di un solo fotogramma, l'effetto della grana del film che prendendo 2μ di diametro per i grani dell'emulsione ed un fattore di riduzione dallo spazio al film di 50, contribuisce $\pm 10^{-2}$ cm (questo effetto è trascurabile per le riduzioni usate nelle misure dei lavori (8) e (9) e non compare nelle (3.11)). Inoltre la precisione di misura non può essere migliore di $\pm 5 \cdot 10^{-3}$ cm sul tavolo e quindi di circa $\pm 1,5 \cdot 10^{-2}$ cm nello spazio reale. (Notiamo che in riferimento (8) si ha $\pm 0,2 \cdot 10^{-3}$ cm nello spazio, che non può certamente applicarsi ad un complesso di camere di 2 metri di diametro quali noi pensiamo di avere). Trascurando inoltre tutte le distorsioni coerenti, sia fotografiche che dovute agli spostamenti delle tracce per effetto di $\vec{E} \wedge \vec{B}$, in quanto si possono correggere, si ottiene $\Delta z = \pm 1,9 \cdot 10^{-2}$ cm. Vogliamo sottolineare il fatto che questo valore Δz si ottiene pensando di fotografare un grande volume su un solo fotogramma, e di misurare detto fotogramma con una precisione buona ma non spinta, in condizioni cioè molto più sfavorevoli di quelle dei lavori (8) e (9) che hanno portato alle risoluzioni (3.11).

Detto m_1 il numero di misure agli estremi della traiettoria prese a distanza $d (= 2,5 \text{ cm a } 11 \text{ KV/cm})$ l'una dall'altra, e m_2 il numero di misure al centro è facile convincersi che una scelta ragionevole è

$$(3.14) \quad m_2 = 2 m_1$$

Fissata una lunghezza di traccia L ed aumentando m_1 ed m_2 l'errore ΔX_F diminuisce ma non come $\sqrt{m_1}$ in quanto la lunghezza efficace di traccia diminuisce anch'essa, dato che le misure vanno prese sempre a distanza d l'una dall'altra. Introdotta la lunghezza D tale che

$$(3.15) \quad m_1 = \frac{L}{D}$$

si può ricavare, in prima approssimazione e per valori di m_1 tali che $m_1 d \ll L$,

$$(3.16) \quad \Delta X_F \simeq \pm \left(1 + \frac{2d}{D}\right) \sqrt{\frac{D}{L}} \Delta z.$$

Il primo fattore dà l'aumento di ΔX_F dovuto all'accorciamento della traccia efficace, il secondo la diminuzione dovuta all'aumento del numero di misure. Con $\Delta z = \pm 1,9 \cdot 10^{-2}$, $d = 2,5 \text{ cm}$ e $D = 30 \text{ cm}$ (cioè un numero totale di $4L/D = 8$ misure su una traccia di 60 cm) si ha

$$(3.17) \quad \Delta X_F \simeq \pm \frac{0,12}{L^{1/2}} \quad (\text{unità: cm}).$$

Combinando quadraticamente le (3.13) e (3.17) ed usando della (3.4) si ottiene la curva B di figura 9. Si vede che con $B = 3,0 \text{ kG}$ per avere $\Delta p/p = \pm 2,0\%$ si deve scegliere, a $p = 1,5 \text{ GeV/c}$, $L = 95 \text{ cm}$.

Per $L < 120 \text{ cm}$ lo scattering multiplo aumenta l'errore ΔX_F dovuto alle fluttuazioni ed agli errori di misura meno del 15%. Si può allora scrivere, per la (3.17) e la (3.4),

$$(3.18) \quad \Delta C \simeq \pm \frac{0,96}{L^{1/2}} \quad (\text{unità: cm; } L < 120)$$

ed infine

$$(3.19) \quad \frac{\Delta p}{p} \simeq \pm \frac{4,8 \cdot 10^3}{BL^{5/2}} \frac{p}{1,5} \quad (\text{unità: cm, kG, GeV/c; } L < 130).$$

Nelle considerazioni che precedono L è la lunghezza di traccia in una singola camera in campo magnetico; in pratica può apparire conveniente suddividere la camera in due parti. E' allora opportuno realizzare piatti di fili sottili e distanziati il che non complica i problemi di fotografia e non introduce scattering multiplo apprezzabile. A causa delle distorsioni agli estremi della traccia, le misure delle due gap vanno però considerate come indipendenti e data la forte dipendenza della (3.19) da L è necessario aumentare notevolmente la lunghezza totale di traccia per avere la stessa risoluzione, il che si ottiene passando da 95 cm a circa 170 cm.

III C - Camere a streamer -

Gli elementi riportati in questo paragrafo sono ricavati dal rapporto (13) e, in maggior misura, da discussioni avute con A. Odian e F. Villa nell'agosto 1966. Sottolineamo il fatto che nella camera del gruppo di Mozley⁽¹³⁾, la più grande sinora costruita (30 x 200 x 150 cm³), soltanto recentemente sono state viste tracce.

Come è noto il problema principale delle camere a streamer è la scarsa luminosità. I migliori film veloci attualmente disponibili hanno una efficienza quantica dell'1% circa, più piccola per un ordine di grandezza rispetto all'efficienza di un intensificatore di immagini ideale, che in linea di principio può raggiungere il 10-20%. La Kodak sta attualmente tentando di produrre un film sperimentale la cui risposta spettrale sia simile allo spettro emesso dagli streamer in miscela Ne+He. Il film sperimentale precedente (tipo 340 R) ha un rapporto segnale-fondo migliore del Kodak 2475 ed è almeno altrettanto rapido.

In una camera a streamer si osservano un massimo di 10 streamer per cm in Ne+He; essi possono essere risolti soltanto lasciando diffondere gli ioni per un tempo lungo ($> 40 \mu\text{s}$); in questo caso la larghezza della traccia è di circa 0,6 cm. A tempi più brevi gli streamer si confondono; in una piccola camera di prova, nella quale non si hanno limitazioni dovute alla profondità di campo, e con un piccolo ritardo (150 nsec), la dispersione degli streamer intorno alla retta che meglio si adatta alle posizioni osservate è di $\pm 1,6 \cdot 10^{-2}$ cm. In una camera grande il minimo ritardo è dell'ordine di 400 nsec ed in tali condizioni le fluttuazioni incoerenti sarebbero $\pm 3 \cdot 10^{-2}$ cm⁽¹³⁾. Come nel caso precedente a questo errore vanno aggiunti altri contributi. Date le dimensioni della camera e le piccole luminosità occorre ridurre l'immagine almeno di un fattore 70 per avere una profondità di campo ragionevole; poichè i grani della pellicola rapida hanno diametri dell'ordine di 4μ si ha un errore nello spazio reale di $\pm 3 \cdot 10^{-2}$ dovuto soltanto a questo effetto. Si deve infine tener conto dell'errore del dispositivo di misura; che assumiamo, come nel caso precedente, di $\pm 1,5 \cdot 10^{-2}$ cm. Trascuriamo anche qui le distorsioni dovute alla fotografia e gli altri errori che possono essere corretti. Combinando i 4 errori citati, ricaviamo un errore totale nello spazio sulle posizioni di ogni streamer pari a $\Delta z = \pm 4,5 \cdot 10^{-2}$ cm.

La luminosità varia molto da streamer a streamer; se l'apertura della macchina fotografica è tale da vedere molti streamer, i più luminosi sono talmente luminosi da accrescere l'errore sulla determinazione della posizione. La scelta migliore sembra corrisponda a circa 2 streamer per cm⁽¹³⁾, il che, secondo le nostre notazioni, corrisponde a $d = 0,5$ cm. L'errore per 10 cm di traccia, in cui si possono eseguire venti misure indipendenti di posizione, è quindi $\pm 10^{-2}$ cm.

La dipendenza della risoluzione da B , L e p ottenuta nel caso delle camere a gap molto larga vale naturalmente anche nel caso delle camere a streamer. L'unica differenza in questo caso sta nei valori di Δz e di d . Naturalmente siamo ancora liberi di scegliere la grandezza D che determinerà il numero $4L/D$ di punti misurati in una traccia di lunghezza L ; prendendo questo numero eguale a 20 per $L = 60$ cm, si ha $D = 12$ cm e dalla (3.16)

$$(3.20) \quad \Delta X_F \approx \pm \frac{0,17}{L^{1/2}} \quad (\text{unità: cm}).$$

L'effetto dello scattering multiplo è senz'altro trascurabile in confronto con l'errore ΔX_F

e si ottiene

$$(3.21) \quad \Delta C \simeq \pm \frac{1,36}{L^{1/2}}$$

e inoltre

$$(3.22) \quad \frac{\Delta p}{p} \simeq \pm \frac{6,8 \cdot 10^3}{B L^{5/2}} \frac{p}{1,5} \quad (\text{unità: cm, kG, GeV/c}).$$

L'andamento di ΔC in funzione di L è rappresentato in figura 4 (curva C). Si vede che per a vere $\Delta p/p = \pm 2,0\%$ a $p = 1,5$ GeV/c e $B = 3,0$ kG deve essere $L \simeq 105$ cm.

La completa isotropia delle camere a streamer può essere vantaggiosamente usata in modo da non dover suddividere la lunghezza di traccia in più parti. E' infatti possibile disporre piatti trasparenti per esempio formati di fili, perpendicolari anzichè paralleli a \vec{B} , in modo che la traccia sia contenuta tutta in una sola camera. Il problema che allora rimane è quello fotografico della profondità di campo; attualmente si va incontro a difficoltà per profondità superiori a ~ 60 cm.

Per queste camere, come per le camere a gap molto larga sono richiesti impulsi di tensione di $5 \cdot 10^5$ Volt e più. Una certa quantità di spazio deve quindi essere sottratta al volume utile di campo magnetico per avere l'isolamento necessario. In pratica ciò significa che la lunghezza utile di traccia per queste camere è minore, in uno stesso magnete, di quella a disposizione delle camere del tipo A e D.

IIID - Camere a larga gap (~ 10 cm) -

Per misurare la curvatura si può far uso di tre camere a larga gap poste a distanza $L/2$ l'una dall'altra. E' stato proposto⁽⁴⁾ che i piatti di queste camere siano fatti di fili sottili e distanziati di modo che le tracce possono essere fotografate attraverso gli stessi piatti. L'effetto dello scattering multiplo nei fili può essere reso trascurabile con fili di 0,1 mm di diametro distanti 1,5 mm uno dall'altro. Detto $\pm \Delta x$ l'errore di misura in una camera si ha

$$(3.23) \quad \Delta X_F = \pm \sqrt{\frac{3}{2}} \Delta x.$$

Ricaviamo dalle considerazioni precedenti che se $\Delta x \gtrsim 10^{-2}$ cm anche lo scattering multiplo nel gas che si suppone riempia tutto il volume in cui si ha un campo magnetico è trascurabile, e si può quindi scrivere

$$(3.24) \quad \Delta C \simeq \pm 4 \sqrt{6} \frac{\Delta x}{L^2}$$

e

$$(3.25) \quad \frac{\Delta p}{p} \simeq \pm 5,010^4 \frac{\Delta x}{BL^2} \frac{p}{1,5} \quad (\text{unità: cm, kG, GeV/c}).$$

Per le camere a larga gap con piatti continui che vengano impulsive a 10 KV/cm non abbiamo informazioni dirette; sembra tuttavia ragionevole assumere che la precisione Δz sulla misura di ciascun tratto di traccia indipendente di lunghezza d sia analoga a quella che si ha per le camere a gap molto larga: $\Delta z \simeq \pm 1,9 \cdot 10^{-2}$ cm. Dei quattro segmenti di traccia indipendente che si hanno per $d = 2,5$ cm in una gap di 10 cm certamente i due estremi risultano distorti, perlomeno per tracce inclinate. Utilizzando soltanto i due centrale ricaviamo quindi $\Delta x \simeq \pm 1,35 \cdot 10^{-2}$ cm. In figura 9 abbiamo disegnato come curva D l'andamento di ΔC in funzione di L per $p = 1,5$ GeV/c e $B = 3,0$ kG; si ricava che con $L \simeq 105$ cm si ottiene

$$\Delta p/p = \pm 2,0\%$$

Non esistono informazioni sulla precisione di misura con camera a larga gap i cui piatti siano formati di fili; misure sono però attualmente in corso⁽¹⁵⁾. A priori non sembra tuttavia che i risultati debbano differire troppo da quelli ottenibili con piatti continui, se non si fa uso della informazione contenuta nei segmenti estremi della traccia.

III E - Confronto tra i diversi tipi di camere a scintilla. -

I quattro tipi di camere a scintilla discussi sono messi a confronto, per ciò che riguarda la loro utilizzazione nel sistema magnetico, nelle righe A B C e D della tabella 2. I dati

TABELLA 2

Camera	Errore di misura su 1 punto (cm)	Numero di misure in 10 cm	Errore su 10 cm di traccia (cm)
A. Convenzionale	$\pm 3,0 \cdot 10^{-2}$	16	$\pm 0,75 \cdot 10^{-2}$
B. Gap molto larga	$\pm 1,9 \cdot 10^{-2}$	4	$\pm 0,95 \cdot 10^{-2}$
C. Streamer	$\pm 4,5 \cdot 10^{-2}$	20	$\pm 1,0 \cdot 10^{-2}$
D. Larga gap	$(\pm 1,9 \cdot 10^{-2})$	2	$(\pm 1,35 \cdot 10^{-2})$
E. Gap molto larga*	$\pm 0,6 \cdot 10^{-2}$	4	$\pm 0,3 \cdot 10^{-2}$
F. Larga gap*	$(\pm 0,6 \cdot 10^{-2})$	2	$(\pm 0,4 \cdot 10^{-2})$

(*) - Limiti propri del tipo di camera.

relativi alle camere a larga gap sono tra parentesi dato che non sono risultati di misure dirette.

