



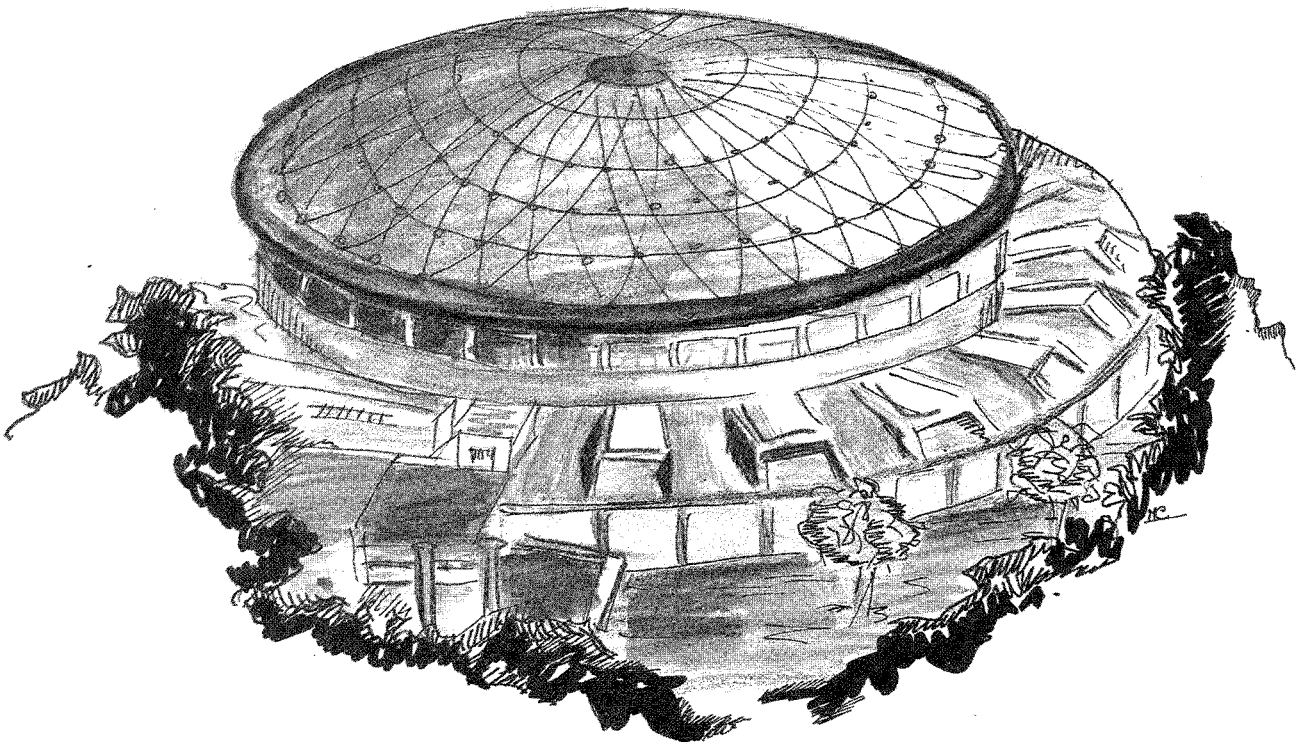
Laboratori Nazionali di Frascati

To be published on *Il Nuovo Saggiatore*

LNF-90/010(P)
15 Febbraio 1990

M. Anghinolfi, N. Bianchi, P. Corvisiero, E. De Sanctis, S. Frullani, F. Garibaldi,
G. Gervino, C. Guaraldo, P. Levi Sandri, V. Lucherini, V. Muccifora, E. Polli,
A.R. Reolon, G. Ricco, P. Rossi, M. Sanzone, M. Taiuti, G.M. Urciuoli,
A. Zucchiatti:

IL PROGETTO JET TARGET SU ADONE



IL PROGETTO JET TARGET SU ADONE

M. Anghinolfi,¹ N. Bianchi,⁰ P. Corvisiero,¹ E. De Sanctis,⁰ S. Frullani,² F. Garibaldi,² G. Gervino,³ C. Guaraldo,⁰ P. Levi Sandri,⁰ V. Lucherini,⁰ V. Muccifora,⁰ E. Polli,⁰ A.R. Reolon,⁰ G. Ricco,¹ P. Rossi,⁰ M. Sanzone,¹ M. Taiuti,¹ G.M. Urciuoli,² A. Zucchiatti.¹

