

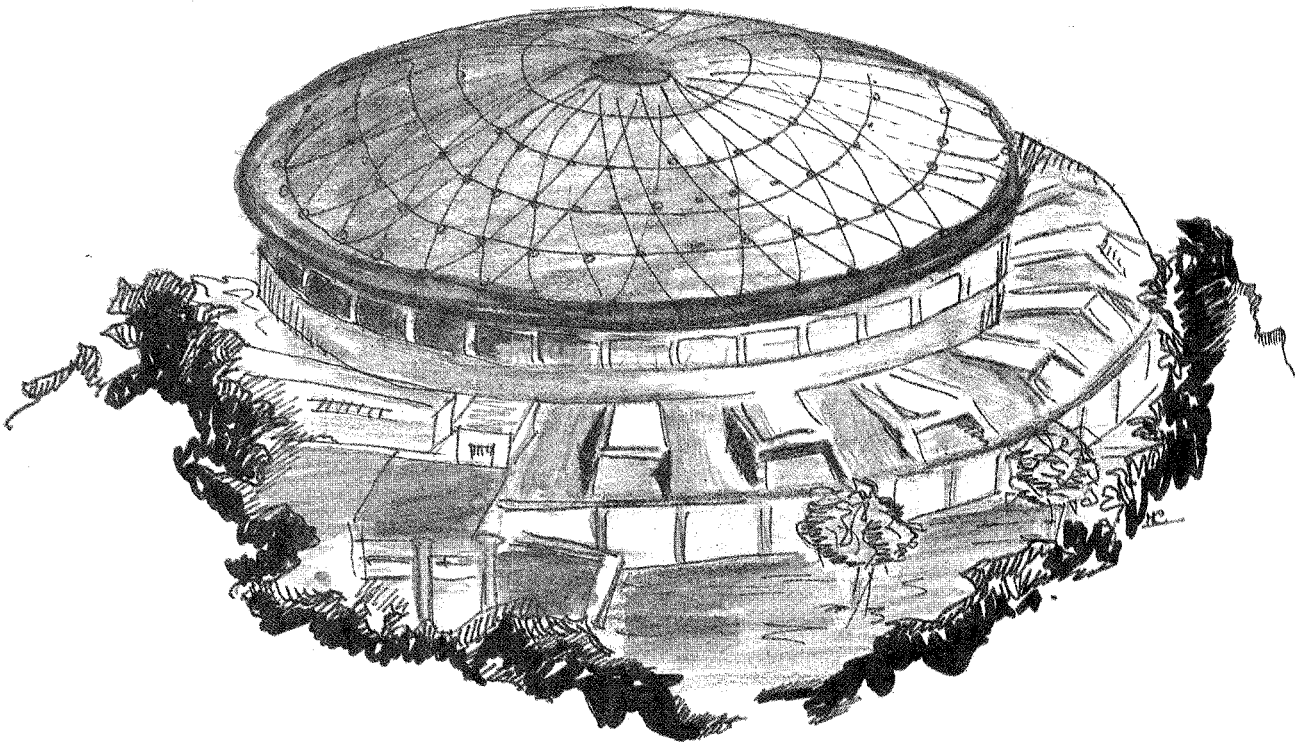


Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-89/002(R)
9 Gennaio 1989

N. Bianchi, V. Muccifora:

**Polarizzazione del fascio di fotoni marcati dell'esperimento
jet-target (Studio di fattibilità)**



Polarizzazione del fascio di fotoni marcati dell'esperimento jet-target (Studio di fattibilità)

N. Bianchi, V. Muccifora
INFN - Laboratori Nazionali di Frascati, P.O.Box 13 - 00044 Frascati (Italy)

1. - Introduzione

Un fascio di fotoni di tagging prodotto nella maniera "usuale" (cioé con lo spettrometro di tagging ed il collimatore dei fotoni posti simmetricamente intorno ai rispettivi fasci), contiene tutti gli stati di polarizzazione del fotone e risulta, quindi, non polarizzato. E' noto, comunque, che collimando i fotoni fuori asse, il fascio di bremsstrahlung risulta parzialmente polarizzato [GL53] e che la percentuale di polarizzazione dipende fortemente dalla direzione e dalla apertura del collimatore [AH82]. Ciò comporta due svantaggi:

- a) il primo è quello di ridurre l'intensità del fascio di fotoni di almeno un ordine di grandezza, provocando una corrispondente riduzione sull'efficienza di tagging [CA83];
- b) il secondo riguarda la difficoltà di collimare i fotoni con adeguata precisione, in particolar modo alle alte energie, a causa dei piccoli angoli di emissione del fotone.

Per aumentare il grado di polarizzazione e migliorare l'efficienza del tagging, Laszewski [LA84] ha proposto di collimare sia i fotoni sia gli elettroni residui. L'applicabilità di questa nuova tecnica, nota come Residual Electron Selection (R.E.S.), dipende dalle proprietà dello spettrometro di tagging e richiede una buona conoscenza della sezione d'urto di bremsstrahlung polarizzata, per poter selezionare opportunamente le

direzioni di collimazione.

Scopo di questo lavoro è di valutare l'applicabilità del metodo R.E.S. al sistema di tagging del laboratorio Jet-target. A tal fine:

- 1) è stato studiato il comportamento della sezione d'urto di bremsstrahlung polarizzata nel range energetico di interesse;
- 2) è stato valutato l'aumento di polarizzazione ottenuto con la tecnica R.E.S.;
- 3) è stato studiato il defoccheggiamento in verticale dello spettrometro di tagging al variare della energia,
- 4) scelto il tipo di collimazione sugli elettroni e sui fotoni,
- 5) calcolate l'intensità del fascio γ e l'efficienza di tagging.

2. - Sezione d'urto di bremsstrahlung polarizzata

L'espressione della sezione d'urto per fotoni polarizzati emessi da elettroni non polarizzati é la seguente [MA87]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_e d\Omega_\gamma dk} = \frac{Z^2 e^2}{hc} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{[1-F(q)]^2}{q^4} \frac{1}{k} \frac{p_r}{p_0} \frac{1}{(2\pi)^2} \{ \dots \} \quad [2.1]$$

dove

$$\begin{aligned} \{ \dots \} = & \frac{(\mathbf{p}_0 \cdot \boldsymbol{\varepsilon})^2 (4E_r^2 - q^2)}{(E_0 - p_0 \cos \vartheta_1)^2} + \frac{(\mathbf{p}_r \cdot \boldsymbol{\varepsilon})^2 (4E_0^2 - q^2)}{(E_r - p_r \cos \vartheta_2)^2} \\ & - \frac{2(\mathbf{p}_0 \cdot \boldsymbol{\varepsilon})(\mathbf{p}_r \cdot \boldsymbol{\varepsilon})(4E_0 E_r - q^2)}{(E_0 - p_0 \cos \vartheta_1)(E_r - p_r \cos \vartheta_2)} + \\ & + \frac{k^2(p_0^2 \sin^2 \vartheta_1 + p_r^2 \sin^2 \vartheta_2 - 2p_0 \sin \vartheta_1 p_r \sin \vartheta_2 \cos \Phi)}{(E_0 - p_0 \cos \vartheta_1)(E_r - p_r \cos \vartheta_2)} \end{aligned}$$

con E_0, \mathbf{p}_0 energia e momento dell'elettrone incidente, E_r, \mathbf{p}_r energia e momento finali dell'elettrone, k, \mathbf{k} energia e momento del fotone uscente, $\mathbf{q} = \mathbf{p}_0 - \mathbf{p}_r - \mathbf{k}$ momento trasferito al nucleo, $\boldsymbol{\varepsilon}$ vettore di polarizzazione.