Nel caso A l'errore dominante è dovuto alle fluttuazioni delle scintille, mentre nei casi B e D gli errori dominanti sono dovuti alla fotografia di un grande volume su di un solo fotogramma ed agli errori di misura assunti; infine nel caso C le fluttuazioni incoerenti degli streamer e le dimensioni dei granuli della emulsione sono entrambi importanti. Poichè le righe B e D della tabella 2 non rappresentano gli errori propri dei due tipi di camere, nelle righe E ed F abbiamo riportato gli errori nel caso in cui le dimensioni del film sono tanto grandi che si raggiungono i limiti propri delle due camere,

Le proprietà delle quattro camere in un campo magnetico uniforme sono condensate, al meglio delle nostre attuali conoscenze, in figura 9 nelle dipendenze da L dell'errore ΔC sulla curvatura. Le dipendenze delle risoluzioni da B, L e p sono date, per gli errori di misura della tabella 2, dalle espressioni (3.10), (3.19), (3.22) e (3.25), che riportiamo in tabella 3 calcolate al massimo momento $p = 1,5 \text{ GeV}/c$.

Sottolineamo il fatto che le curve di figura 9 e le formule citate sono ottenute nell'ipotesi che si misuri un numero di punti per traccia che varia da tipo a tipo di camera.

Dall'insieme di questi dati si può concludere che gli errori sulla curvatura delle quattro camere non sono molti diversi per lunghezze di traccia dell'ordine di 100 cm, mentre differiscono sensibilmente per lunghezze minori. Dal punto di vista delle difficoltà di realizzazione le camere convenzionali con gap di $0,5 + 1,0 \text{ cm}$ risultano estremamente difficili da fotografare. Le camere a gap molto larga richiedono, come le camere a streamer, impulsi di tensioni molto grande: dell'ordine di $10 \text{ KV}/\text{cm}$ e quindi tensioni complessive di più di mezzo milione di Volt. Come si è detto è possibile dividere le prime in due parti, ma allora si ri-

TABELLA 3
(B in kG ed L in cm)

Camera	$\frac{\Delta p}{p}$ a 1,5 GeV/c	Validità
A. Convenzionale	$\pm 5,6 \cdot 10^{-2} B^{-1} (L/100)^{-3/2}$	$L < 200$
B. Gap molto larga	$\pm 4,8 \cdot 10^{-2} B^{-1} (L/100)^{-5/2}$	$L < 130$
C. Streamer	$\pm 6,8 \cdot 10^{-2} B^{-1} (L/100)^{-5/2}$	
D. Larga gap	$\pm 6,8 \cdot 10^{-2} B^{-1} (L/100)^{-2}$	

chiede una lunghezza totale di traccia maggiore. Le camere a streamer hanno il grande vantaggio, rispetto alle altre, della isotropia e quindi sono senz'altro da considerarsi tra gli sviluppi successivi del sistema magnetico in quanto non pongono limitazioni sulla direzione delle tracce; i problemi posti dalla profondità di campo e dalla produzione di impulsi brevi di alta tensione sono però attualmente piuttosto gravi ed inoltre il numero di punti da misurare per traccia è più grande che per le altre camere. Inoltre, come si è già detto, la presenza di altissime tensioni richiede spazi morti notevoli per evitare scariche verso altre parti del sistema.

Le camere a larga gap, eventualmente con i piatti formati di fili, sembrano promettenti come primo sistema di rivelazione. Purtroppo le informazioni esistenti sul loro funzionamento sono attualmente scarse; per questo si sta lavorando per misurarne direttamente le caratteristiche. Se funzioneranno come si prevede riteniamo piuttosto probabile che esse vengano effettivamente utilizzate almeno nel primo periodo di funzionamento del sistema magnetico.

Per quanto la scelta del tipo e delle dimensioni del campo magnetico non verrà fatta in base alle caratteristiche delle camere digitalizzate, riteniamo opportuno soffermarsi su di esse brevemente data la loro importanza in vista dei futuri sviluppi del sistema magnetico. Lo spessore medio di un piatto di una camera, i cui fili distino l'uno dall'altro 1 mm, può essere scelto compreso tra 1 e 2 volte lo spessore dei piatti delle camere convenzionali scelti per gli sviluppi del paragrafo III, A. D'altra parte è possibile misurare la posizione di una scintilla con una precisione che è pari ad $1/3$ della spaziatura tra i fili⁽¹⁵⁾. Se ne deduce che sia dal punto di vista degli errori che degli spessori dei piatti le camere a fili digitalizzati si comportano esattamente come le "camere convenzionali" e che quindi ad esse si applicano le formule già ottenute ed in particolare la

$$(3.26) \quad \frac{\Delta p}{p} \propto \frac{1}{BL^{3/2}} \quad (\text{camere a fili digitalizzate}),$$

purchè il numero di gap delle camere venga scelto variabile con L con l'andamento indicato in figura 8 ($n_{1,2} \propto 1/L$).

III F - Scelta dei parametri del magnete -

In figura 10 è riportato il disegno di una delle sezioni dritte di Adone ove il magnete andrà sistemato. Dal disegno si ricavano le massime dimensioni possibili per il magnete.

In questo paragrafo ci proponiamo di ricavare le dimensioni di un sistema magnetico che permetta di ottenere la risoluzione richiesta, $\Delta p/p = 2\%$, sull'angolo solido richiesto facendo uso per la misura di curvatura delle camere a scintilla le cui proprietà sono state ricapitolate nel paragrafo precedente. A tale scopo minimizzeremo il costo del magnete rispetto alle sue dimensioni sottolineando però il fatto che un calcolo di questo genere ha solo carattere indicativo per le approssimazioni che è necessario introdurre, per la arbitrarietà della

scelta di alcuni parametri e per la scarsa conoscenza di alcuni dei costi.

Il disegno base di molti dei magneti considerati nel Capitolo II è il solenoide schematicamente rappresentato in figura 6, disegno B1a. Per gli scopi presenti consideriamo sufficiente prendere in esame un solenoide di questo tipo, che abbia raggio L e lunghezza $2L$. Queste dimensioni sono tali da rendere il volume del campo magnetico di forma approssimativamente sferica, il che risulta particolarmente indicato dato che la zona di interazione, allorchè i fasci si incrociano ad angolo, è praticamente puntiforme. Naturalmente la ottimizzazione che faremo del prezzo di questo magnete si può grossolanamente applicare anche agli altri disegni similari (A2a, A2b, B1b, B1c). Naturalmente non è invece possibile estendere le conclusioni che otterremo al magnete a campo concentrato A1d, che va trattato separatamente, e neppure al quadrupolo a campo uniforme A1c.

Abbiamo ricavato nei paragrafi precedenti che la risoluzione ottenibile dipende dal campo B e dalla lunghezza L secondo la legge

$$(3.27) \quad \frac{\Delta p}{p} = h B^{-1} \left(\frac{L}{L_0}\right)^{-k};$$

h e k variano a seconda del tipo di camere impiegate, e si possono ricavare dalla Tabella 3. Volendo variare le dimensioni del magnete mantenendo la risoluzione costante si deve quindi rispettare la condizione

$$(3.28) \quad B \left(\frac{L}{L_0}\right)^k = \text{costante.}$$

Esistono due modi semplici di variare le caratteristiche del magnete: (a) densità di corrente γ nei conduttori costante; (b) potenza W costante. Le leggi di variazione delle diverse grandezze che interessano nei due casi sono riportate in Tabella 4.

TABELLA 4

Condizioni	Densità corrente γ	Potenza W	Peso bobine	Peso ferro
(a) γ costante	---	$\left(\frac{L}{L_0}\right)^{2-k}$	$\left(\frac{L}{L_0}\right)^{2-k}$	$\left(\frac{L}{L_0}\right)^{3-k}$
(b) W costante	$\left(\frac{L}{L_0}\right)^{k-2}$	-----	$\left(\frac{L}{L_0}\right)^{2(2-k)}$	$\left(\frac{L}{L_0}\right)^{3-k}$

Quindi solo per $k = 2$ si può avere contemporaneamente $\gamma = \text{cost}$ e $W = \text{cost}$.

Una scelta preliminare da compiere riguarda l'opportunità dell'uso di un magnete criogenico o superconduttore. Un esame del problema e dei relativi costi ci ha convinti della opportunità, nel caso presente, di una soluzione di questo genere, che comporta maggiori difficoltà tecniche senza un corrispondente risparmio.

Per la valutazione dei costi abbiamo assunto che il prezzo dell'alimentazione vari linearmente con W , e abbiamo normalizzato l'andamento ai prezzi degli alimentatori di 1 e 2 MW stabilizzati all'1% riportati nel paragrafo IVA. I prezzi della bobina e del ferro sono stati supposti proporzionali ai rispettivi pesi. Con questa ipotesi è possibile ricavare dal progetto di un magnete solenoide l'andamento del costo con L per ogni valore di k .

In base alle conclusioni del Capitolo I la risoluzione da richiedere inizialmente è almeno $\Delta p/p \approx \pm 2\%$, mentre in futuro un miglioramento di un fattore $1/\sqrt{2}$ deve essere pos-

sibile raddoppiando la potenza. D'altra parte è necessario tener conto delle inevitabili incertezze insite nella discussione della precisione ottenibile con le camere a scintilla; ci siamo cautelati da possibili errori di valutazione con un fattore ≈ 1.4 sulla risoluzione decidendo di dimensionare il magnete per la potenza massima finale per un risoluzione pari a $\Delta p/p \approx \pm 1\%$, con una densità di corrente di $5,5 \text{ A/mm}^2$ in bobine di alluminio (la preferenza da attribuire all'alluminio rispetto al rame sarà chiara nel prossimo Capitolo) e utilizzando le camere ottiche, le cui caratteristiche sono riassunte nelle tabelle 2 e 3. Il fattore di sicurezza è tale da assicurare il raggiungimento della risoluzione richiesta anche per tracce non perpendicolari ai piatti delle camere A, B e D.

Dal punto di vista del raffreddamento variare le dimensioni del magnete a parità di densità di corrente è più significativo che a parità di potenza, dato che in questo modo i problemi di raffreddamento non cambiano; per questo si è scelto $\gamma = \text{cost}$.

In figura 11 è disegnato come linea continua il costo di un magnete di queste caratteristiche con $\gamma = \text{cost}$ compresa l'alimentazione e per $k = 5/2$ in funzione di L, cioè si pensa di far uso di camere a gap molto larga o di camere a streamer. Per $k = 2$ (camere a larga gap) la variabilità del costo con L ha andamento opposto, rispetto a $k = 5/2$ (curva tratteggiata).

Al costo del magnete va aggiunto il costo delle camere a scintilla. Valutazioni di questi costi sono estremamente difficili a questo stadio, ma chiaramente la dipendenza dei costi dalle dimensioni del sistema sarà qualcosa di intermedio tra $(L/L_0)^2$ ed $(L/L_0)^3$ ed il loro ordine di grandezza è tale da rendere il costo del sistema (magnete + alimentazione + camere a scintilla) quasi indipendente da L per $k = 5/2$ ed una funzione crescente con L per $k = 2$.

In base a queste considerazioni la scelta $L = 110 + 120 \text{ cm}$ cioè circa il massimo valore possibile, appare giustificata, tenendo anche conto del fatto che dalla figura 9 si ricava che per questo valore di L le risoluzioni ottenibili con i quattro tipi di camere a scintilla discussi sono praticamente coincidenti. In corrispondenza a questo valore di L si ha $W = 2\text{MW}$ e $B \approx 4,2 \text{ kG}$. Questi numeri serviranno di base ai progetti del prossimo Capitolo.

L'andamento del costo del magnete in funzione di L per $k = 3/2$, cioè se si pensa di far uso per esempio di camere a fili digitizzate, favorisce invece la scelta di valori di L più piccoli. E' qui che la decisione di basare il progetto di magnete sull'uso di camere ottiche interviene. Naturalmente è possibile un compromesso, che però non varia molto il costo del sistema, che riduca L a valori dell'ordine di circa 80 cm. Così facendo è però necessario tener presente che più piccolo è L maggiore è la percentuale di volume di campo magnetico che risulta non utilizzata per la misura di curvatura a causa degli inevitabili spazi morti.

III G - Le camere vicine alla zona di interazione e le camere pesanti -

Per quanto non intervengano nella scelta delle caratteristiche del magnete, riteniamo utile soffermarci brevemente su due tipi di camere che sono molto importanti nell'utilizzazione del sistema magnetico.

Le camere vicine alla zona di interazione hanno lo scopo di "vedere" le particelle che hanno un breve cammino di decadimento (p.es. K_1^0 , Λ^0 , Σ^\pm). Esse debbono essere in grado di coprire un tratto non troppo piccolo del percorso dei prodotti di decadimento e, nella maggior parte delle esperienze, assolveranno anche alla funzione di una delle camere che servono per la misura del momento delle particelle. Ciò accade certamente allorchè si fa uso, per la misura del momento, di camere a gap molto larga e di camere a streamer.

Al di là del campo magnetico è poi necessario disporre le camere pesanti necessarie e distinguere i pioni dai mesoni μ e dagli elettroni (cfr. il paragrafo IB e la Tabella 1). Sembrava ragionevole far uso di camere convenzionali aventi per piatti lastre di ferro di circa 1 cm di spessore. Con una trentina di piatti di questo genere si ha una camera equivalente a circa 20 lunghezze di radiazione e circa 2 lunghezze di collisione. Le interazioni nucleari dei pioni e gli sciami prodotti dagli elettroni dovrebbero quindi permettere una sufficiente discriminazione tra π , elettroni e μ .

Inoltre nella maggior parte dei disegni di magneti che discuteremo nel seguito il ferro delle camere pesanti può venire utilizzato per il ritorno del flusso magnetico, ottenendo così un notevole risparmio di materiale. Nei costi dei magneti che presenteremo nel prossimo Capitolo il ferro per il ritorno del flusso magnetico è stato compreso. E' quindi sufficiente valutare il costo del resto del materiale e della lavorazione delle camere pesanti. Stimiamo che, per un sistema di camere che ricopra la superficie esterna del solenoide discusso nel paragrafo precedente (lunghezza $\sim 2,5$ m e raggio $\sim 1,2$ m), il costo escluso il ferro ma compresa l'alimentazione, si aggiri intorno ai 50 ML. Naturalmente questo costo non comprende il sistema di contatori per il comando.

IV - DESCRIZIONE COSTRUTTIVA DEI MAGNETI -

Come si è detto nella Introduzione, dei magneti discussi nel Capitolo II solo alcuni sono stati esaminati dal punto di vista della realizzazione tecnica. I magneti studiati sono quelli per cui almeno un gruppo sperimentale ha dimostrato interesse.