⁰ INFN-Laboratori Nazionali di Frascati, C.P. 13, I-00044 Frascati

¹ Dipartimento di Fisica dell'Università e INFN-Sezione di Genova, Via Dodecaneso 33, I-16146 Genova

² Laboratori di Fisica dell'Istituto Superiore di Sanità e INFN-Sezione Sanità, Viale Regina Margherita 229, I-00185 Roma

³ Dipartimento di Fisica Sperimentale dell'Università e INFN-Sezione di Torino, Via P. Giuria 1, I-10125 Torino

Vengono descritte le caratteristiche del fascio molecolare condensato di Argon installato a Frascati sull'anello di accumulazione ADONE. Il bersaglio è usato come radiatore per produrre un fascio di fotoni monocromatici di energia variabile tra 200 e 1200 MeV e di intensità $\approx 10^6$ fotoni/s per canale di energia. Sono anche descritti le possibilità, i vantaggi e le limitazioni dell'uso di bersagli interni per l'esecuzione di esperimenti di diffusione di elettroni: si possono ottenere luminosità di $\approx 10^{33} Z^{-2}$ nuclei \cdot cm $^{-2}$ s $^{-1}$ per una vita media di 20 minuti, con fasci circolanti di elettroni di intensità 100 mA, energia fino a 1.5 GeV e buona emittanza, e bersagli gassosi di circa 10^{13} atomi/cm 2 .

1. INTRODUZIONE

L'uso di bersagli gassosi all'interno di anelli di accumulazione o allungatori di impulso (*stretchers*) è stato ampiamente discusso negli ultimi anni¹⁻³ come un metodo per ottenere luminosità (vedi Riquadro 1) ragionevolmente elevate in condizioni di bassi fondi, buona

risoluzione energetica e trascurabile diffusione multipla, con richiesta minima di fascio dall'acceleratore.

RIQUADRO N. 1: LA LUMINOSITA'

La luminosità è una misura della velocità di raccolta dei dati per un determinato processo. Si tratta di una grandezza inizialmente impiegata in esperimenti di collisione fascio-fascio in anelli di accumulazione e in seguito usata anche per esperimenti con bersaglio fisso. In quest'ultimo caso, essa risulta proporzionale al prodotto della corrente del fascio incidente o circolante per lo spessore del bersaglio. Qui di seguito vengono date due formulazioni comode per i casi di interesse in questo articolo.

A) Luminosità con bersagli esterni. Attualmente gli esperimenti di diffusione di elettroni condotti alle energie di 500-700 MeV presso acceleratori convenzionali, come il linac di Saclay, sono effettuati con risoluzione energetica di 1 MeV usando bersagli di spessore dell'ordine di 10^{-100} mg/cm² e correnti $I_0=10-50$ μA. Pertanto le luminosità disponibili risultano:

$$L_e = \left(\frac{I_0}{e}\right) N_A \left(\frac{\rho x}{A}\right) = 3.1 \cdot 10^{34} \left[\frac{I_0}{10 \mu A} \right] \left[\frac{t}{10 \text{ mg/cm}^2} \right] \left[\frac{12}{A} \right] \quad [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}] ,$$

dove N_A è il numero di Avogadro, A e A sono rispettivamente il peso molecolare ed il numero di massa in unità di massa del carbonio.

B) Luminosità con bersagli interni: Viene normalmente scritta esprimendo lo spessore del bersaglio in termini del numero di atomi per cm², n_t . Spessori di 10^{15} cm⁻² (o decine di ng/cm²) sono utilizzabili senza effetti significativi sul fascio circolante. Questi bersagli sono molto sottili, ma poiché in questo caso il fascio circolante attraversa il bersaglio più di 10^6 volte al secondo lo spessore effettivo risulta confrontabile con quello usuale in esperimenti ad alta risoluzione con fasci e bersagli esterni.

$$L_i = \left(\frac{I_0}{e}\right) N_A \left(\frac{\rho x}{A}\right) = 6.2 \cdot 10^{32} \left[\frac{I_0}{100 \text{ mA}} \right] \left[\frac{n_t}{10^{15} \text{ cm}^{-2}} \right] \quad [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}] .$$

Le luminosità ottenibili risultano pertanto dell'ordine di 10^{33} cm⁻²s⁻¹.