Le energie sono date in unità di mc^2 e gli impulsi in unità di mc , $F(q)$ è il fattore di forma atomico [KO59].

Gli angoli polari ed azimutali individuati dai vettori \mathbf{p}_0 e \mathbf{p}_r , nel sistema di riferimento il cui asse z coincide con il vettore \mathbf{k} , sono, rispettivamente, (ϑ_1, Φ_1) e (ϑ_2, Φ_2) , come mostrato nella fig. 2.1. L'angolo Φ che compare nell'espressione della sezione d'urto è pari a $\Phi_1 - \Phi_2$. L'angolo di polarizzazione ψ è definito come l'angolo compreso tra il piano contenente \mathbf{p}_0 e \mathbf{k} , ed il piano contenente \mathbf{e} e \mathbf{k} .

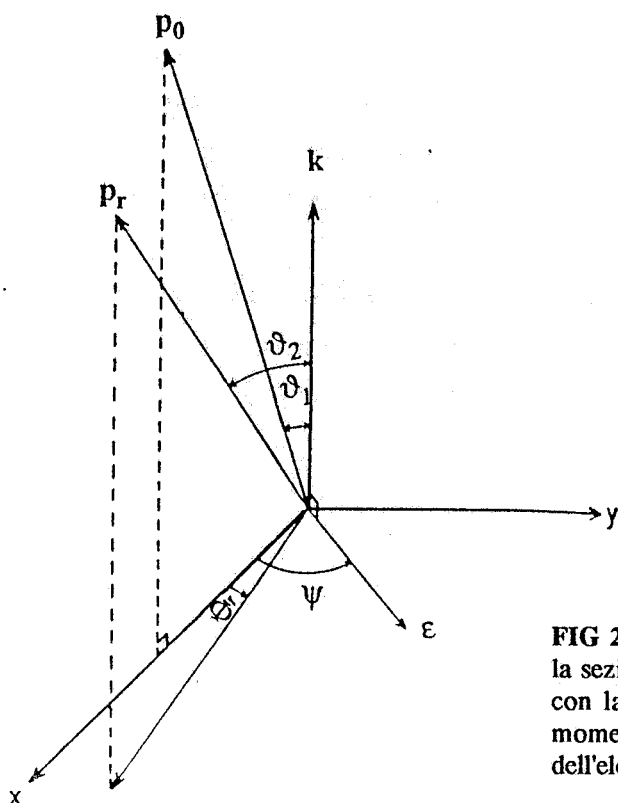


FIG 2.1(a) - Sistema di riferimento in cui viene data la sezione d'urto di bremsstrahlung. L'asse z coincide con la direzione del fotone emesso, \mathbf{p}_0 e \mathbf{p}_r sono i momenti rispettivamente dell'elettrone incidente e dell'elettrone residuo, \mathbf{e} è il vettore di polarizzazione.

Nei calcoli di ottica dello spettrometro di tagging (vedi paragrafo 5) è invece comodo utilizzare il sistema di riferimento il cui asse z coincide con la direzione dell'elettrone incidente, cioè di \mathbf{p}_0 . In questo sistema di riferimento, mostrato in Fig. 2.1(b), gli angoli polari del fotone e dell'elettrone sono rispettivamente ϑ_k e ϑ_e , ω è legato alla differenza tra i due angoli azimutali $\omega = 2\pi + (\phi_k - \phi_e)$.

Tramite una rotazione degli assi, si ricavano le relazioni tra gli angoli espressi nei due sistemi di riferimento:

$$\vartheta_k = \vartheta_1, \quad \vartheta_e \equiv \vartheta_2 - \vartheta_1, \quad \omega = \pi + \phi_e - \phi_k$$

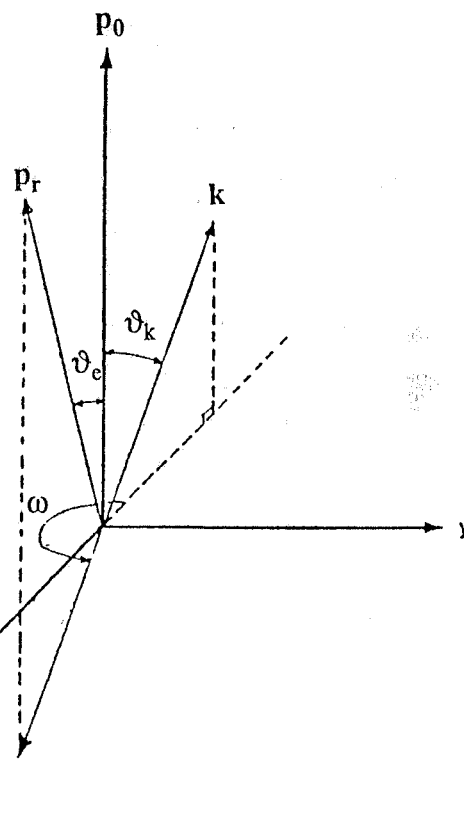


FIG. 2.1 (b) - Sistema di riferimento il cui asse z coincide con la direzione dell'elettrone incidente, cioè di \mathbf{p}_0 .

Questa espressione della sezione d'urto è stata calcolata nell'ipotesi di emissione di un solo fotone da parte dell'elettrone incidente sul radiatore e non include le correzioni coulombiane (essa è pertanto proporzionale a Z^2). Anche gli effetti di rinculo del nucleo sono trascurati, approssimazione, quest'ultima, che è valida soltanto per alte energie del fotone e dell'elettrone che ha irraggiato ($k, E_r \gg 1$) e per piccoli angoli d'irraggiamento ($\vartheta_1, \vartheta_2 \ll 1$).

L'energia $q_0 = E_0 - E_r - k$ trasferita dall'elettrone al nucleo è considerata nulla e ciò equivale ad assumere quest'ultimo come infinitamente pesante. Per quanto riguarda invece l'impulso trasferito, è possibile ricavare la sua espressione scomponendo il vettore q secondo le componenti parallele e perpendicolari a k :

$$\begin{aligned} q_{\perp} &= p_0 \sin \vartheta_1 - p_r \sin \vartheta_2 \\ q_z &= p_0 \cos \vartheta_1 - p_r \cos \vartheta_2 - k. \end{aligned}$$

Sommando membro a membro i quadrati di queste relazioni si ottiene:

$$q^2 = (u-v)^2 + uv(1 - \cos \phi) + 2\delta(1+u^2)(v-u)u + \delta^2(1+u^2)$$

dove si è posto $u = p_0 \sin \vartheta_1$, $v = p_r \sin \vartheta_2$, $\delta = k / (2E_0 - E_r)$.

Nell'approssimazione di alte energie e piccoli angoli il momento trasferito varia nel range:

$$\delta(1+u^2) = q_{\min} < q < q_{\max}(u) \approx u.$$

In questo intervallo di valori di q , la sezione d'urto integrata sugli angoli solidi dell'elettrone è con buona approssimazione costante. Poichè l'angolo solido dell'elettrone corrispondente a $q \approx q_{\min}$, è minore di un fattore q^2/u^2 dell'angolo solido corrispondente a $q \approx q_{\max}$, ne consegue che la sezione d'urto differenziale in $\Delta\Omega_e$ nella regione di piccoli impulsi trasferiti, è più grande di un fattore u^2/q_{\min}^2 rispetto al valore nella zona $q \approx q_{\max}$ [MA81]. La regione di interesse fisico è pertanto quella dei piccoli momenti trasferiti.