Le caratteristiche imposte ai magneti a campo uniforme sono quelle discusse nel paragrafo IIF: $L = 110 + 120$ cm, $B = 4,2$ kG e $W = 2$ MW (per $W = 1$ MW si ha quindi $B = 3$ kG). Queste richieste sono state applicate anche al quadrupolo a campo uniforme A1c, per quanto esso non ricada direttamente nelle considerazioni del paragrafo IIIF. La scelta delle caratteristiche del magnete a campo concentrato A1d è stata fatta direttamente dal gruppo proponente⁽³⁾.

Le dimensioni riportate nelle figure del presente Capitolo sono naturalmente indicative e potranno variare, insieme ai dettagli costruttivi, anche di $10 + 20$ cm (cfr. fine del paragrafo IIIF). Ai fini di una scelta tra i vari tipi gli elementi riportati sono però sufficienti dato che tutti i magneti, o per lo meno quelli a campo uniforme, sono normalizzati alle stesse condizioni.

IVA - L'alimentazione del magnete -

Secondo le scelte dei paragrafi IC e IIIF, i magneti verranno progettati per una potenza di 2 MW, onde avere la possibilità di migliorare in un secondo tempo la risoluzione in momento. Infatti un $\Delta p/p \simeq \pm 2\%$, quale è inizialmente richiesto, può ottenersi con 1 MW di potenza (in realtà se si raggiungono le previsioni del Capitolo III, a 1 MW si ottiene $\simeq \pm 1,4\%$).

Al costo complessivo del sistema magnetico il costo dell'alimentatore contribuisce notevolmente. Si è quindi ritenuto necessaria una raccolta di dati sui costi, per quanto si tratti di comunicazioni verbali, che sono naturalmente suscettibili di variazione al variare del mercato.

In Tabella 5 sono riportati i costi di tre diversi alimentatori da 1 MW. Come specificato nella Tabella stessa, il primo e il secondo alimentatore non sono stabilizzati ed erogano soltanto a 4 tensioni predeterminate (si tratta infatti di trasformatori e raddrizzatori). In questo caso è necessario misurare e registrare evento per evento il valore del campo magnetico, di cui occorre tener conto nella ricostruzione cinematica. Il terzo alimentatore è invece un alimentatore stabilizzato che fa uso di semiconduttori la cui tensione può essere variata con continuità.

E' inoltre utile, per valutare l'opportunità di comprare inizialmente un alimentatore da 1 MW e successivamente portare la potenza a 2 MW con l'acquisto di un altro alimentatore eguale, confrontare il costo di un alimentatore da 2 MW con il costo di due alimentatori da 1 MW. Questo confronto è riportato in Tabella 6.

Si ricava dalle tabelle che mentre la spesa aggiuntiva dovuta all'acquisto in tempi successivi di due alimentatori da 1 MW non è molto alta, un notevole risparmio si avrebbe impiegando alimentatori non stabilizzati invece che stabilizzati. A nostro giudizio però questa scelta può essere giustificata soltanto in base a serie difficoltà di bilancio.

TABELLA 5

(Alimentatori da 1 MW: prezzi in ML)

	Alim. 1 (non stabilizzato con commutatore a 4 scatti non sot- to carico)	Alim. 2 (non stabilizzato con commutatore a 4 scatti sotto ca- rico)	Alim. 3 (stabilizzato 1°/oo, regolabile con con- tinuità)
Alimentatore	11	15	36
Misuratore campo magnetico	2	2	--
Accessori (inter- ruttori, cavi, se- zionatori, ecc.)	9	9	9
Imprevisti	5	5	5
Totale	27	31	50

TABELLA 6

(Alimentatori da 2 MW; prezzi in ML)

	Alim. 1		Alim. 2		Alim. 3	
	2 x 1 MW	2 MW	2 x 1 MW	2 MW	2 x 1 MW	2 MW
Alimentatore	22	16	30	20	72	65
Misuratore campo	2	2	2	2	--	--
Accessori	14	14	14	14	14	14
Imprevisti	10	10	10	10	10	10
Totale	48	42	56	46	96	89

In figura 12 abbiamo schematicamente rappresentato come è possibile collegare le bobine del magnete in modo da passare da 1 a 2 MW con l'acquisto di un secondo alimentatore.

IVB - Quadrupolo a campo uniforme (A1c) -

In figura 13 è riportato lo schema della soluzione costruttiva. Due bobine semicilindriche (A e B) creano campi magnetici normali all'asse dei fasci e paralleli al piano dell'orbita principale della macchina. Da un lato le due bobine terminano su di un disco di ferro (C) che scherma l'ambiente circostante dal flusso magnetico guidandolo da una bobina all'altra. Dal lato opposto l'azione schermante è realizzata dalla corona circolare (D) di ferro; l'azione di schermo è meno efficace che dal lato opposto ma permette l'uso di una macchina fotografica a grande profondità focale per fotografare nel loro insieme le camere a scintilla. Qualora si faccia uso di camere digitizzate il campo può essere reso più uniforme chiudendolo con un'altra piastra.

Sono stati fatti i calcoli preliminari dei costi per due soluzioni: una con le bobine in rame e l'altra in alluminio. I dati interessanti, insieme a quelli relativi agli altri magneti

considerati in questo Capitolo, sono stati riportati nella Tabella 7. Come si è detto il dimensionamento del magnete è tale per cui si possono raggiungere 4,2 kG con un alimentatore da 2 MW.

TABELLA 7

Magnete	B _{medio} a 2 MW (kG)	Volume in cui c'è B _{medio} (m ³)	Angolo solido piena risol. (sr)	Peso bobine (tonn)	Peso ferro (tonn)	Peso totale (tonn)	Costo Cu (o Al) (ML)	Costo ferro (ML)	Costo totale (ML)
Quadrupolo a campo uniforme A1c	4,2	8,7	7	12 (Cu) 6 (Al)	24	40 (Cu) 35 (Al)	60 (Cu) 50 (Al)	12	100 (Cu) 90 (Al)
Magnete a campo concentrato A1d	12	1,4	3	4,2 (Cu)	37	45	21 (Cu)	19	60 (Cu)
Solenoido trasver- sale compensato A2b	4,2	11	7	3,6 (Al)	54	62	30 (Al)	27	80 (Al)
Solenoido longitu- dinale compensato B1b	4,2	11	9	3 (Al)	46	56	25 (Al)	23	68 (Al)
Solenoido longitu- dinale parzialmente compensato B1c	4,2	11	9	3 (Al)	46	56	25 (Al)	23	68 (Al)

La perturbazione magnetica sull'ottica di Adone è pressochè nulla nella soluzione di base prospettata, ove le particelle provenienti dalle reazioni passano, oltre che attraverso le pareti della ciambella anche attraverso i conduttori della bobina; questi devono quindi essere delle minime dimensioni possibili compatibilmente con la potenza richiesta per l'alimentazione almeno nella zona centrale. Si è ricorsi perciò alla soluzione indicata in figura 14⁽⁴⁾; le particelle attraversano in media uno spessore di circa 0,15 lunghezze di radiazione di alluminio.

In questo caso il ferro per le camere a scintilla pesanti, che vanno montate all'esterno del campo magnetico, non costituisce parte integrante del circuito magnetico e nella valutazione dei costi totali il suo prezzo va quindi aggiunto. La forma cilindrica delle bobine può essere modificata (per esempio portata a quadrata) ma ciò complica il problema costruttivo.

Le due semibobine possono essere allontanate dall'area sperimentale senza aprire la ciambella della macchina. Questo fatto può costituire un vantaggio per gli sperimentatori che possono, in linea di principio, trasportare in un altro ambiente le semibobine per sistemarvi le apparecchiature di rivelazione; c'è però da dire che in pratica questi spostamenti presenteranno delle difficoltà dato il peso notevole delle bobine stesse.

Una variante a questa soluzione si ottiene disponendo lo stesso magnete con l'asse verticale. Ciò sarebbe vantaggioso dal punto di vista meccanico, ma presenta altri inconvenienti; per esempio la minima distanza dalla zona di interazione a cui si può mettere una camera a scintilla cresce notevolmente.

IVC - Magnete a campo concentrato (A1d) -

In figura 15 è illustrato questo magnete che, al contrario del precedente, produce un campo magnetico a gradiente nella zona utile. Con una potenza di 2 MW può produrre un campo magnetico massimo di circa 18 kG a circa 35 cm dall'asse della ciambella ed un campo magnetico medio, per i 50 cm della larghezza del polo, pari a circa 12 kG.

L'angolo solido che è possibile realizzare con questa soluzione è nettamente inferiore a quello delle soluzioni precedenti. Lo schermaggio della ciambella è assicurato dalle due espansioni A e le particelle debbono attraversare soltanto le pareti della camera a vuoto.

IVD - Solenoide trasversale compensato (A2b) -

In questa soluzione il magnete è costituito da due solenoidi (A e B in fig. 16) uguali tra loro che giungono fino alla ciambella e che creano campi magnetici aventi lo stesso verso.

La ciambella è schermata dal campo magnetico prodotto dai solenoidi ricorrendo alla soluzione illustrata in figura 16. Due semibobine (C e D) sono sistemate tra le due solenoidi; in corrispondenza alla ciambella è sistemato uno schermo di ferro che impedisce, cortocircuitandolo, al campo magnetico principale di perturbare l'ottica di Adone. Sullo schermo può essere avvolta una piccola bobina per favorire la rifrazione delle linee di flusso magnetico al passaggio fra l'area ed il ferro e compensare le cadute magnetiche del ferro stesso. Le dimensioni del corto circuito sono state calcolate con il criterio di mantenere l'induzione a valori inferiori a 15 kG. Il flusso magnetico viene convogliato dal disco di ferro terminale (E) nella camicia cilindrica (F) che funziona da giogo del magnete ed il cui ferro può essere utilizzato per le camere a scintilla pesanti. Lo schermaggio della ciambella, che riduce il valore dell'induzione sull'orbita della macchina, dipende dal fatto che le mezze bobine C e D sono connesse in serie con le bobine principali A e B, così che vi passa la stessa corrente indipendentemente dalle variazioni dell'alimentazione.

IVE - Solenoide longitudinale compensato (B1b) -

In questa soluzione (Fig. 17) vi è una bobina esterna (A) che produce un campo magnetico parallelo all'asse dei fasci, ed una interna (B) che produce un campo magnetico di verso opposto schermando così la ciambella. Il campo magnetico si chiude poi mediante un disco (C) posto ad una delle due estremità della bobina, un cilindro (D) posto all'esterno della bobina (A) (che è costituito di camere a scintilla pesanti) ed un cono (E) posto all'altra estremità della bobina. Nella zona di interazione lo spessore dei conduttori di alluminio della bobina (B) va ridotto per minimizzare le perturbazioni al moto delle particelle che lo attraversano. Naturalmente la densità di corrente necessaria alla compensazione nei disegni A1c, A2b, e B1b è sempre la stessa a parità di campo magnetico, e quindi anche lo spessore dei conduttori è lo stesso. Il campo magnetico massimo che si raggiunge utilizzando una potenza di 2 MW è, anche in questo caso, di 4,25 kG.

IVF - Solenoide longitudinale parzialmente compensato (B1c) -

Lo schema costruttivo è riportato in figura 18 e non richiede ulteriori chiarimenti. Anche in questo caso il ferro di ritorno del flusso magnetico può essere utilizzato per le camere a scintilla a piatti pesanti. Delle perturbazioni che i diversi tipi di magnete producono sulla orbita parleremo nel prossimo paragrafo.

IVG - Le perturbazioni sull'orbita -

Alcuni dei magneti descritti non producono, in linea di principio, alcuna perturbazione sull'orbita; essi sono il quadrupolo a campo uniforme (A1c), il magnete a campo concentrato (A1d), il solenoide trasversale compensato (A2b) ed il solenoide longitudinale compensato (B1b). Con l'esclusione del magnete a campo concentrato, gli altri tre disegni prevedono che le particelle attraversano le bobine che producono il campo. Come si è detto nel Capitolo II è sempre possibile con una modifica locale delle bobine aprire una finestra per il passaggio delle particelle. Naturalmente ciò porta ad avere un campo magnetico e gradienti sull'orbita. L'andamento indicativo delle perturbazioni che si otterrebbero per i tre magneti discussi sono riportati in figura 19. (E' inutile osservare che eseguita questa modifica sul solenoide longitudinale si giunge al solenoide longitudinale parzialmente compensato B1c).

L'opportunità o meno di eseguire tali modifiche fin dall'inizio dipende, evidentemente, dagli effetti che è possibile prevedere che le perturbazioni indicate abbiano sui fasci accumulati. Comunque terremo conto nel prossimo Capitolo del fatto che la possibilità di ridurre in un secondo tempo a zero lo spessore di materiale attraversato dalle particelle è una caratteristica positiva del disegno del magnete.

V - CONFRONTO FRA I DIVERSI DISEGNI DI CAMPO MAGNETICO -

VA - I criteri di scelta -

Come si è detto nella Introduzione, in questo Capitolo prendiamo in esame non soltanto i magneti proposti da almeno un gruppo sperimentale, i cui progetti di massima sono stati descritti nel precedente Capitolo, ma anche le altre possibili soluzioni illustrate nel Capitolo II.

Iniziamo con l'elencare una serie di domande le cui risposte permettono, a nostro giudizio, una valutazione ragionevolmente obiettiva della idoneità di un particolare disegno di magnete. Le domande sono elencate in ordine di importanza decrescente.

1. Quale è l'angolo solido $\Delta\Omega$, l'apertura polare $\Delta\theta$ e l'apertura azimutale $\Delta\varphi$ del magnete nei quali è possibile ottenere la risoluzione di progetto?
2. La ciambella di Adone è topologicamente libera dalle bobine?
3. Quale è lo spessore medio di materiale sul percorso delle particelle nel disegno fondamentale espresso sia in lunghezza di radiazione (t) che in cammini di collisione (l)?
4. Il disegno fondamentale può essere sviluppato in modo tale che le particelle non debbano attraversare altro materiale che le pareti della ciambella?
5. Quale è nel disegno senza materiale sulle traiettorie la perturbazione massima sull'orbita dovuta alla finestra per il passaggio delle particelle?
6. Quale è nel disegno fondamentale la perturbazione sull'orbita dovuta alla apertura lasciata per la ripresa fotografica?
7. E' possibile fotografare tutto il volume con un sistema ottico semplice?
8. Quale è l'angolo solido $\Delta\Omega'$ in cui si può ancora ottenere un $\Delta p/p$ che non superi il doppio del $\Delta p/p$ di progetto?
9. E' possibile aumentare l'angolo solido ed il campo magnetico aggiungendo altre bobine ed aumentando la potenza dell'alimentatore?
10. Il campo magnetico è ragionevolmente uniforme?