In modo schematico un dispositivo per esperimenti di diffusione su bersagli interni consiste di un sottile bersaglio gassoso di spessore tra 1-10 ng/cm² installato su un anello di accumulazione o uno stretcher in modo da intercettare le particelle circolanti in un punto del reticolo in cui il fascio è altamente focalizzato. L'alto valore di luminosità si ottiene facendo ricircolare le stesse particelle attraverso il bersaglio più volte al secondo. L'energia immagazzinata

conseguentemente i fondi di sala e le schermature necessarie per un laboratorio con bersagli interni sono modesti in confronto a quelli per un laboratorio convenzionale con bersagli esterni.

L'uso di simili dispositivi su anelli di accumulazione per elettroni rappresenta un'opzione attraente per effettuare in modo economico ed elegante alcuni degli esperimenti previsti nei futuri laboratori dotati di fasci continui di elettroni di alta energia. E' per questo motivo che, dopo i primi pionieristici esperimenti con bersagli gassosi interni effettuati nel decennio scorso a Novosibirsk⁴, é stata recentemente presentata una proposta per usare questa tecnica sull'anello di accumulazione PEP⁵ di SLAC e sono attualmente in costruzione tre anelli rispettivamente a Novosibirsk,⁶ Bates⁷ NIKHEF,⁸ per consentire l'effettuazione sistematica di simili esperimenti.

Prevedendo questo grande interesse della fisica nucleare per l'uso di bersagli interni in acceleratori circolari, una collaborazione tra i Laboratori Nazionali di Frascati e la Sezione INFN di Genova ha avviato nella seconda metà del 1985 un programma di ricerca che prevedeva la progettazione, costruzione ed installazione di un fascio molecolare condensato di Argon sull'anello di accumulazione ADONE. Lo scopo di questo programma era duplice: i) studiare le interazioni del fascio circolante di elettroni con il getto di Argon; ii) produrre un fascio monocromatico di fotoni di alta energia con la tecnica dell'etichettamento (*tagging*) della bremsstrahlung per lo studio di processi di fotoreazione.

2. IL LABORATORIO *JET TARGET* DI FRASCATI

La Fig. 1(a) mostra la pianta dell'anello di accumulazione per positroni ed elettroni ADONE: l'anello é diviso in 12 regioni identiche, ciascuna costituita da un elemento del reticolo magnetico (consistente in un dipolo, di indice di campo $n=1/2$, con un doppietto di quadrupoli a ciascun lato) e una sezione diritta lunga 2.6 m. La circonferenza di ADONE é di circa 105 m e quindi un pacchetto di elettroni ultrarelativistici impiega circa $T_0=350$ ns per compiere una rivoluzione. Gli elettroni sono iniettati nell'anello all'energia di ≈ 340 MeV (per accumulare una corrente di circa 70 mA sono richiesti pochi secondi) e quindi vengono accelerati all'energia richiesta da una cavità a radio frequenza RF e mantenuti in orbita innalzando opportunamente il campo magnetico dei dipoli. La cavità RF a 51.4 MHz raggruppa gli elettroni circolanti in 18 pacchetti, di larghezza ciascuno circa 1 ns e distanti tra di loro ≈ 20 ns.