Nella espressione [2.1] soltanto i termini entro $\{ \}$ dipendono dall'angolo di polarizzazione; inoltre tale espressione non contiene termini del tipo $[\mathbf{e} \times \mathbf{e}^*] \cdot [\mathbf{u} \times \mathbf{v}]$ (dove \mathbf{u} e \mathbf{v} sono le componenti di \mathbf{p}_0 e \mathbf{p}_r perpendicolari al momento del fotone k) che correlano i momenti con la polarizzazione circolare del fotone. Pertanto, nel limite della prima approssimazione di Born, i fotoni emessi da elettroni non polarizzati, sono polarizzati soltanto linearmente.

3. - Calcolo della polarizzazione e metodo R.E.S.

I termini della espressione [2.1] contenuti entro le parentesi graffe, possono essere scritti in funzione dell'angolo di polarizzazione come:

$$\{ \dots \} = A \cos^2 \psi + 2B \cos \psi \sin \psi + C \sin^2 \psi; \quad [3.1]$$

dove

$$A = 4k^2 E_0 E_r (u-v)^2 \eta \zeta + 16 [E_0 E_r (u\zeta - \eta v \cos \phi)]^2 - 4q^2 (E_0 u \zeta - E_r v \eta \cos \phi)^2$$

$$B = [-16 E_0^2 E_r^2 (u\zeta - \eta v \cos \phi) v \eta + 4q^2 (E_0 u \zeta - E_r v \eta \cos \phi) E_r v \eta] \sin \phi$$

$$C = 4k^2 E_0 E_r (u-v)^2 \eta \zeta + 16 E_0^2 E_r^2 v^2 \eta^2 \sin^2 \phi - 4q^2 E_r^2 v^2 \eta^2 \sin^2 \phi$$

con $\zeta = \frac{1}{2E_0(E_0 - p_0 \cos \theta_1)}$ e $\eta = \frac{1}{2E_r(E_r - p_r \cos \theta_2)}$

In questo modo é immediato ricavare le sezioni d'urto $d\sigma_{\perp}$ e $d\sigma_{||}$ (ossia la sezione d'urto per la quale il vettore campo elettrico del fotone é rispettivamente perpendicolare e parallelo al piano di produzione), che compaiono nella usuale definizione di polarizzazione. Infatti dalla [3.1] si ottiene:

$$d\sigma_{\perp} \propto \{ \dots \}_{\perp} = C;$$

analogamente per $d\sigma_{||}$ si ricava:

$$d\sigma_{||} \propto \{ \dots \}_{||} = A.$$

La polarizzazione P risulta allora definita dalla seguente relazione:

$$P = \frac{d\sigma_{\perp} - d\sigma_{||}}{d\sigma_{\perp} + d\sigma_{||}} = \frac{C - A}{C + A}.$$

In Fig. 3.1 riportiamo gli andamenti di P ricavati dalla espressione [3.1], in funzione dell'angolo θ_2 [MA87]. Le Figg. (a),(b),(c),(d) si riferiscono agli andamenti ottenuti, per vari valori dell'angolo ϕ , con $E_0 = 140$ MeV, $\theta_1 = 1^\circ$ e $k/E_0 = 0.7$. Le Figg (e),(f),(g),(h) sono state invece ottenute sempre per $E_0 = 140$ MeV e $\theta_1 = 1^\circ$ ma con $k/E_0 = 0.2$. Da tali figure si nota che la polarizzazione presenta un massimo ad un angolo θ_2 che dipende debolmente da ϕ e che varia, invece, al variare di k. θ_2 è infatti legato all'angolo di emissione del fotone θ_1 dal fattore cinematico k/E_r .

Questi massimi della polarizzazione, calcolati per una determinata direzione del fotone

e dell'elettrone, saranno modificati da fattori quali la divergenza angolare del fascio di elettroni incidenti e le collimazioni sui fasci di fotoni e di elettroni residui. Pertanto l'andamento della polarizzazione dipenderà fortemente dalla configurazione sperimentale considerata. A titolo esemplificativo in Fig. 3.2(a) sono riportati i valori della polarizzazione ottenuti rivelando soltanto i fotoni, emessi ad un angolo $\theta_k = \theta_2$. θ_e [AH82]. In ascissa è riportato il rapporto θ_k/θ_{kc} , dove θ_{kc} è l'angolo caratteristico di emissione del fotone ($\theta_{kc} = m/E_0$). I grafici si riferiscono a due diverse energie di testa E_0 e a vari valori del rapporto k/E_0 .

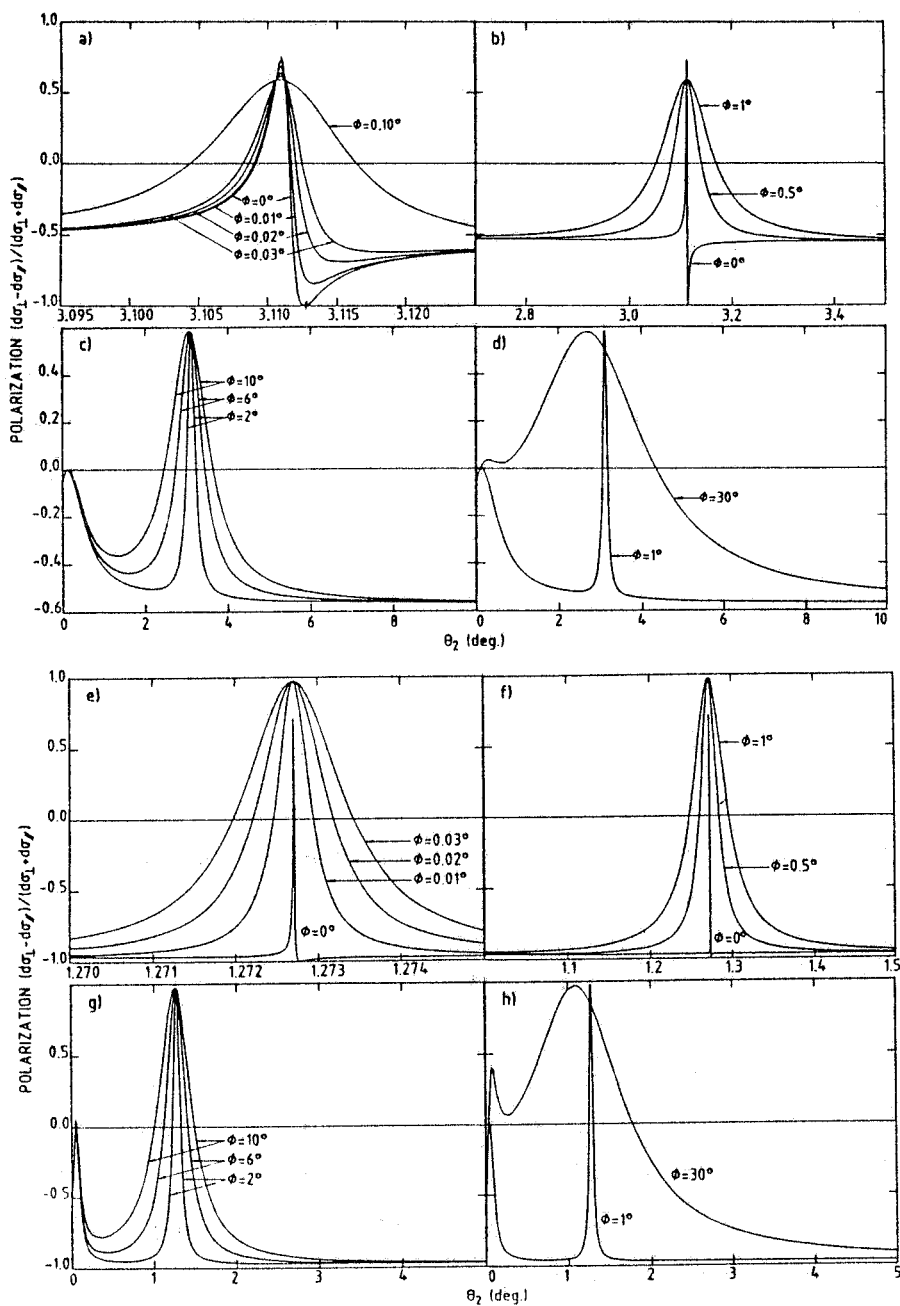
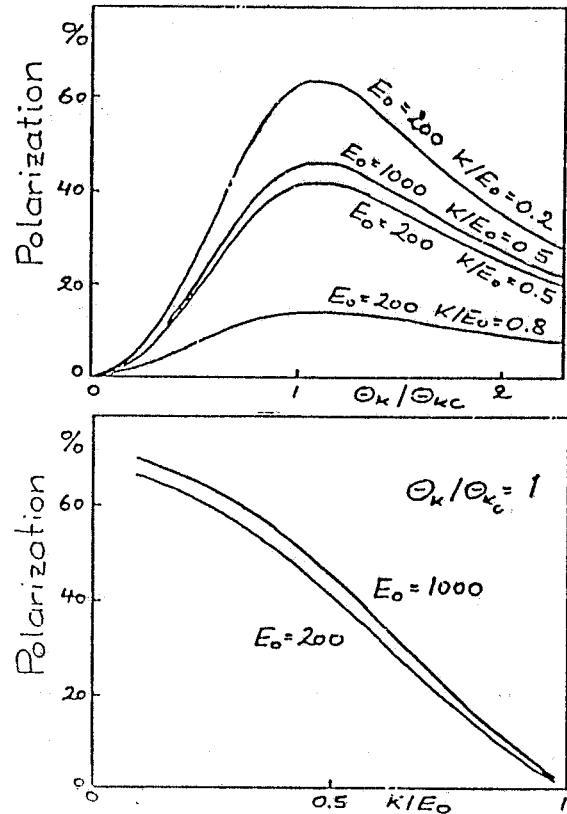