VB - I magneti non proposti da alcun gruppo sperimentale -

In questo paragrafo prendiamo in esame i disegni di magnete elencati nel Capitolo II ma non discussi nel Capitolo IV.

1. Conduttori coassiali (A1a).

L'angolo ^{solido} di un magnete di questo tipo è grande, ma le difficoltà di fotografia sono praticamente insormontabili dato l'andamento del campo magnetico e la struttura del magnete.

2. Bobine a gabbia (A1b).

Una soluzione di questo genere è stata studiata in dettaglio da K. Steffen e coll. per gli anelli di Amburgo⁽¹⁶⁾. Dal confronto con le proprietà del campo prodotto da un solenoide longitudinale essi hanno ricavato che, a parità di potenza, il magnete a gabbia permette una risoluzione un poco migliore. In questo tipo di magnete, inoltre, non si ha materiale sul cammino delle particelle e le perturbazioni sull'orbita possono essere notevolmente ridotte portando da quattro a sei il numero di bobine. D'altra parte il problema di fotografare le camere a scintilla in un magnete di questo tipo è tanto complesso che si è in pratica obbligati a ricorrere fin dall'inizio a sistemi di camere digitizzate. Inoltre il campo magnetico risulta evidentemente non uniforme; ciò allunga notevolmente i tempi di calcolo dei momenti delle traiettorie impedendo, molto probabilmente, l'utilizzazione dei programmi ora in uso per la ricostruzione di eventi di camere a bolle. Infine, le difficoltà costruttive delle bobine sono molto rilevanti.

3. Solenoide trasversale (A2a).

Questo tipo di magnete va scartato, se non si aggiungono opportune compensazioni, a causa dell'intenso campo magnetico sull'orbita.

4. Solenoide assiale non compensato (B1a).

A. Tenore ha studiato l'effetto di un campo magnetico longitudinale sulle proprietà dei fasci di Adone, ottenendo che campi longitudinali di 3 kG su tutta la sezione dritta non perturbano seriamente il funzionamento della macchina soltanto allorchè i fasci non vengono fatti in crociare ad angolo⁽¹⁷⁾. Campi di questi ordini sono invece pregiudizievoli con l'incrocio ad angolo, che è invece il modo di funzionamento principale della macchina. In conclusione il solenoide longitudinale non compensato non va compreso tra le soluzioni possibili.

VC - I magneti proposti da almeno un gruppo sperimentale -

Le caratteristiche dei cinque tipi di magneti descritti nel capitolo IV vengono messi a confronto nella Tabella 8 sulla base delle 10 domande poste all'inizio di questo capitolo.

TABELLA 8

Magnete	1			2	3		4	5	6	7	8	9		10					
	Risoluzione di progetto in				Ciambella topol. libera	Materiale su traiettoria						Perturbazione massima per finestra a 4,2 kG (fig. 19)	Perturbazione per fotografia		Fotografia semplice ?	$\Delta p/p$ doppio del progetto in $\Delta \Omega_1$ (sr)	Possibile aumento ?		
	$\Delta \Omega$ (sr)	$\Delta \theta$	$\Delta \psi$			t											l	$\Delta \Omega$	B
Quadrupolo a campo uniforme A1c	7	120°	2x120°	si	0.5 Cu 0.14 Al	0.07 Cu 0.05 Al	si	~300 G/cm sull'asse	0	si	9	si	si	si					
Magnete a campo concentrato A1d	3	110°	2x50°	si	0	0	--	0	0	no	3	no	si	no					
Solenoide trasversale compensato A2b	7	120°	2x120°	si	0.14 Al	0.05 Al	si	3000 G/cm sull'asse	0	si	9	si	si	si					
Solenoide longitudinale compensato B1b	9	100°	360°	no	0.14 Al	0.05 Al	si (diviene B1c)	--	debole	no	11	no	si	si					
Solenoide longitudinale parzialmente compensato B1c	9	100°	360°	no	0	0	--	~200 G a 1 cm dal fascio	debole	no	11	no	si	si					

L'esame del lavoro esposto, e, in particolare, della Tabella 7, relativa ai costi, della Tabella 8 permette di fare le seguenti osservazioni.

1. Il magnete a campo concentrato A1d pur venendo a costare soltanto meno degli altri è svantaggioso dal punto di vista dell'angolo solido. Inoltre in tale angolo solido la risoluzione non è molto migliore che per gli altri magneti presi in esame. (Data la particolare forma del campo non sono stati fatti, nel quadro del presente lavoro, dei calcoli dettagliati; si può però dire che in un campo di 50 cm la proporzionalità di $\Delta p/p$ e $(\bar{B}L^2)^{-1}$ è approssimativamente soddisfatta).

2. Il quadrupolo a campo uniforme A1c, pur costando più del solenoide trasversale compensato A2b non presenta in pratica alcun vantaggio.

3. Entrambi questi magneti possono essere costruiti inizialmente con un compensazione totale e successivamente modificati introducendo una finestra nella bobina di compensazione. Dal punto di vista del funzionamento della macchina questa operazione è più facile

nel caso del solenoide longitudinale.

4. Il solenoide longitudinale compensato non presenta vantaggi rispetto al solenoide longitudinale parzialmente compensato se, come sembra, la perturbazione che questo introduce sull'orbita non disturba il funzionamento della macchina.

5. Il solenoide longitudinale parzialmente compensato B1c ha un angolo solido maggiore del solenoide trasversale A2b, eventualmente parzialmente compensato per non avere materiale sulla traiettoria. Per il resto si vede dalla Tabella 8 che le qualità di B1c sono un poco inferiori. Se ne deduce che una scelta fra il solenoide longitudinale e il solenoide trasversale comporta una decisione preliminare circa l'importanza relativa di fattori diversi ed in un certo senso incommensurabili. Per esempio è necessario valutare quali siano le complicazioni che il legame topologico con la ciambella comporta e quanto deve pesare nella scelta la complicazione del sistema ottico.

In connessione con questo ultimo punto ricordiamo che come abbiamo detto del capitolo II, L.S. Osborne e collaboratori⁽¹⁸⁾ hanno progettato un solenoide longitudinale parzialmente compensato avente $BL^2 \simeq 16 \text{ kG m}^2$ su un volume di 5 m^3 per il "bypass" del Cambridge Electron Accelerator, ove si faranno esperienze con fasci collidenti di elettroni e positroni; la compensazione è ottenuta mediante due bobine di piccolo diametro concatenate con la ciambella. Le camere a scintilla sono del tipo a larga gap e le difficoltà di fotografia sono sormontate facendo uso di un ingegnoso ma non semplice sistema ottico. A.M. Boyarski et al.⁽¹⁹⁾ hanno studiato una soluzione analoga per gli anelli di accumulazione di Stanford ($BL^2 \simeq 16 \text{ kG m}^2$, volume $\sim 17 \text{ m}^3$) nella quale si fa uso di bobine superconduttrici; in questo progetto non è ancora stata fatta una scelta definitiva tra camere digitizzate e camere ottiche.

VI - CONCLUSIONI -

VI.A - Elementi fondamentali di giudizio -

Raccogliamo brevemente qui di seguito i punti che maggiormente influenzano la scelta che ci proponiamo di compiere.

1. Il solenoide longitudinale B1b ed il solenoide trasversale A2b compensati od eventualmente, parzialmente compensati, hanno caratteristiche superiori agli altri magneti considerati (cfr. VB e VC).

2. La scelta tra questi due magneti comporta il confronto di proprietà non omogenee (cfr. VC.5).

3. Il primo disegno del magnete deve essere conservativo dal punto di vista sia delle perturbazioni magnetiche al moto dei fasci accumulati che dell'utilizzazione con camere a scintilla ottiche.

4. Per i processi a tre corpi è necessario avere una discreta risoluzione angolare $(1 + 2) \cdot 10^{-2}$; cfr. IC) accanto alla risoluzione in momento richiesta (inizialmente $\Delta p/p \simeq \pm 2\%$ e in un secondo tempo $\Delta p/p \simeq \pm 1\%$). Ciò impone che lo spessore di materiale attraversato dalle particelle, per quanto inizialmente accettabile, possa essere in un secondo tempo rimosso, specie per lo studio di interazioni alle più basse energie.

VIB - Il sistema magnetico proposto -

1. E' opportuno realizzare un solenoide che possa essere montato sia trasversalmente che longitudinalmente rispetto alla direzione dei fasci. In pratica si tratta di costruire due mezzi solenoidi, cioè due solenoidi ciascuno di lunghezza metà. Gli stessi due cilindri esterni di ferro, che contemporaneamente servono per il ritorno del flusso magnetico e come piatti delle camere a scintilla pesanti (cfr. III G), possono essere utilizzati allorchè il magnete viene usato sia trasversalmente che longitudinalmente. Lo stesso si può dire della piastra

circolare di fondo in ferro, se il sistema è opportunamente disegnato. (Sottolineiamo il fatto che rispetto ai disegni del Capitolo IV può darsi che in sede di progetto definitivo sia opportuno ridurre le dimensioni ed aumentare il valore di $\vec{B}^{(x)}$).

2. Con una spesa che si può valutare dell'ordine del 10-20% del costo del magnete, è possibile costruire le compensazioni sia totali che parziali del magnete utilizzato in entrambi i modi detti.

3. Presumibilmente il sistema magnetico verrà utilizzato inizialmente per studiare reazioni a due corpi nel montaggio trasversale, completamente compensato e con camere a scintilla ottiche, data la semplicità di fotografia. Lo studio delle reazioni a tre corpi e la risoluzione di problemi ottici più complicati, oppure più probabilmente l'uso di camere a scintilla digitizzate, indurranno in un secondo tempo gli sperimentatori ad impiegare la disposizione longitudinale. Questa scala dei tempi indicherebbe che è possibile costruire la compensazione parziale per il solenoide longitudinale ed il relativo cono di ferro (cfr. figura 6, B1c) in un secondo tempo.

4. Il costo del sistema magnetico proposto può essere a questo stadio soltanto stimato e varia sensibilmente a seconda che si voglia far uso di un alimentatore stabilizzato all'1%₀ oppure di un alimentatore non stabilizzato (cfr. IVA). Noi stimiamo, in base alle valutazioni fatte precedentemente ed in particolare nel paragrafo III G e nel Capitolo IV, che il costo del magnete, delle camere a scintilla pesanti (≈ 50 ML), dell'alimentatore da 1 MW con accessori e delle compensazione (totale per il solenoide trasversale e parziale per quello longitudinale) sia di circa 190 ML, con un alimentatore stabilizzato all'1%₀, e di circa 170 ML con un alimentatore non stabilizzato commutabile a 4 scatti ma non sotto carico. E' nostra opinione che la prima soluzione sia preferibile. Il tempo di realizzazione del sistema è dell'ordine dei 2 anni così suddivisi: 6 mesi di progetto, 12 mesi di realizzazione e 6 mesi di messa a punto. Il passaggio da 1 MW a 2 MW costerebbe ~ 50 ML e ~ 30 ML nei due casi. Realizzando direttamente il sistema a 2 MW si risparmierebbero ~ 7 ML e ~ 6 ML rispettivamente (Tabella 6).

5. Il costo delle camere a scintilla non pesanti, dei contatori, dell'elettronica etc si prevede sia dell'ordine di grandezza di quello delle grosse esperienze senza campo magnetico attualmente in costruzione. Noi non riteniamo che questa spesa vada inclusa nei preventivi per il sistema magnetico.

VIC - Realizzazione ed uso del sistema magnetico -

Pensiamo utile concludere esprimendo il nostro parere, anche se ovvio, in merito alle questioni che a seguito di questo lavoro si porranno in fase sia di realizzazione che di utilizzazione del sistema magnetico.

1. Oltre alle persone incaricate del progetto e delle realizzazioni del sistema, è necessario che parallelamente almeno un gruppo sperimentale progetti una esperienza relativa a qualche reazione a più corpi. Questo lavoro deve essere affiancato dallo sviluppo dei diversi tipi di camere a scintilla, in particolare isotrope e digitizzate.

2. Dal punto di vista della utilizzazione, il sistema magnetico deve essere considerato uno strumento di uso generale, come di solito vengono considerati le grandi camere a bolle presso gli acceleratori, aperto a tutti i gruppi sperimentali interessati. A secondo del progetto di esperienza i gruppi progetteranno e costruiranno le camere a scintilla da introdurre nel magnete, utilizzato a seconda dei casi nella versione trasversale o longitudinale.

(x) - Il magnete proposto rappresenta la soluzione ottimale. Naturalmente potrebbe essere ritenuto conveniente compatibilmente con le esigenze di bilancio, procedere anche alla costruzione di un magnete più piccolo per esempio del tipo a campo concentrato A1d di fig. 15 al quale corrispondessero una spesa ed un tempo di realizzazione inferiore a quello richiesto per il magnete proposto.