Il getto di Argon condensato é installato nella sezione diritta N° 5: esso viene usato come radiatore per produrre un fascio monocromatico di fotoni di energia da 200 a 1200 MeV. La tecnica impiegata per rendere il fascio monocromatico é quella dell'etichettamento (*tagging*) (vedi Riquadro 2), che consiste, essenzialmente, nella misura dell'energia residua E_r dell'elettrone (che incide con energia E_0 sul bersaglio di frenamento) dopo che ha emesso un fotone di energia $k=(E_0-E_r)$. In pratica si rivelano in coincidenza l'elettrone residuo che ha irraggiato il fotone e la particella X prodotta nel processo di fotoreazione: pertanto dal punto di vista sperimentale la

tecnica del tagging é simile ad un esperimento di diffusione esclusiva di elettroni [esperimenti ($e,e'X$)] in cui il fotone scambiato é reale.¹⁰ In ADONE, gli elettroni di rinculo vengono analizzati in impulso dal dipolo magnetico immediatamente a valle della sezione diritta N° 5 e rivelati da due schiere di contatori a scintillazione in coincidenza (vi sono 39 contatori in ciascuna schiera), poste nel traferro del dipolo tra la camera da vuoto e il giogo del magnete.[vedi Fig. 1 (b) e Fig. 2; quest'ultima é una foto dei contatori di tagging nella loro posizione all'interno del dipolo di ADONE].

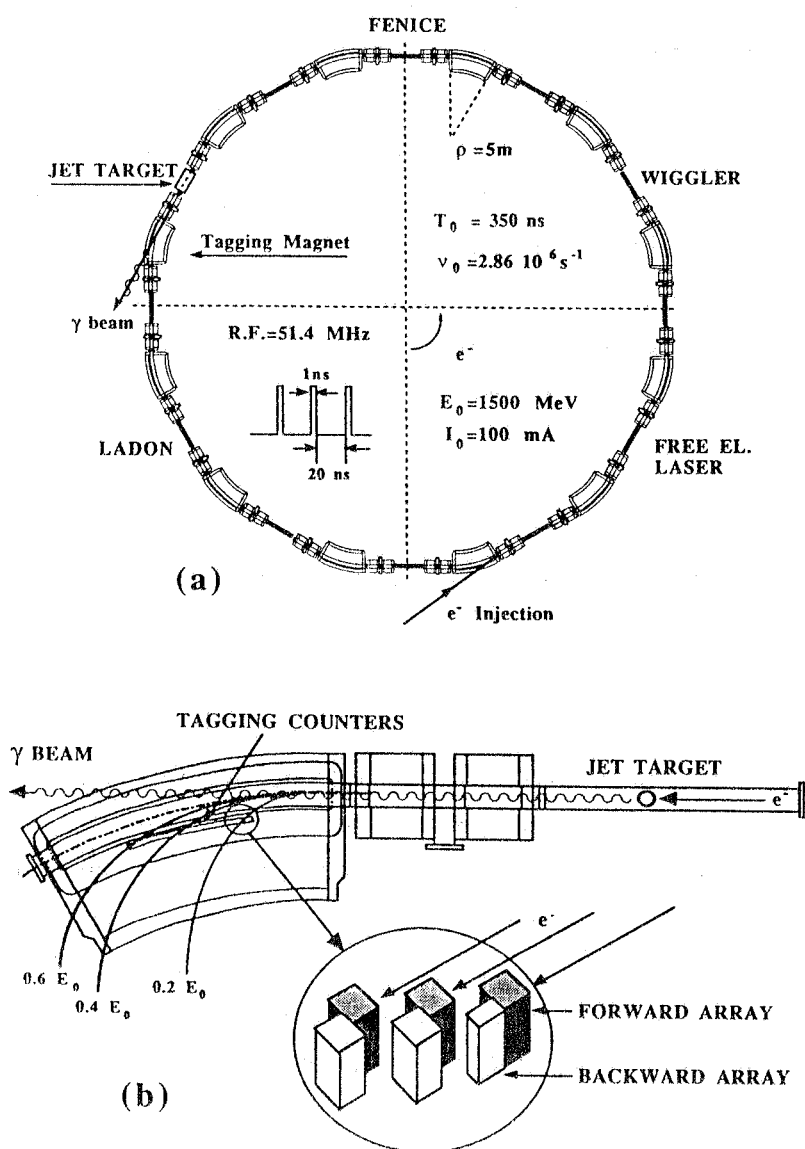


Fig.1 (a) Vista schematica dell'anello di accumulazione ADONE con indicata la posizione del getto molecolare di Argon e dello spettrometro di tagging. Sono pure indicate le posizioni di altre apparecchiature (quali il canale di iniezione degli elettroni, l'ondulatore (WIGGLER) e il laser ad elettroni liberi (FREE EL. LASER), la sezione usata per la produzione del fascio LADON di fotoni polarizzati e l'esperimento FENICE per la misura del fattore di forma del neutrone.