FIG. 3.1 - Andamenti della polarizzazione in funzione di θ_2 per vari valori dell'angolo ϕ . Nelle Figg. (a), (b), (c), (d) $E_0=140$ MeV, $\theta_1=1^\circ$ e $k/E_0=0.7$. Nelle Figg (e), (f), (g), (h) $E_0=140$ MeV, $\theta_1=1^\circ$ ma $k/E_0=0.2$ [MA87].

Da tale figura risulta evidente che, per ottenere il massimo valore della polarizzazione, è necessario collimare i fotoni intorno all'angolo caratteristico della bremsstrahlung θ_{kc} . Va inoltre sottolineato che la notevole diminuzione della polarizzazione osservata al variare di θ_k , (specie per bassi valori del rapporto k/E_0), impone una collimazione stringente attorno a θ_{kc} , compatibilmente con valori accettabili dell'intensità di fotoni.

Nella Fig. 3.2 (b) sono riportati i valori della polarizzazione per $\theta_k = \theta_{kc}$, in funzione del rapporto k/E_0 e per diversi valori della energia di testa E_0 . Risulta evidente che la dipendenza da quest'ultimo parametro è piuttosto debole, mentre quando il rapporto k/E_0 passa da 0.8 a 0.2, la polarizzazione passa, rispettivamente, dal 10% al 60%.

FIG. 3.2(a) - Andamento della polarizzazione ottenuta rivelando soltanto i fotoni, emessi ad un angolo θ_k . $\theta_{kc} = m/E_0$ è l'angolo caratteristico della bremsstrahlung. (b) Andamento della polarizzazione, ottenuta rivelando i fotoni a $\theta_k = \theta_{kc}$, in funzione del rapporto k/E_0 [AH82].



Dal confronto con la Fig. 3.1 si deduce che è possibile aumentare questi valori rivelando anche l'elettrone che ha irraggiato lungo una direzione prefissata. Questo metodo noto come metodo R.E.S. è stato studiato da Ahrens [AH82] ed applicato al sistema di tagging dell'Università dell'Illinois [LA84].

In linea di principio il metodo R.E.S. può essere applicato ad un qualsiasi sistema di tagging. E' però necessario che lo spettrometro di tagging foceggi nel piano orizzontale e defoceggi in quello verticale, dove si vuole conservare l'informazione sull'apertura angolare della bremsstrahlung. In questo modo la quota sul piano mediano, risulta proporzionale all'angolo nel piano verticale con cui l'elettrone lascia il radiatore. Ne consegue che, se lo spettrometro di tagging risulta costituito da un dipolo ed un quadrupolo, quest'ultimo deve defocheggiare in verticale se si vuole garantire una sufficiente risoluzione in quota. Ciò è certamente possibile in un sistema di tagging esterno, dove lo spettrometro è separato dall'acceleratore, e quindi consente di variare a piacere la costante di foceggiamento del quadrupolo in modo da ottimizzare la misura dell'angolo nel piano verticale. Ciò è stato fatto ad esempio sul sistema di tagging di Mainz [KE85] il cui spettrometro è costituito da una configurazione quadrupolo-dipolo-dipolo.

L'applicabilità di questo metodo ad un sistema di tagging dipende quindi fortemente dalle proprietà dello spettrometro, o, più genericamente, dalle caratteristiche globali degli elementi magnetici presenti nel sistema di tagging. Bisogna inoltre sottolineare che le limitazioni imposte da un insufficiente defoccheggiamento in verticale, diventano tanto più importanti quanto maggiore è l'energia degli elettroni incidenti. Infatti all'aumentare di E_0 diminuisce sia l'angolo di emissione del fotone, sia quello dell'elettrone residuo; inoltre quest'ultimo diventa confrontabile con la divergenza angolare del fascio incidente, rendendo così inapplicabile la tecnica R.E.S. [LA84].

4. Caratteristiche del sistema di tagging installato su Adone

Il sistema di tagging del progetto jet-target consentirà di monocromatizzare un fascio di fotoni (di energia tra 200 MeV e 1200 MeV), prodotti dalla bremsstrahlung degli elettroni circolanti in Adone su un fascio molecolare di Argon. Come spettrometro di tagging è stato utilizzato il magnete curvante di Adone posto immediatamente a valle della jet-target. Tale magnete garantisce una risoluzione energetica del fascio di fotoni variabile da circa l'1% al 3%, al variare dell'energia del fascio circolante da $E_0=1500$ MeV a $E_0=500$ MeV [AL86].

Il sistema di tagging è costituito da 80 scintillatori disposti su due file (vedi Fig. 4.1), in questo modo la coincidenza tra i due piani di scintillatori consente di ridurre i fondi sull'apparato di rivelazione. Per diminuire il numero dei contatori senza però diminuire il numero dei canali di tagging (80 canali per $E_0=1500$ MeV, 26 canali per $E_0=500$ MeV), gli scintillatori posteriori si sovrappongono all'incirca per metà a quelli anteriori. La larghezza della zona di sovrapposizione degli scintillatori (che varia lungo la linea focale) determina la risoluzione spaziale del canale di tagging; l'altezza di ciascun scintillatore è pari a 4 cm e lo spessore è pari ad 1 cm.