BIBLIOGRAFIA -

- (1) - U. Amaldi, Jr., R. Biancastelli e P. Stein: "Preliminary Study of an elastic scattering experiment to be performed at Adone". ISS 66/2; presentato al Congressino di Frascati Febbraio 1966.
- (2) - M. Grilli, F. Soso, P. Spillantini, R. Visentin, M. Nigro, E. Schiavuta, V. Valente e L. Paoluzi: "Studio dell'annichilazione e^+e^- in due bosoni nel range di energia $E = 350 - 1000$ MeV". LNF-66/2 (Int.); presentato al Congressino di Frascati, Febbraio 1966.
- (3) - M. Bernardini, A. Buhler, P. Dalpiaz, M.N. Focacci, G. Furtunato, T. Massam, Th. Muller, G. Petrucci, F. Saporetti e A. Zichichi: "Experimental investigations proposed for Adone"; Presentato al Congressino di Frascati, Febbraio 1966.
- (4) - G.K. O'Neill: "A magnetic detector for Adone". LNF - 66/18 (Int.); presentato al Congressino di Frascati, Febbraio 1966.
- (5) - G.K. O'Neill: "Momentum-analysing detector design for 1.5 GeV/c". Presentato allo Int. Symposium on Electron and Positron Storage Rings, Saclay, 26-30 settembre 1966.
- (6) - M. Grilli, F. Soso, P. Spillantini, M. Nigro, E. Schiavuta e V. Valente: "Misura delle annichilazioni in più di due corpi mediante l'uso di un campo magnetico assiale". Presentato al Congressino di Frascati, Febbraio 1966.
- (7) - A.I. Alikhanian, T.I. Asatiani, A.M. Matevosian e R.O. Sharkhatunian, Phys. Letters 4, 295 (1963).
- (8) - J.P. Garron, D. Grossman e K. Strauch, Rev. Sci. Inst. 36, 264 (1965).
- (9) - S.M. Aronson, R.C. Catura, H.H. Chen e K.W. Chen, PPAD, 590E (1966).
- (10) - R. Visentin, Comunicazione privata.
- (11) - H.S. Snyder and W. T. Scott, Phys. Rev. 73, 1260 (1948); 76, 220 (1949).
- (12) - Gli Autori del lavoro (8) riconoscono che nella Tabella \bar{v}_1 è un errore.
- (13) - F. Bulos, A. Boyarski, R. Diebold, A. Odian, R. Richter e F. Villa: "Streamer chamber development", SLAC PUB 140 (1965).
- (14) - R. Visentin, V. Manno e U. Amaldi.
- (15) - H.F. Schopper. Comunicazione a Int. Conf. on Instrum. for High Energy Physics, 9-10 Sept. 1966 - Stanford (1966).
- (16) - K. Steffen e H. Wiedemann: "Cage coil detector for storage rings". Presentato all'Int. Symposium on Electron and Positron Storage Rings, Saclay, 26-30 Settembre 1966.
- (17) - A. Tenore: "Effetti di un campo magnetico longitudinale sulle proprietà dei fasci in Adone". LNF 66/25.
- (18) - L.S. Osborne: "Design of a magnetic analysis system for storage ring experiments". Presentato all'Int. Symposium on Electron and Positron Storage Rings, Saclay, 26-30 Settembre 1966.
- (19) - A.M. Boyarski, H. Brechna, F. Bulos, R. Diebold e B. Richter: "Magnetic detector for a 3 GeV e^+e^- storage ring". Presentato all'Int. Symposium on Electron and Positron Storage Rings, Saclay, 26-30 Settembre 1966.

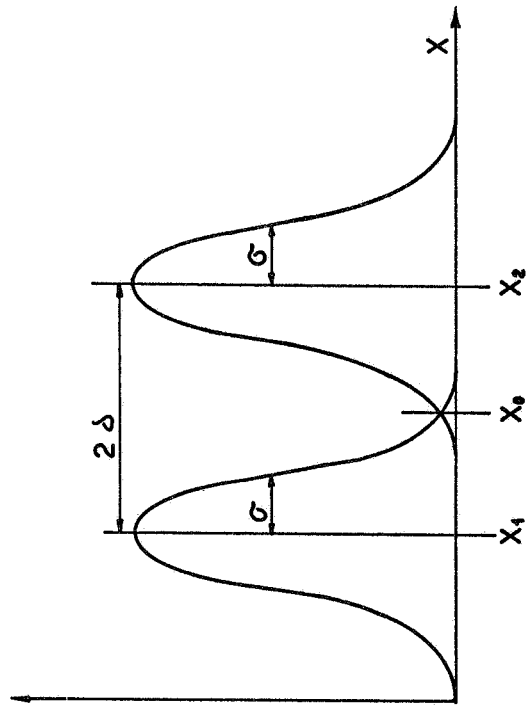


Fig. 1 - Contaminazione reciproca di 2 distribuzioni normali.

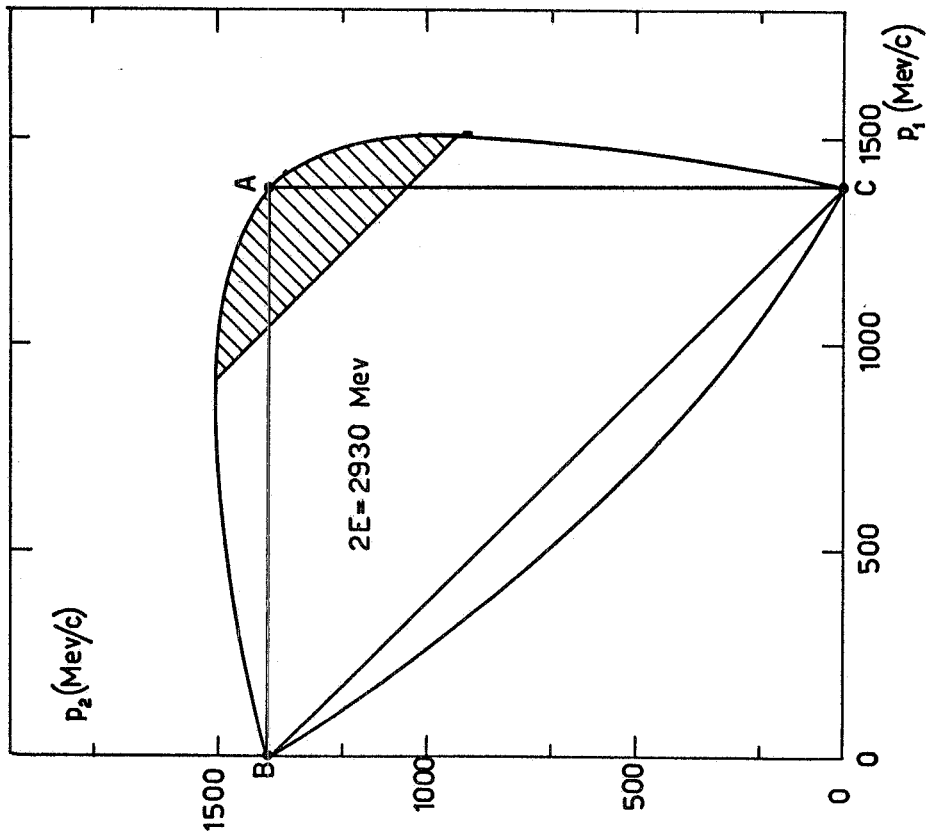


Fig. 2 - Spazio delle fasi della reazione $e^+ + e^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$.

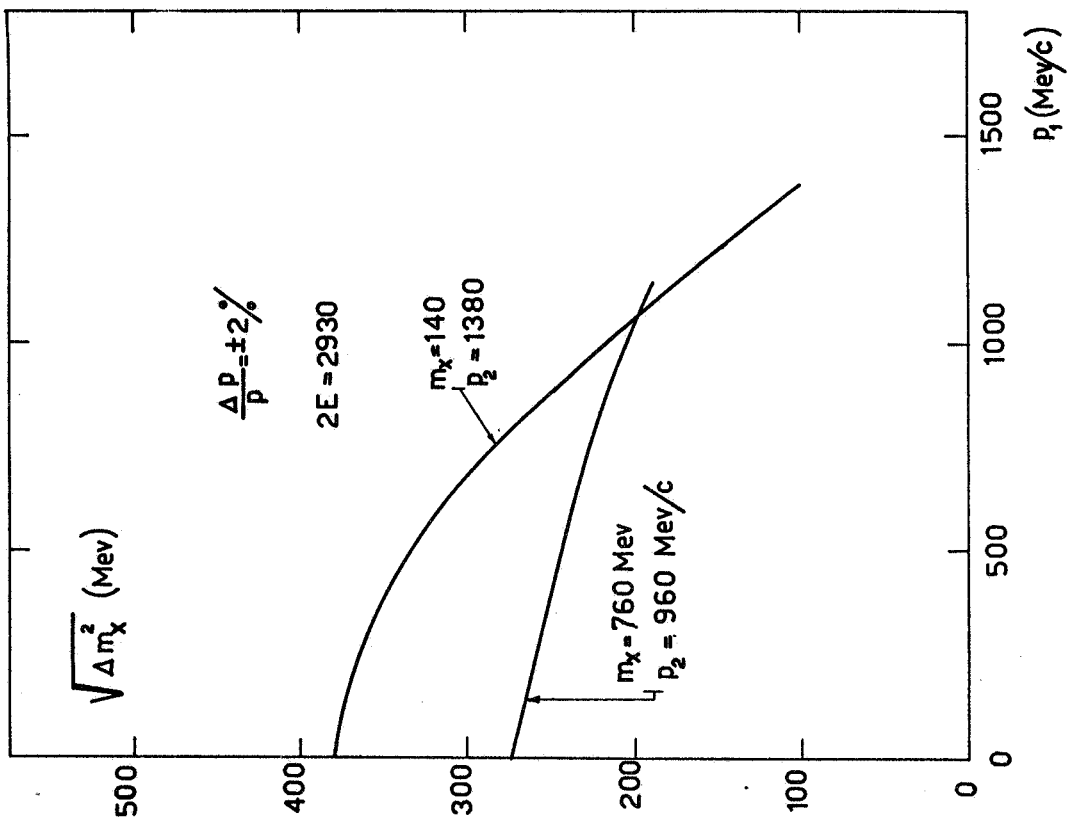


Fig. 4 - Risoluzioni ottenibili su una massa mancante uguale alla massa di un pione e alla massa di un ρ^0 .

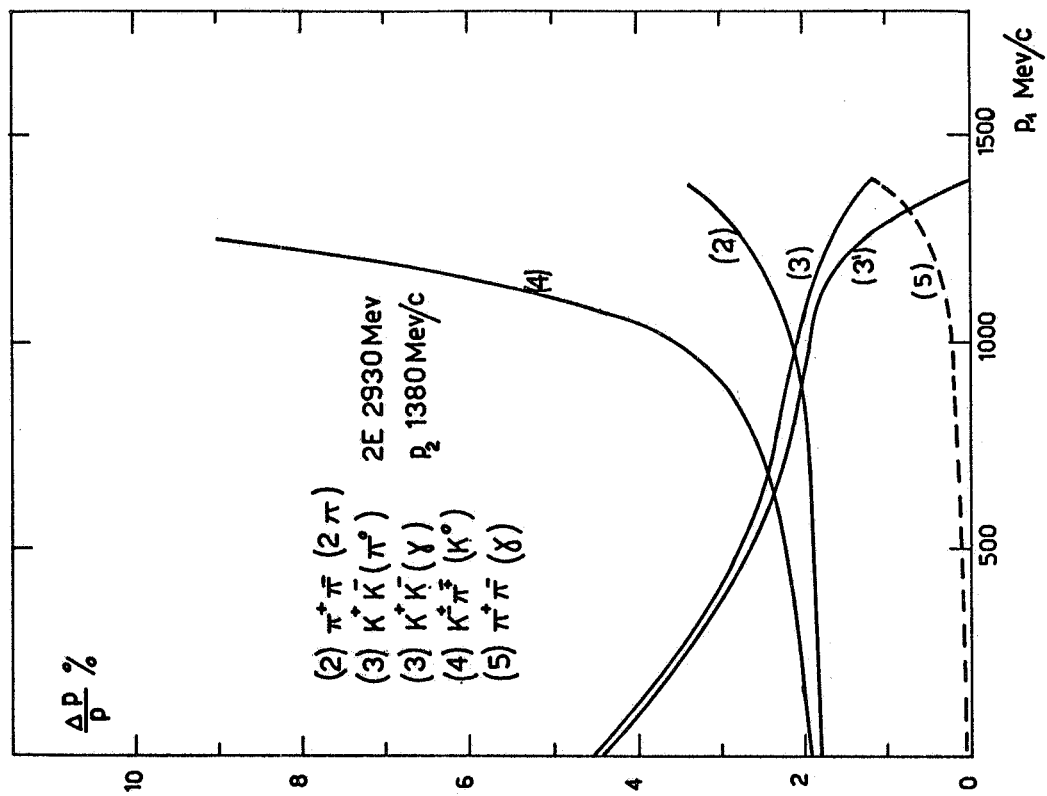
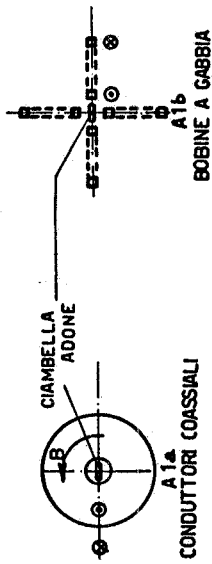
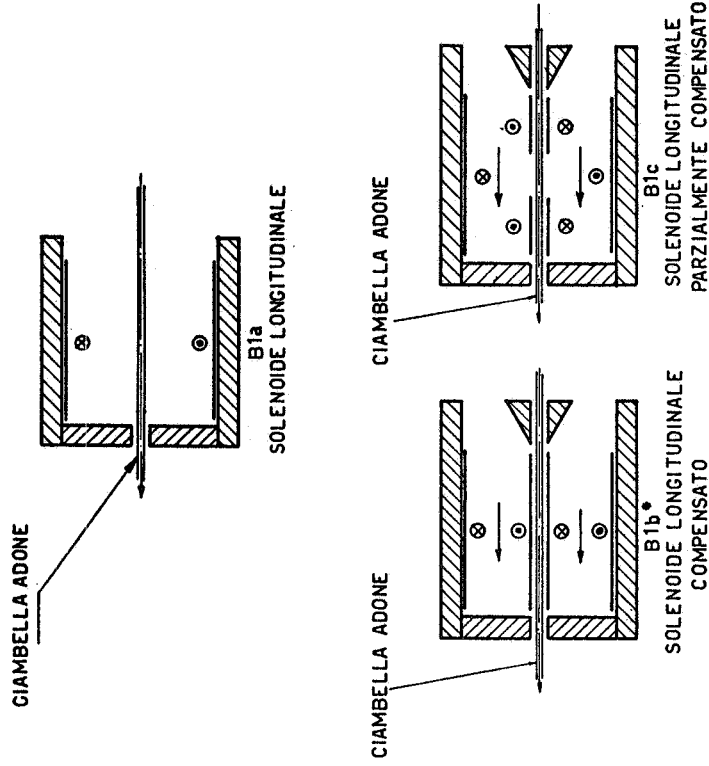


Fig. 3 - Risoluzioni necessarie a separare lungo la retta AB della fig. 2 le reazioni indicate dal canale $\pi^+ \pi^- - \pi^0$.