Fig.1 (b), Vista schematica dello spettrometro e dei contatori di tagging.

RIQUADRO N. 2: LA TECNICA DELL'ETICETTAMENTO (TAGGING)

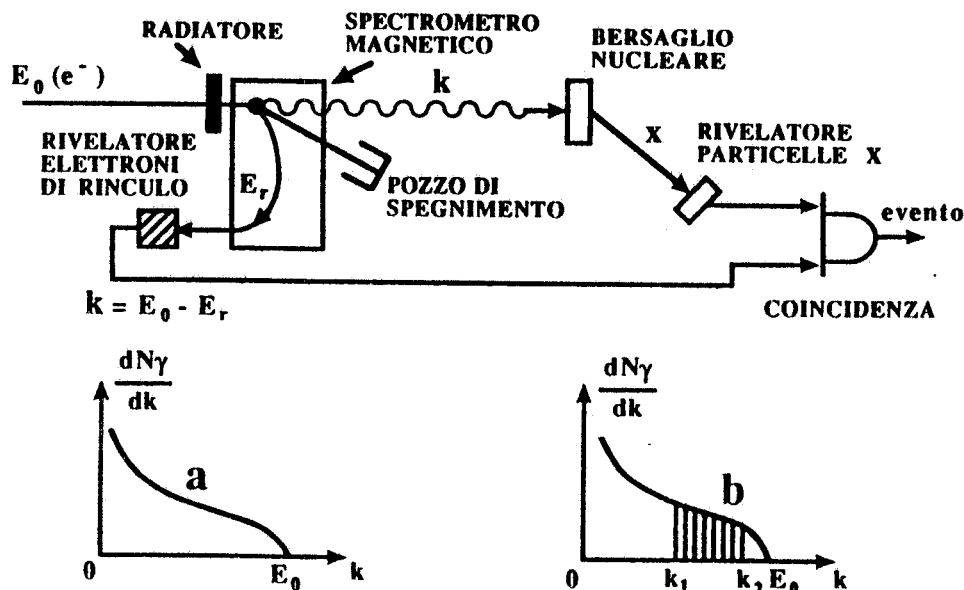
La produzione di fasci di fotoni monocromatici di alta energia costituisce il principale problema sperimentale nello studio delle reazioni indotte da fotoni. Tra le tecniche finora impiegate la più versatile è quella dell'etichettamento (tagging) che permette di identificare fotoni di una determinata energia dallo spettro energetico continuo di un fascio di bremsstrahlung. L'idea base è concettualmente molto semplice: si tratta di rivelare in coincidenza l'elettrone che ha irraggiato il fotone e il prodotto X della fotoreazione indotta da quel fotone.

Nella Figura è mostrato schematicamente un dispositivo di tagging: un fascio di elettroni di energia E_0 incide su un radiatore producendo un fascio di fotoni di bremsstrahlung il cui spettro di energia è mostrato in Fig. (a). I fotoni prodotti urtano il bersaglio di fotoreazione e provocano l'emissione di una o più particelle, globalmente indicate con la lettera X in Figura.

Uno spettrometro magnetico, posto immediatamente a valle del radiatore, analizza in impulso gli elettroni:

i) gli elettroni che non hanno irraggiato (e quindi hanno energia E_0) vengono separati dal fascio di fotoni e deviati in un pozzo di spegnimento, in cui è usualmente posto un pozzo di Faraday che consente la misura dell'intensità del fascio;

ii) gli elettroni che, avendo irraggiato un fotone di energia k , hanno un'energia $E_r = (E_0 - k)$, vengono deviati in un rivelatore disposto nel piano focale dello spettrometro. Pertanto, un segnale da questo rivelatore segnala la presenza di un fotone di energia $k = (E_0 - E_r)$. Rivelando in coincidenza ciascuno degli elettroni di rinculo e la particella X, prodotta dall'urto sul bersaglio del corrispondente fotone, si può affermare che la fotoreazione è stata provocata da un fotone di energia $k = (E_0 - E_r)$ [Vedi Fig. (b) in cui la regione dello spettro di bremsstrahlung compresa tra le energie k_1 e k_2 (che definiscono il range del tagging) è suddivisa in sette canali (nel caso di ADONE i canali sono 76)].