In Fig. 4.1 è mostrata una vista dall'alto del magnete di Adone con indicazione della zona del magnete occupata dai contatori, la parte ingrandita mostra la disposizione dei primi contatori. In Fig. 4.2 è mostrato l'intero array di scintillatori con le relative fibre ottiche.

Per poter effettuare esperimenti a basso fondo, occorre trasportare il fascio di fotoni nella sala sperimentale, che si trova ad una distanza di oltre 18 metri dal punto di produzione. Collimando il fascio entro 2 cm di raggio, l'intensità del fascio di fotoni si riduce a $\cong 86\%$ per un'energia degli elettroni incidenti $E_0=1500$ MeV, mentre per $E_0=500$ MeV risulta $\cong 42\%$.

La geometria dell'apparato di rivelazione e la collimazione sul fascio di fotoni [MU86], determinano i valori della probabilità e della efficienza del tagging. La probabilità è definita come il numero di fotoni marcati per intervallo di energia diviso il numero totale di

fotoni nello stesso intervallo. L'efficienza è invece data dal rapporto tra il numero di fotoni marcati per intervallo di energia ed il numero di conteggi sul contatore di tagging che definisce quell'intervallo [CA83].

Con il sistema di tagging descritto precedentemente e la collimazione sul fascio di fotoni di ± 1.1 mrad; si ottiene una probabilità di tagging $>80\%$ sia per $E_0=1500$ MeV che per $E_0=500$ MeV. Invece l'efficienza del tagging scende dal 90% al 35% quando E_0 varia da 1500 MeV a 500 MeV. Tale riduzione è imputabile al taglio prodotto dal collimatore del fascio di fotoni, che diventa più severo per $E_0=500$ MeV (essendo l'apertura angolare della bremsstrahlung inversamente proporzionale ad E_0).

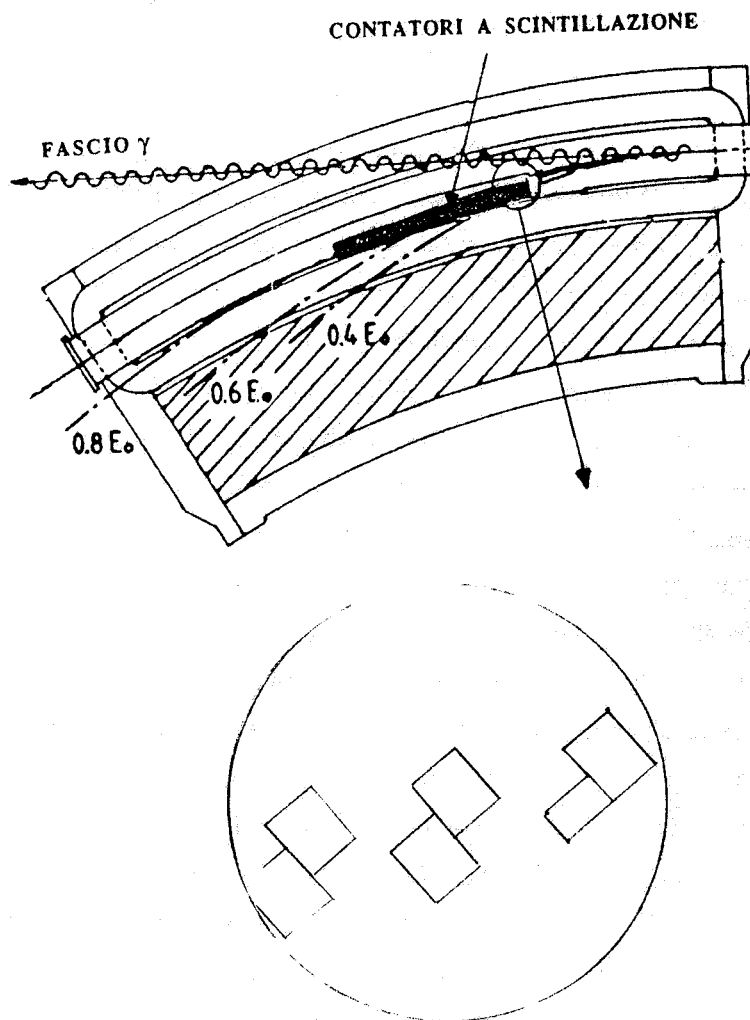


FIG. 4.1 - E' mostrata una vista dall'alto del magnete di Adone con indicazione della zona del magnete occupata dai contatori, la parte ingrandita mostra la disposizione dei primi contatori.

5 Applicazione del metodo R.E.S. al sistema di tagging installato su Adone

Alla luce di quanto esposto precedentemente vogliamo studiare l'applicabilità del metodo R.E.S. al sistema di tagging installato su Adone ed, eventualmente, calcolare i valori della polarizzazione ottenibili. Per eseguire questi calcoli è comodo utilizzare il sistema di riferimento mostrato in Fig. 2.1(b), in cui l'asse z coincide con la direzione dell'elettrone incidente.

Come prima cosa occorre determinare per quale direzione dell'elettrone residuo la sezione d'urto di bremsstrahlung risulta massima, avendo fissato l'angolo del fotone $\theta_k = \theta_{kc}$. Sappiamo infatti (Fig. 3.2) che collimando il fotone lungo questa direzione, la polarizzazione presenta il massimo per tutte le energie e per tutti i valori del rapporto k/E_0 . I risultati di tale calcolo sono contenuti nei grafici bidimensionali delle Figg. 5.1 che sono funzioni degli angoli polari ad azimutali dell'elettrone residuo. La Fig. 5.1(a) si riferisce ad $E_0 = 500$ MeV, $k/E_0 = 0.5$; la direzione del fotone è stata fissata a $\theta_k = \theta_{kc}$ e $\phi_k = 90^\circ$. La Fig. 5.1(b) descrive il caso analogo (il fotone è emesso agli angoli θ_{kc} e $\phi_k = 90^\circ$, la sua energia è $k = 0.5E_0$), ma $E_0 = 1500$ MeV. I valori delle energie E_0 corrispondono alla minima e alla massima energia per Adone. In entrambe le figure, l'angolo azimutale per il quale la sezione d'urto raggiunge il massimo è $\phi_e = 270^\circ = \phi_k + 180^\circ$; ciò corrisponde alla situazione cinematica in cui l'elettrone ed il fotone sono complanari. Nel caso contemplato ($\phi_k = 90^\circ$ e $\phi_e = 270^\circ$), tale piano coincide con il piano verticale dello spettrometro di tagging. Gli angoli polari corrispondenti al massimo della sezione d'urto sono $\theta_e = 1.1$ mrad e $\theta_e = 0.4$ mrad, rispettivamente per le Figg. (a) e (b). Questi valori corrispondono agli angoli caratteristici di emissione dell'elettrone $\theta_{ec} = mk/E_0 E_r$, in accordo con i calcoli di Ahrens [AH82].

Va notato però che mentre a 500 MeV tale angolo è maggiore di più di un ordine di grandezza rispetto alla r.m.s. della divergenza angolare del fascio ($\sigma_y = 0.07$ mrad), a 1500 MeV tali grandezze risultano confrontabili ($\sigma_y = 0.2$ mrad). Ciò fa presumere che mentre a 500 MeV è possibile conservare l'informazione sulla direzione di irraggiamento, a 1500 MeV tale direzione si confonde invece con l'emittanza del fascio stesso.