A. ORBITA TOPOLOGICAMENTE LIBERA.
 (N.B. L'ORBITA E' NORMALE AL PIANO DEL DISEGNO
 L'ASTERISCO INDICA CHE NON VI E' CAMPO GRADIENTE SULL' ORBITA)

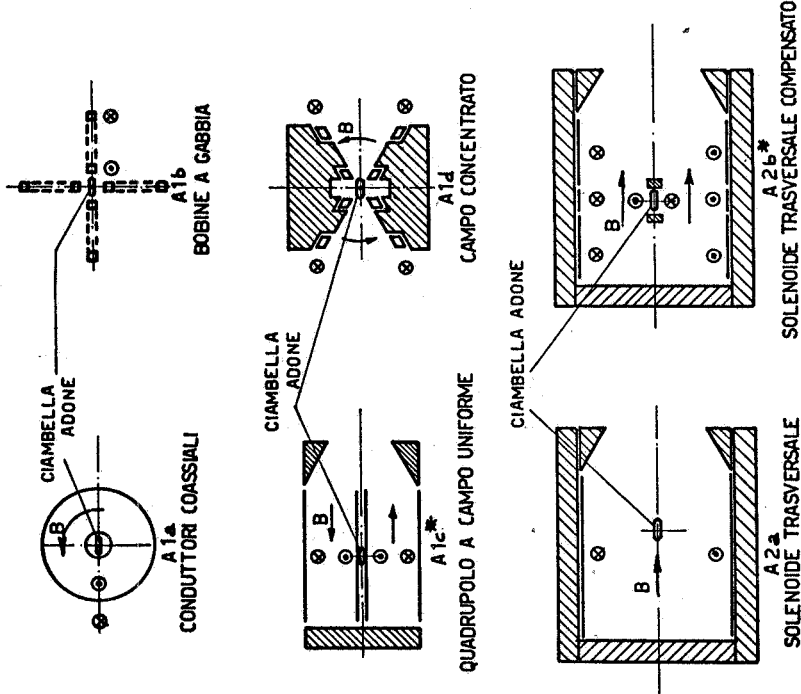


B. ORBITA TOPOLOGICAMENTE CONCATENATA
 (NB. L'ORBITA GIACENEL PIANO DEL DISEGNO
 L'ASTERISCO INDICA CHE NON VI E' CAMPO
 O GRADIENTE SULL' ORBITA)



A. ORBITA TOPOLOGICAMENTE LIBERA.

(N.B. L'ORBITA E' NORMALE AL PIANO DEL DISEGNO
 L'ASTERISCO INDICA CHE NON VI E' CAMPO GRADIENTE SULL' ORBITA)



Schema A2b*, vedere la sezione della ciambella
 Adone, come la sez. Z-Z della fig. 16.

Fig. 5 - Schema topologico magneti con orbita
 Adone topologicamente libera.

Fig. 6 - Schema topologico magneti con orbita
 Adone topologicamente concatenata.

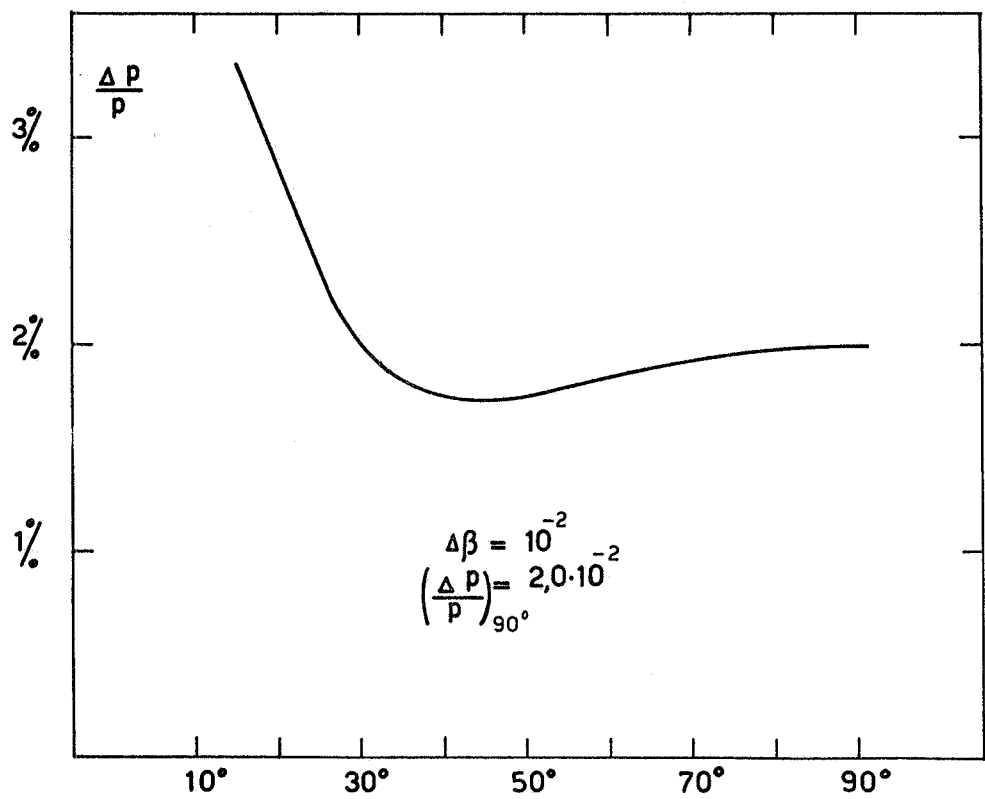


Fig. 7 - Andamento della risoluzione con l'angolo β tra traiettoria e campo magnetico.

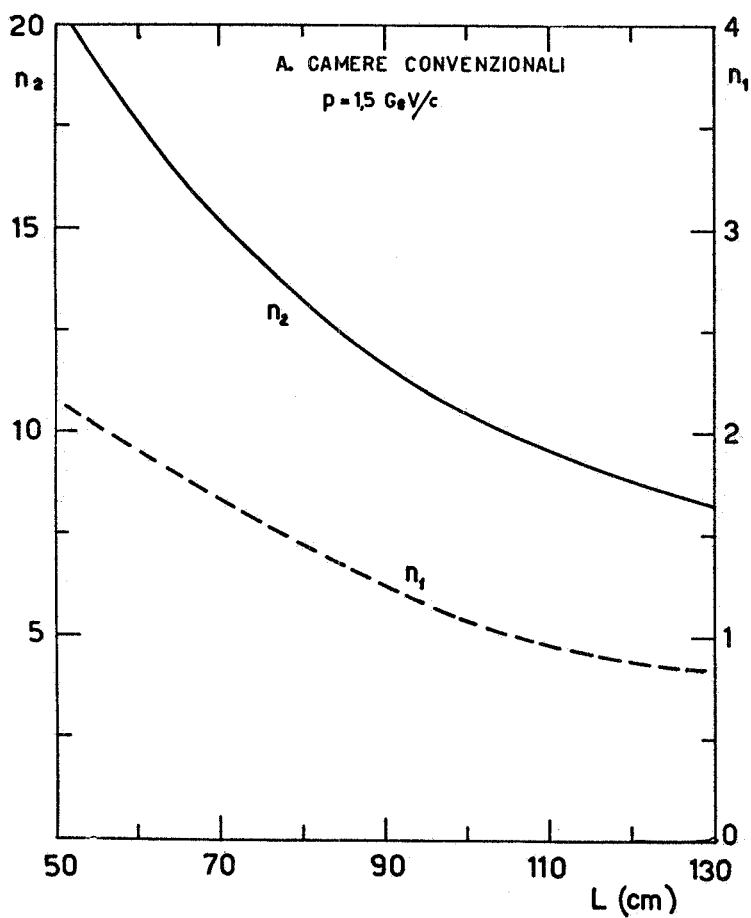


Fig. 8 - Numero delle gap della prima e della terza camera (n_1) e della seconda camera a scintilla convenzionale (n_2) in funzione della lunghezza del campo magnetico.

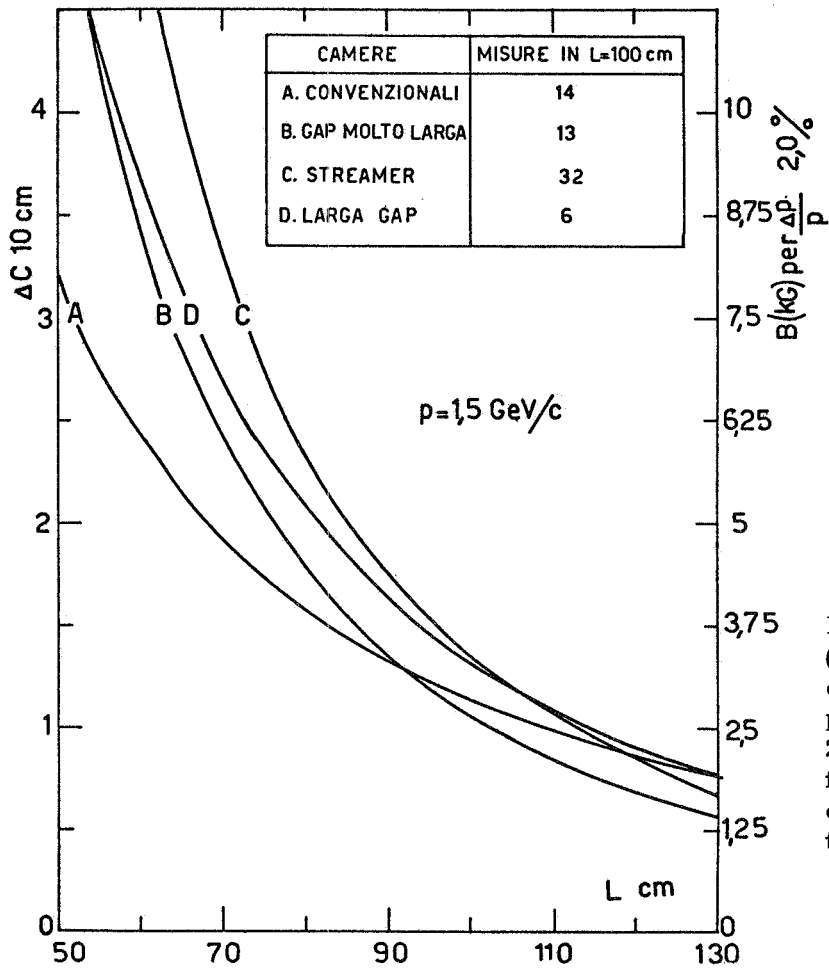


Fig. 9 - Errore sulla curvatura (scala ordinate di sinistra) e campo magnetico necessario per avere una risoluzione del 2% (scala ordinate di destra) in funzione della lunghezza del campo magnetico per i quattro tipi di camera a scintilla indicati.

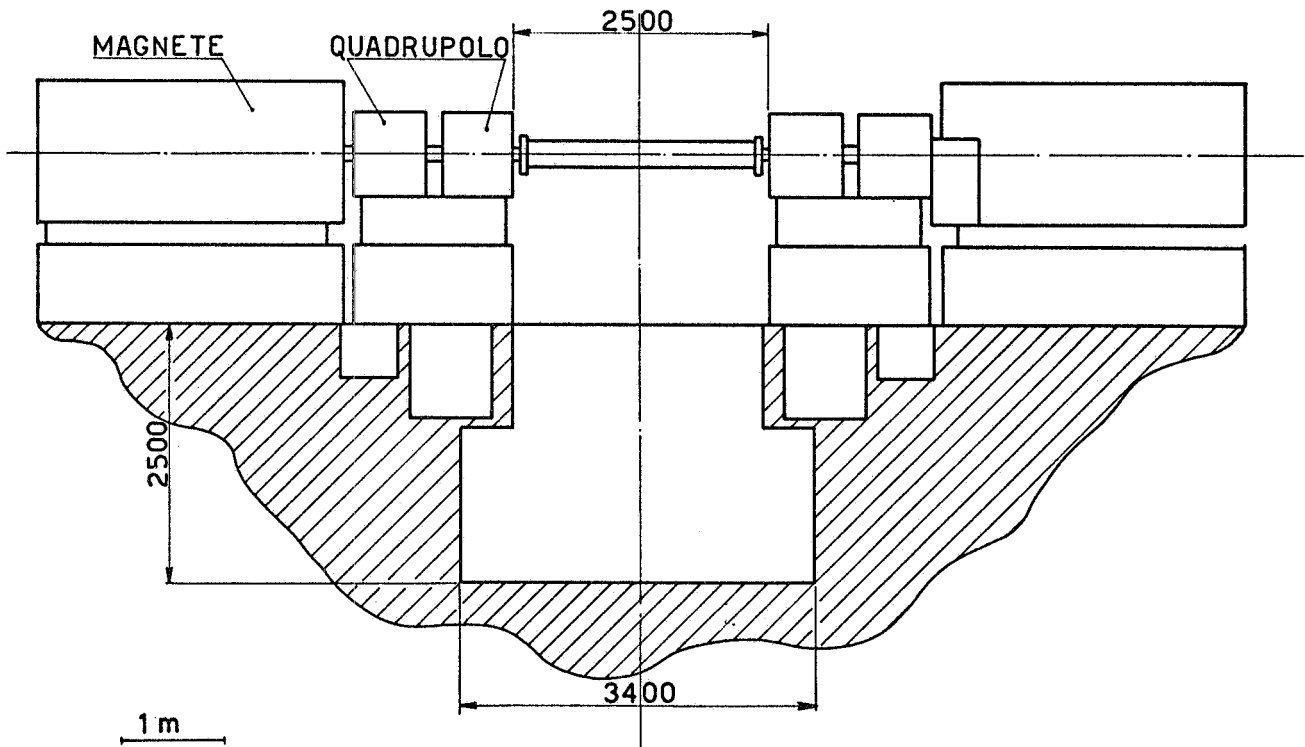


Fig. 10 - Sezione dritta magnete Adone.