Gli scintillatori hanno dimensioni differenti e definiscono 76 canali energetici di uguale risoluzione in energia ($\approx 1\%$ a $E_0=1500$ MeV e $\approx 3\%$ a 500 MeV) sull'intero intervallo di energie coperto dal sistema di tagging $\Delta k=(0.4-0.8)\cdot E_0$ (dove E_0 é l'energia della macchina).

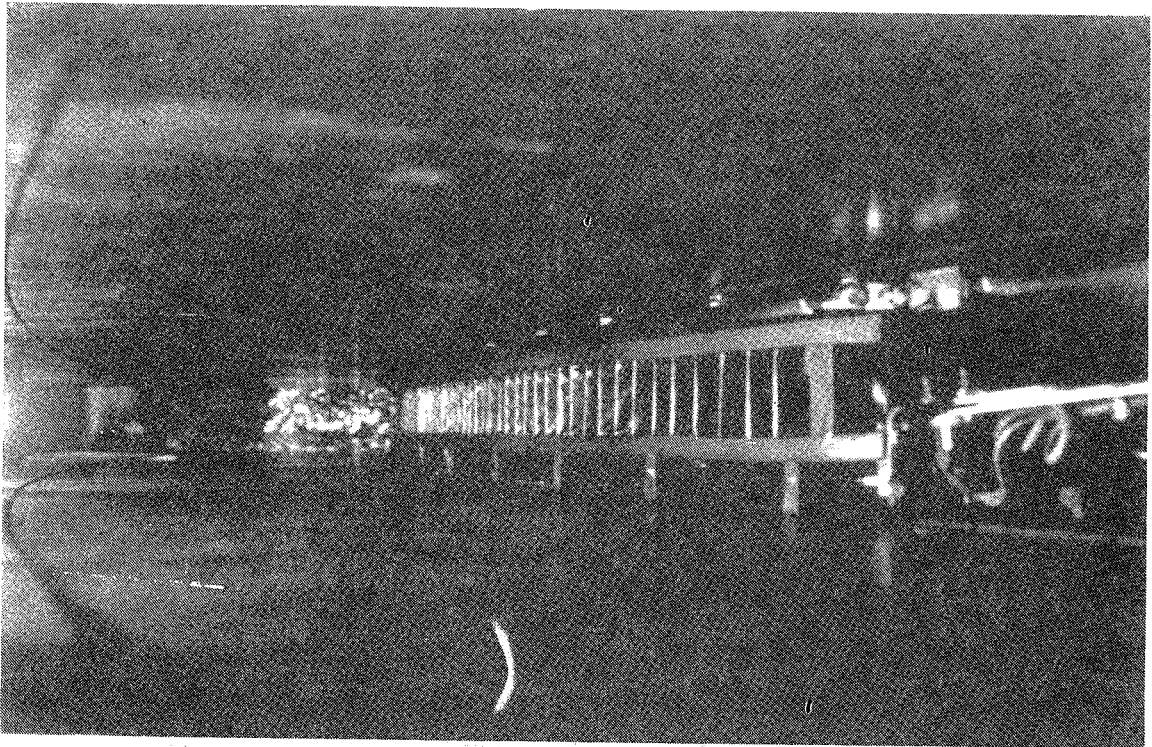


Fig.2 Foto dei contatori di tagging all'interno del dipolo di ADONE: i contatori sono i rettangolini neri visibili sulla destra e al centro della foto serrati dalle due strutture circolari di sostegno (in rosso), le due superfici curve marroni sono le superfici polari del magnete.