A riprova di questa affermazione sono mostrate in Fig. 5.2(a) le distribuzioni in quota (ad $E_0 = 500$ MeV, $k/E_0 = 0.5$, $\theta_k = \theta_{kc}$, $\phi_k = 90^\circ$) per elettroni emessi con $\theta_e = \theta_{ec}$ (istogramma centrato su -3 mm) $\theta_e = 2\theta_{ec}$ (distribuzione centrata su -6 mm) $\theta_e = 0$ (distribuzione centrata su 0 mm) $\theta_e = 1.5\theta_{ec}$ (distribuzione centrata su -4.5 mm) $\theta_e = 0.5\theta_{ec}$ (distribuzione centrata su -1.5 mm) e $\phi_e = 270^\circ$. L'intensità del picco corrispondente a $\theta_e = \theta_{ec}$ è maggiore di almeno un fattore 20 rispetto all'intensità degli altri picchi. Inoltre la larghezza degli stessi, caratterizzata da una f.w.h.m. < 1 mm, consente una facile separazione tra le distribuzioni. Va detto comunque che il valore della f.w.h.m. dovrà essere calcolato considerando la collimazione finita sul fascio γ e sugli elettroni residui.

Le corrispondenti distribuzioni per $E_0 = 1500$ MeV sono mostrate in Fig. 5.2(b) (le curve tratteggiate corrispondono a $\theta_e = \theta_{ec}$ e $\theta_e = 2\theta_{ec}$; quella continua a $\theta_e = 0$). Da tale figura

risulta evidente l'impossibilità di selezionare gli elettroni emessi a $\theta=\theta_{ec}$ a causa della sovrapposizione delle varie curve. Pertanto le considerazioni che seguono si riferiscono ad $E_0=500$ MeV.

Per una fissata energia dell'elettrone incidente, l'angolo $\theta_{ec}=mk/E_0E_r$ dipende dall'energia del fotone emesso; ne deriva quindi che la quota alla quale la polarizzazione risulta massima, varia a seconda del canale di tagging considerato. In Fig. 5.3 è riportato l'andamento della quota sui 26 canali di tagging che ricoprono il range $0.4E_0 < k < 0.8E_0$ per $E_0=500$ MeV. La diminuzione della quota che si osserva passando dal 1° canale ($k/E_0=0.8$) al 26° canale ($k/E_0=0.4$), è dovuta ad una corrispondente diminuzione dell'angolo caratteristico dell'elettrone residuo $\theta_{ec}=mk/E_0E_r$. A basse energie degli elettroni residui la selezione in quota può essere effettuata tramite un sistema di fenditure, posto di fronte ai rivelatori di tagging [LA85]. La larghezza di ciascuna fenditura, centrata sulla direzione che si desidera selezionare, determina il valore della collimazione sugli elettroni. Tale metodo risulta però difficilmente applicabile alle alte energie, dove sono necessari spessori elevati di materiale per arrestare gli elettroni.

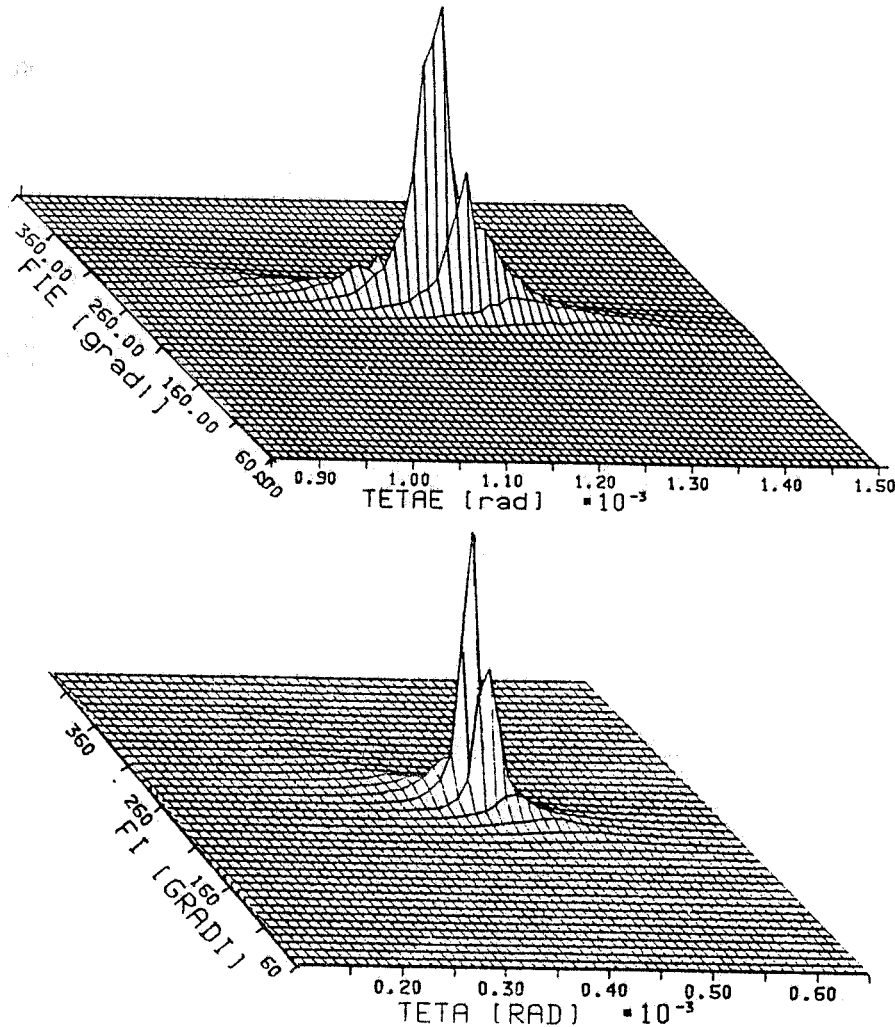


FIG 5.1(a) - Andamento della sezione d'urto di bremsstrahlung ad $E_0=500$ MeV, in funzione dell'angolo polare TETA ed azimutale FI dell'elettrone residuo. La direzione del fotone è stata fissata a $\theta_k=\theta_{kc}$, $\phi_k=\pi/2$ e $k/E_0=0.5$. (b) Stesso grafico per $E_0=1500$ MeV.