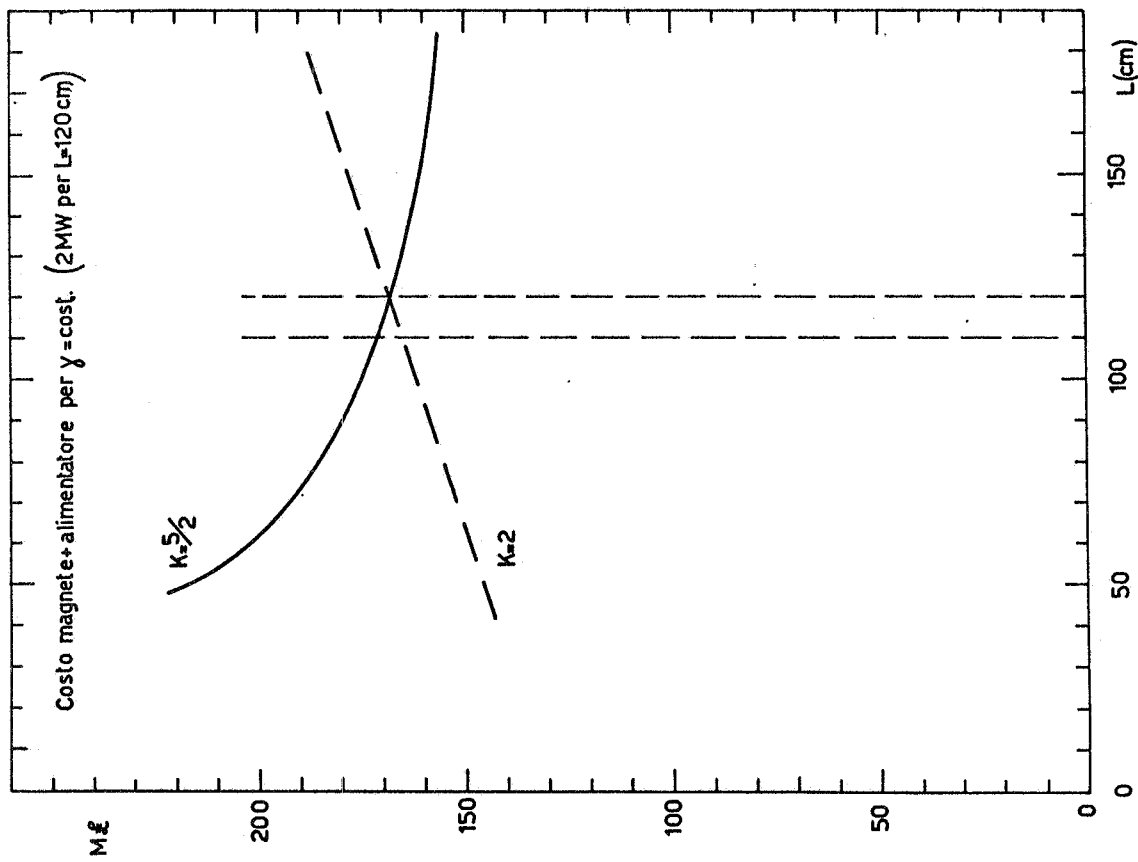


Fig. 11 - Costo magnete e alimentatore al variare delle dimensioni (con densità di corrente costante).

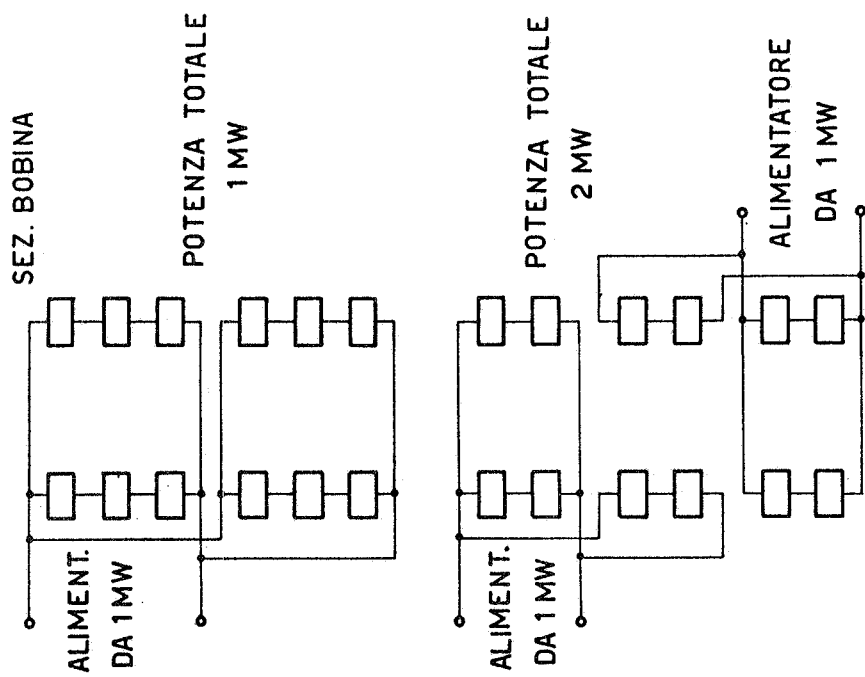


Fig. 12 - Suddivisione sezioni solenoide per raddoppiare la potenza facendo uso di un secondo alimentatore.

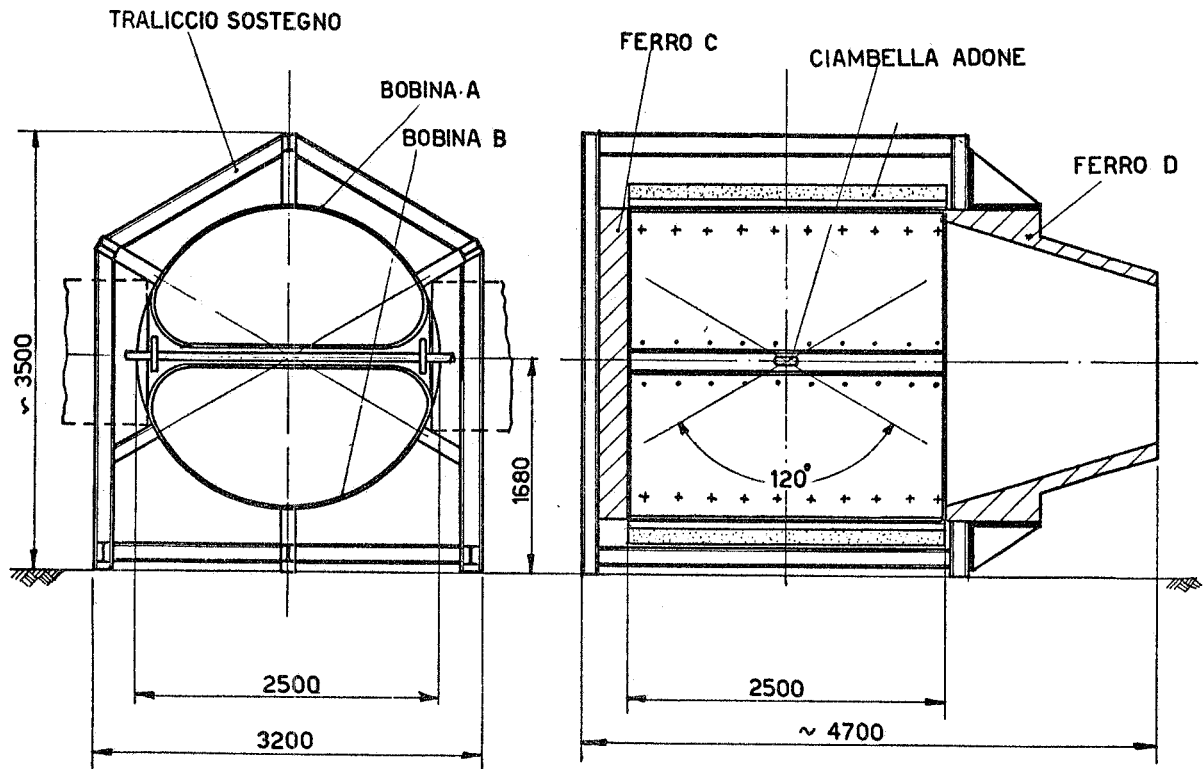


Fig. 13 - Schema costruttivo del quadrupolo a campo uniforme. - A1c.

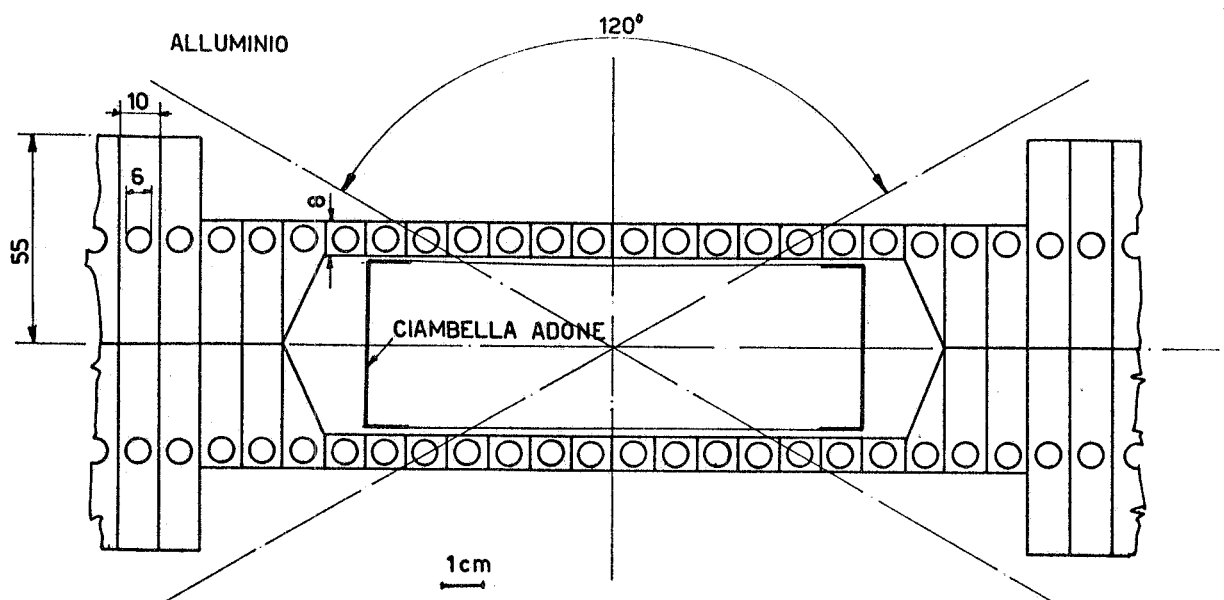


Fig. 14 - Disposizione dei conduttori della bobina di compensazione in prossimità della ciambella. (A1c).

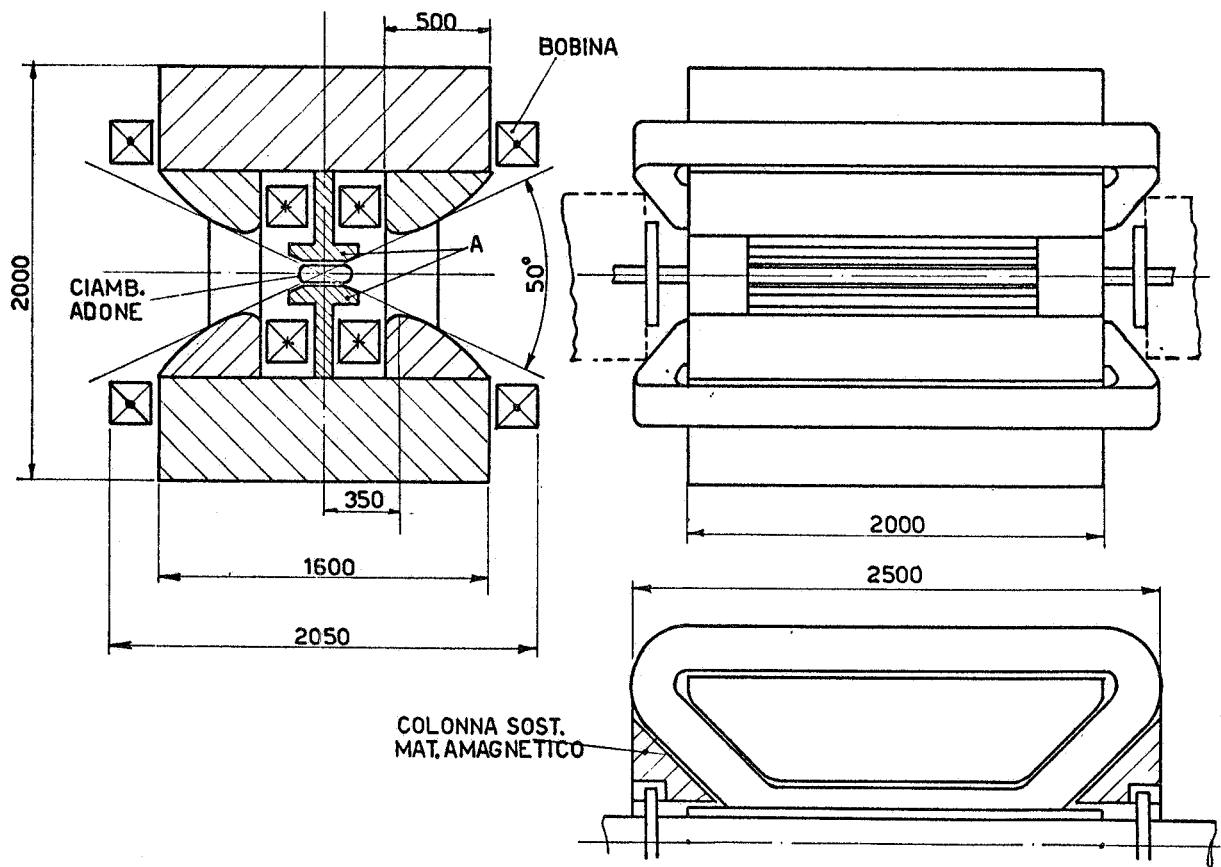


Fig. 15 - Schema costruttivo del magnete a campo concentrato. - A1d.