3. IL GETTO MOLECOLARE CONDENSATO DI ARGON

Il bersaglio usato come radiatore é un fascio molecolare condensato di Argon,¹² consistente in un getto di gas che si muove a velocità supersonica (da cui deriva il nome di *jet target*) in seguito all'espansione del gas nel vuoto da un recipiente ad alta pressione attraverso un ugello di geometria speciale, dotato di un foro piccolissimo. A causa del raffreddamento associato all'espansione, gli atomi di Argon condensano in micro-aggregati di 10^5 - 10^6 atomi che si muovono con una alta direzionalità e quindi con una componente perpendicolare minima di quantità di moto e con una divergenza angolare piccolissima. Una serie di collimatori, inseriti lungo il percorso del getto, elimina gli aloni che accompagnano la distribuzione di densità del getto e rendono, quindi, più netto il suo profilo.

In Fig. 3 é mostrata una foto della sezione diritta N. 5 di ADONE come appare dopo l'installazione del sistema da vuoto necessario per produrre e recuperare il getto molecolare di Argon. Schematicamente si tratta di due sezioni di forma conica collocate verticalmente in posizione opposta rispetto alla sezione diritta della camera da vuoto di ADONE.

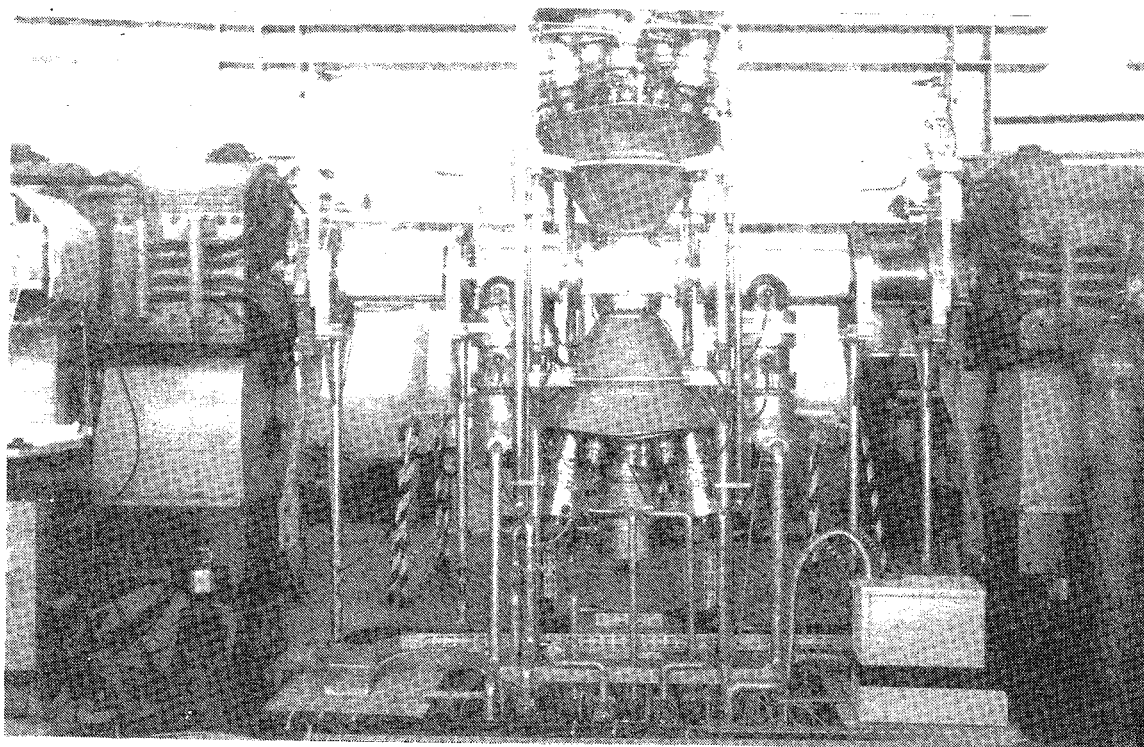


Fig.3 Foto del bersaglio molecolare di Argon installato su ADONE: sono chiaramente visibili le pompe turbomolecolari installate sui coni di produzione e recupero del getto, disposti in posizione diametralmente opposta rispetto alla sezione diritta di ADONE. Pure visibili sono le pompe turbomolecolari (1000 l/s) installate sulla sezione diritta, le valvole rapide da ultravacuo e i doppietti di quadrupoli agli estremi della sezione diritta.