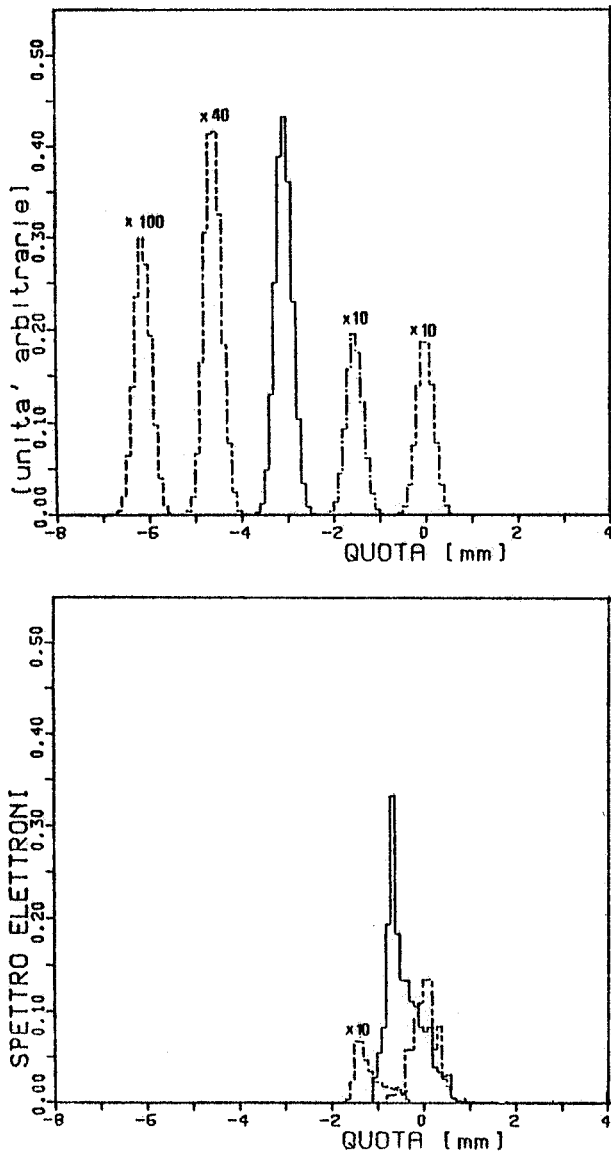
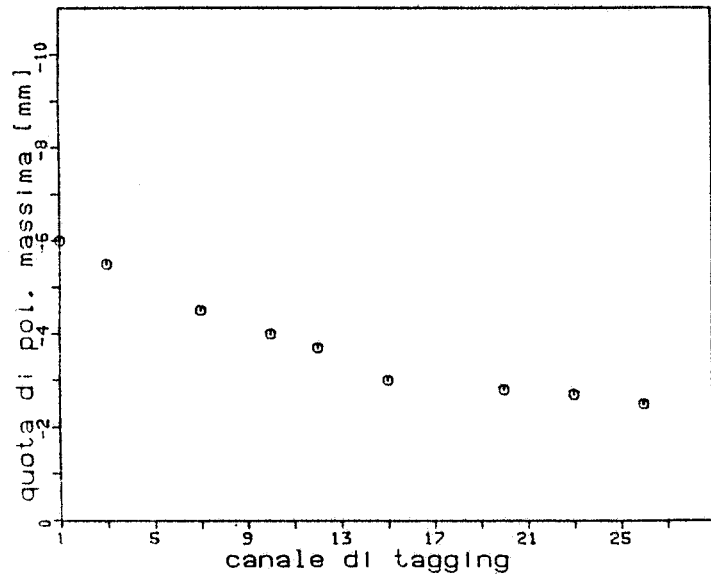


FIG. 5.2(a) - Distribuzioni in quota (per $E_0=500$ MeV, $k/E_0=0.5$, $\theta_k=\theta_{kc}$, $\phi_k=90^\circ$) per elettroni emessi con $\theta_e=\theta_{ec}$ (istogramma centrato su -3 mm) $\theta_e=2\theta_{ec}$ (distribuzione centrata su -6 mm) $\theta_e=0$ (distribuzione centrata su 0 mm) $\theta_e=1.5\theta_{ec}$ (distribuzione centrata su -4.5 mm) $\theta_e=0.5\theta_{ec}$ (distribuzione centrata su -1.5 mm) e $\phi_e=270^\circ$. (b) Corrispondenti distribuzioni per $E_0=1500$ MeV (le tratteggiate corrispondono a $\theta_e=2\theta_{ec}$ e $\theta_e=0$; quella continua a $\theta_e=\theta_{ec}$).

FIG. 5.3 - Andamento della quota sui 26 canali di tagging che ricoprono il range $0.4 E_0 < k < 0.8 E_0$ per $E_0=500$ MeV



Per quanto riguarda il tagging installato su Adone, lo spazio utile per la collocazione di opportuni selettori di quota è di circa 2 cm. Ciò impone la scelta di rivelatori attivi, come per esempio le fibre ottiche scintillanti, il cui impiego, oltre a non produrre fondi per effetto di sciame da diffusione, consente di pulire ulteriormente le casuali sul tagging. La fibra può essere disposta secondo l'andamento mostrato in Fig. 5.3, in questo modo viene selezionato il grado massimo di polarizzazione su tutti i canali del tagging. Un altro metodo consiste nel disporre varie fibre parallelamente al piano mediano dello spettrometro e di realizzare una matrice di coincidenza tra la quota ed il canale di tagging. Con questo metodo si ha il vantaggio di poter selezionare il grado di polarizzazione per ciascun canale di tagging.

Per stabilire il valore della collimazione sul fascio γ e sugli elettroni residui, è necessario valutare come variano l'intensità dei fotoni e l'efficienza del tagging al variare del tipo di collimazione. Da quanto detto sopra, l'intensità dei fotoni è stata calcolata ad una distanza di 18 metri dal punto di produzione dei fotoni; pertanto se si collimano i fotoni emessi a $\theta_k = \theta_{kc}$, il foro del collimatore risulta spostato di circa 2 cm rispetto al piano di reazione. Con una collimazione di $\pm 1/2\theta_{kc}$, (il che equivale ad un collimatore di raggio pari ad 1cm), l'intensità dei fotoni si riduce al 5%. Collimando ulteriormente, la diminuzione d'intensità risulta eccessiva; ad esempio con $\pm 0.25\theta_{kc}$ l'intensità viene ridotta al 1.5%.

Per quanto riguarda la collimazione sugli elettroni residui, bisogna tenere conto della divergenza angolare del fascio incidente, la cui r.m.s. risulta $\sigma_y = 0.07$ mrad. Non ha ovviamente senso richiedere una collimazione più stringente di $\pm 3\sigma_y = \pm 0.21$ mrad. Quest'ultimo valore, espresso come frazione dell'angolo caratteristico $\theta_{ec} = 1.1$ mrad, risulta pari a circa $\pm 0.2 \theta_{ec}$.

In Fig. 5.4 è mostrata la distribuzione in quota degli elettroni raccolti intorno a θ_{ec} con una accettazione pari a $\pm 0.2 \theta_{ec}$. I corrispondenti fotoni sono stati invece raccolti intorno a θ_{kc} , con una accettazione pari a $\pm 1/2 \theta_{kc}$. Dal confronto con la Fig. 5.2(a) è possibile notare l'allargamento della distribuzione dovuto alla collimazione finita sul fascio γ e sul fascio di elettroni. Comunque per contenere l'intera distribuzione è sufficiente utilizzare una fibra scintillante di 2 mm di diametro.

Con la collimazione scelta il valore della efficienza del tagging, risulta pari al 12%. È importante osservare che una collimazione più stringente sul fascio γ , richiederebbe una collimazione più stringente pure sul fascio di elettroni, se si vuole mantenere costante l'efficienza di tagging.

Infine in Fig. 5.5 è riportato l'andamento della polarizzazione, in funzione di θ_e/θ_{ec} , per $k/E_0 = 0.4$ e $k/E_0 = 0.8$, che corrispondono rispettivamente alla minima ed alla massima energia del sistema di tagging. I fotoni sono stati collimati intorno a θ_{kc} con una collimazione di $\pm 1/2 \theta_{kc}$, mentre la collimazione sugli elettroni è $\pm 0.2 \theta_{ec}$. Dal grafico

risulta che, per $(\theta_e/\theta_{ec})=1$, la polarizzazione passa dal 60% quando $k/E_0=0.4$ (26° canale di tagging), al 17% quando $k/E_0=0.8$ (1° canale di tagging). Questi valori di polarizzazione sono pertanto i valori ottenibili utilizzando il sistema di tagging già installato in Adone e con la collimazione da noi scelta.