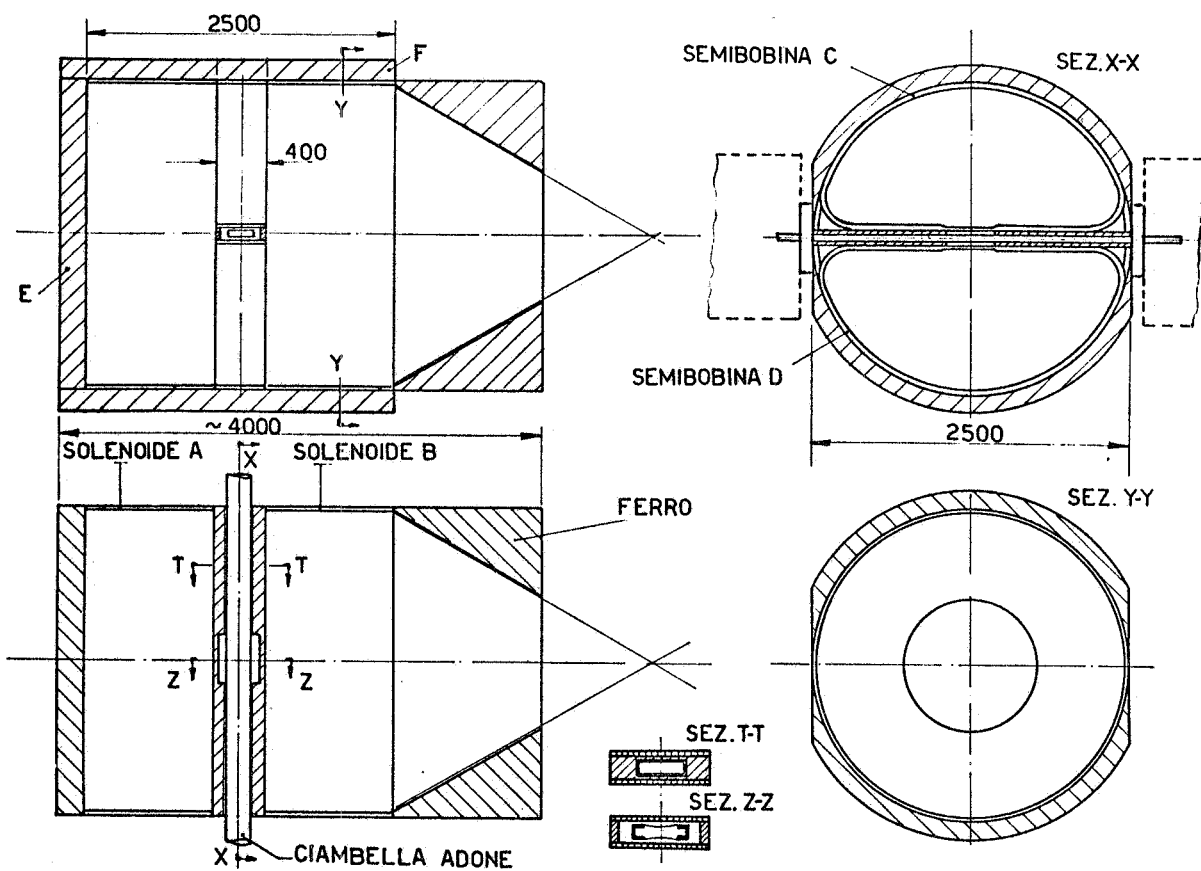


Fig. 16 - Schema costruttivo del solenoide trasversale compensato A2b^x.

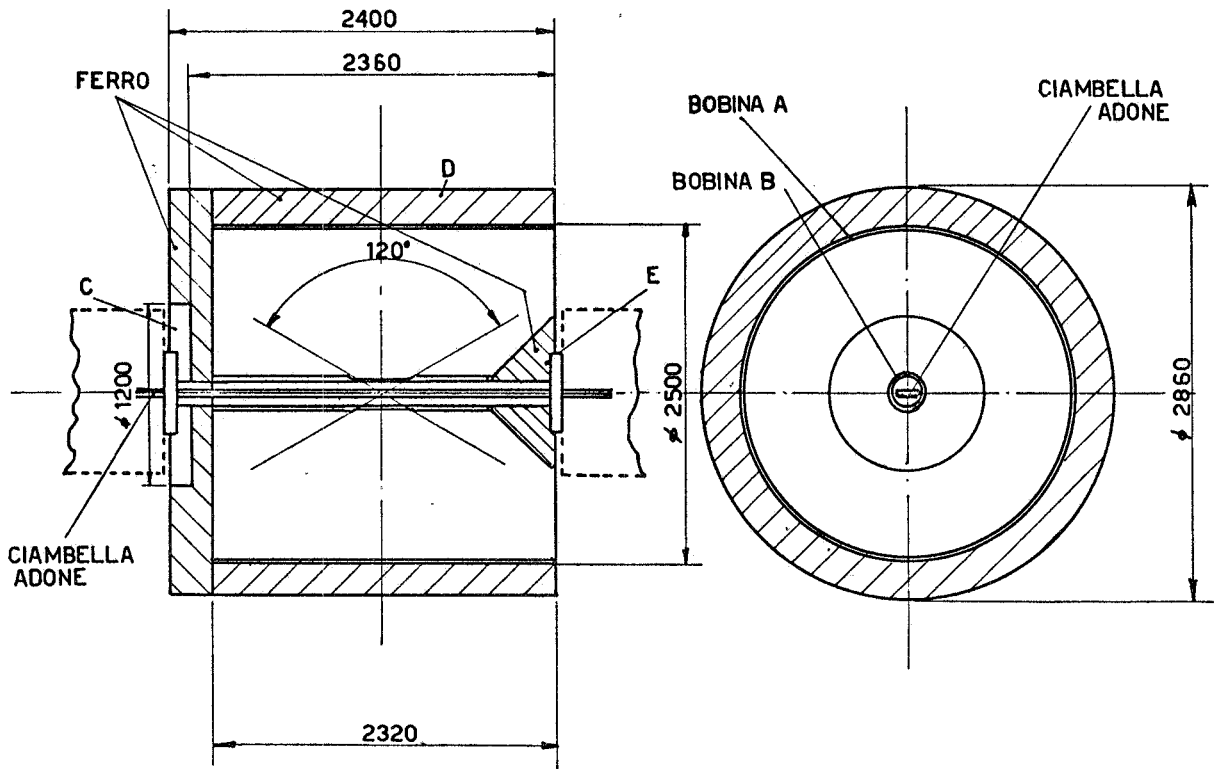


Fig. 17 - Schema costruttivo del solenoide longitudinale compensato. - B1b^x.

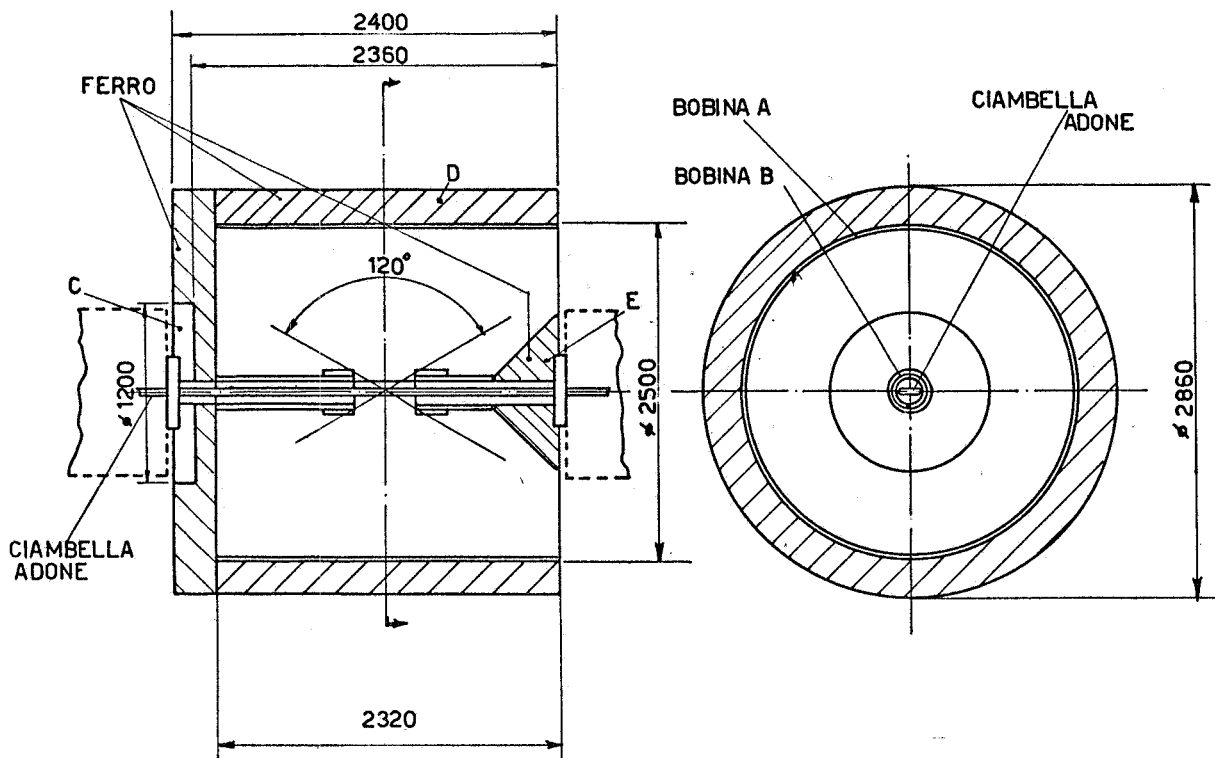
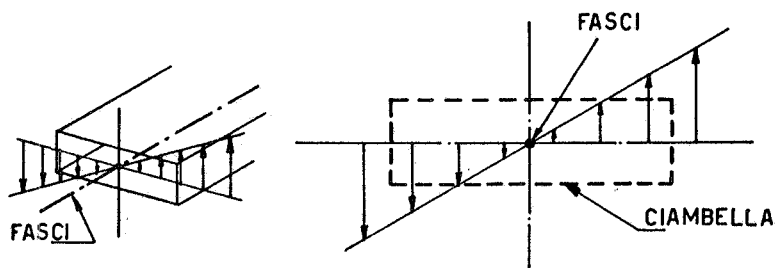
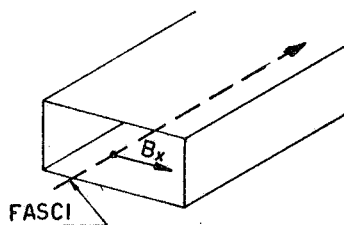
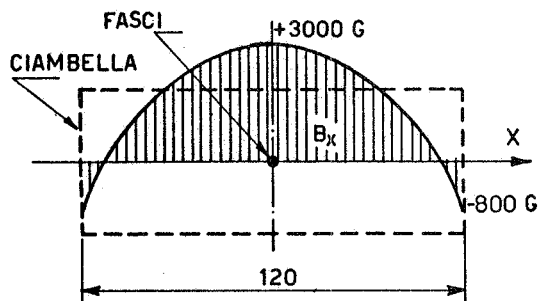


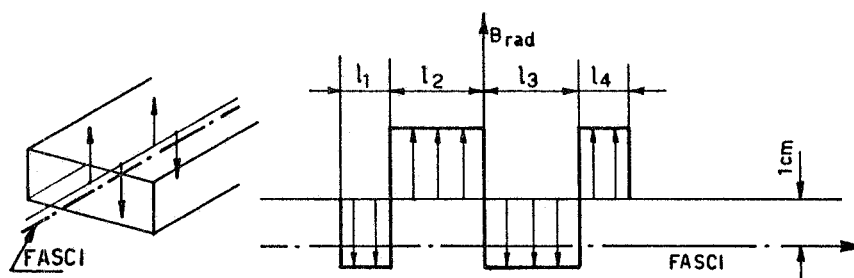
Fig. 18 - Solenoide longitudinale parzialmente compensato. - B1c: schema costruttivo.



- A) PERTURBAZIONE DEL QUADRUPOLO A CAMPO UNIFORME (parzialmente compensato)
 LUNGHEZZA ZONA PERTURBATA: ~20cm GRADIENTE: 300 Gauss/cm
 (Questo magnete non è disegnato in fig. 5)



- B) PERTURBAZIONE DEL SOLENOIDE TRASVERSALE PARZIALMENTE COMPENSATO. LUNGHEZZA ZONA PERTURBATA LUNGO L'ASSE DEI FASCI: ~20cm (fig. 5, A2b).



- C) PERTURBAZIONE DEL SOLENOIDE LONGITUDINALE PARZIALMENTE COMPENSATO B1c.
 SI HA $l_1 + l_3 = l_2 + l_4 \approx 30\text{cm}$ e $\bar{B}_{\text{rad, positivo}} \approx \bar{B}_{\text{rad, negativo}} \approx 200\text{ gauss}$
 (fig. 6, B1c)

Fig. 19 - Perturbazioni sull'orbita di Adone introdotte dai magneti (andamento indicativo).

INDICE

INTRODUZIONE	1
I - LE ESPERIENZE POSSIBILI E LE RISOLUZIONI IN MOMENTO NECESSARIE ...	2
A. Le quattro classi di esperienze possibili	2
B. Le risoluzioni necessarie	2
C. La risoluzione e l'angolo solido da ottenere	7
II - CLASSIFICAZIONE DEI POSSIBILI CAMPI MAGNETICI	7
III - PRECISIONE DI MISURA DEL MOMENTO CON CAMERE A SCINTILLA IN CAMPO MAGNETICO	8
A. Camere a scintilla convenzionali	10
B. Camere a gap molto larga (≥ 40 cm)	11
C. Camere a streamer	14
D. Camere a larga gap (~ 10 cm)	15
E. Confronto tra i diversi tipi di camere a scintilla	16
F. Scelta dei parametri del magnete	17
G. Le camere vicine alla zona di interazione e le camere pesanti	19
IV - DESCRIZIONE COSTRUTTIVA DEI MAGNETI	20
A. L'alimentazione del magnete	20
B. Quadrupolo a campo uniforme (A1c)	21
C. Magnete a campo concentrato (A1d)	22
D. Solenoide trasversale compensato (A2b)	23
E. Solenoide longitudinale compensato (B1b)	23
F. Solenoide longitudinale parzialmente compensato (B1c)	23
G. Le perturbazioni sull'orbita	23
V - CONFRONTO FRA I DIVERSI DISEGNI DI CAMPO MAGNETICO	24
A. I criteri di scelta	24
B. I magneti non proposti da alcun gruppo sperimentale	24
C. I magneti proposti da almeno un gruppo sperimentale	25
VI - CONCLUSIONI	26
A. Elementi fondamentali di giudizio	26
B. Il sistema magnetico proposto	26
C. Realizzazione ed uso del sistema magnetico	27
BIBLIOGRAFIA	28