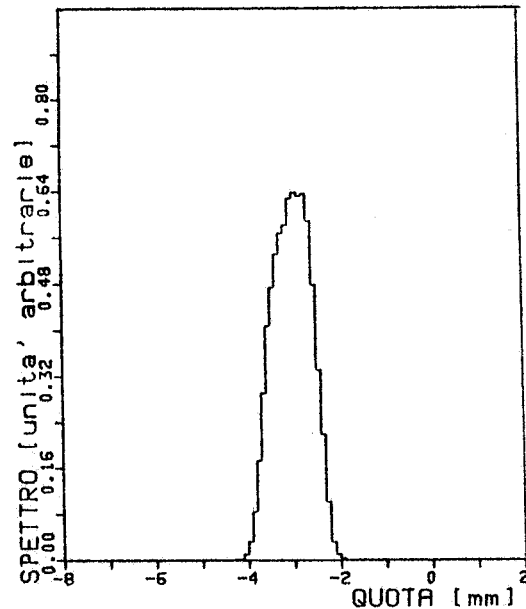


FIG. 5.4 - Distribuzione in quota degli elettroni collimati intorno a θ_{ec} con una collimazione pari a $\pm 0.2 \theta_{ec}$. I corrispondenti fotoni sono stati invece collimati intorno a θ_{kc} , con una collimazione pari a $\pm 1/2 \theta_{kc}$.

Va detto infine che tali valori sono del tutto confrontabili con quelli calcolati per il sistema di tagging previsto per MAMIB, come dimostrano i grafici di Fig.5.6 [AH82]. L'andamento della polarizzazione, calcolato su un range più ampio di valori del rapporto θ_e/θ_{ec} e per una energia $E_0=840$ MeV, è stato ottenuto con la collimazione di $\pm 0.5 \theta_{kc}$ sul fascio di fotoni, e sugli elettroni è $\pm 0.1 \theta_{ec}$.

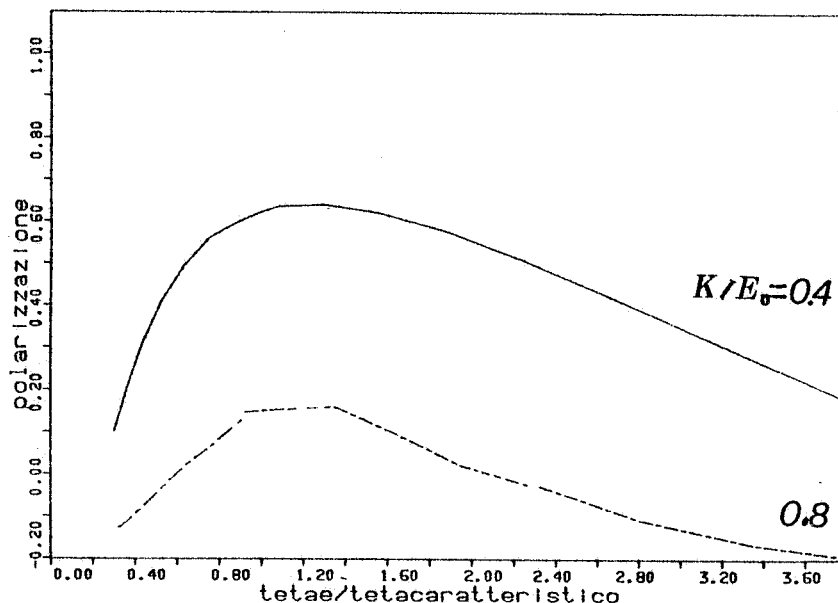


FIG. 5.5 - Andamento della polarizzazione, in funzione di θ_e/θ_{ec} , per $k/E_0=0.4$ e $k/E_0=0.8$. I fotoni sono stati collimati intorno a θ_{kc} con una collimazione di $\pm 1/2 \theta_{kc}$, mentre la collimazione sugli elettroni è $\pm 0.2 \theta_{ec}$.

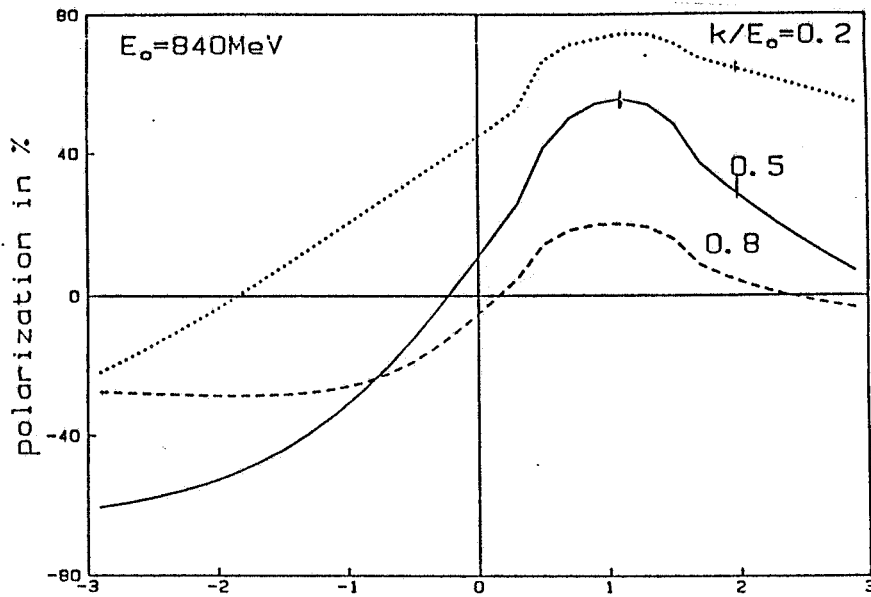


FIG. 5.6 - Andamento della polarizzazione, in funzione di θ_e / θ_{ec} , per $k/E_0=0.2$, $k/E_0=0.5$ e $k/E_0=0.8$. I fotoni sono stati collimati intorno a θ_{kc} con una collimazione di $\pm 1/2 \theta_{kc}$, mentre la collimazione sugli elettroni è $\pm 0.1 \theta_{ec}$.

BIBLIOGRAFIA

- [AL86] M. ALBICOCCO et al., Nota Interna LNF-86/29(R)
- [AH82] J. AHRENS, "Linear polarization of tagged bremsstrahlung radiation", Internal Report of the Max Planck Institut, Mainz (1982)
- [CA83] L.S. CARDMANN "Photon Tagging" presented ad the Magnetic Spectromer Workshop Williamsburg, October 1983.
- [GL53] R.L. GLUCKSTERN et al., Phys. Rev. **90**, 1026 (1953)
- [KE85] J.D. KELLIE et al., N.I.M. **A241** (1985) 153
- [KO59] H.W. KOCH, J.W. MOTZ, Revs. Mod. Phys. **31** (1959) 920
- [LA84] R.M. LASZEWSKJ et al., N.I.M. **228** (1985) 334-342
- [LA87] R.M. LASZEWSKJ, CEBAF 1987 Summer Workshop
- [MA87] L.C. MAXIMON, Physics Reports 147, N°4 (1987) 189-252.
- [MU86] V. MUCCIFORA et al., Nota Interna LNF-86/30 (R).