La Fig 4 mostra uno spaccato del bersaglio di Argon; come si vede esso consiste di tre parti: i) il sistema di iniezione (il cono installato sopra l'anello di ADONE), in cui il getto viene prodotto per mezzo di uno speciale ugello a forma di trombetta e di alcuni collimatori; ii) la camera di interazione, in cui il getto molecolare intercetta il fascio di elettroni a circa 25 cm dall'ugello; iii) il sistema di recupero del getto (il cono installato sotto l'anello), che assicura il pompaggio del getto con trascurabile retrodiffusione. Un pompaggio differenziale a tre stadi separa le camere di iniezione e di recupero del getto dalla camera di interazione in modo da rendere minimo l'aumento di pressione nella camera da vuoto di ADONE. Ogni camera é separata da quelle adiacenti da un collimatore ed é collegata direttamente, tramite una flangia, ad una pompa turbomolecolare di portata pari a 360 l/s.

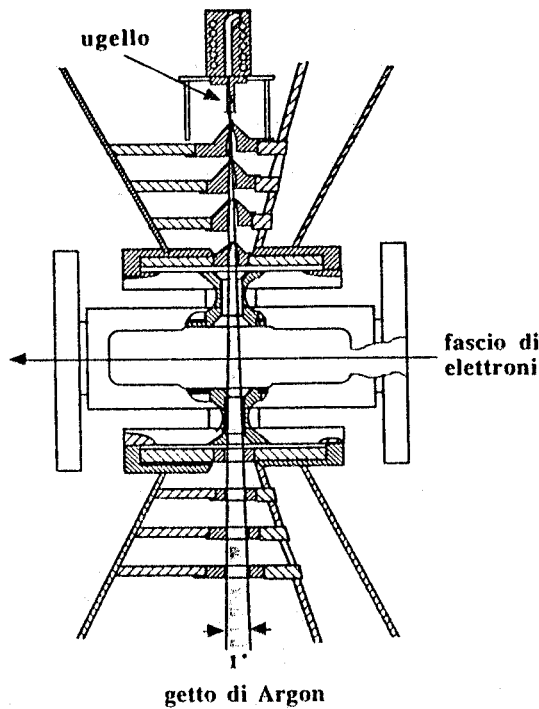


Fig. 4 Spaccato del bersaglio molecolare di Argon installato su ADONE: sono indicate la posizione dell'ugello, dei collimatori e le direzioni del getto di Argon e del fascio di elettroni.

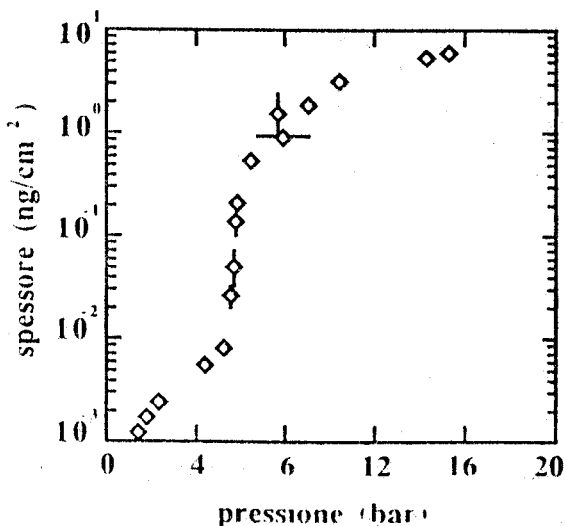


Fig. 5 Andamento dello spessore del getto di Argon al variare della pressione iniziale.

Per le camere di espansione e di recupero del getto, invece, vengono usate due pompe turbomolecolari ad alta portata (1000 l/s), essendo queste camere interessate da un maggiore flusso di Argon. Altre due pompe da 1000 l/s sono installate sulla sezione diritta immediatamente prima e dopo la regione di interazione con il getto di Argon per limitare l'innalzamento di pressione nell'anello, durante l'operazione del getto, e rendere più breve il tempo di recupero, quando il getto viene spento. Due valvole rapide da ultravacuo separano le camere di produzione e di recupero del getto dalla ciambella di ADONE, per rendere più agevoli le operazioni di manutenzione e per impedire eventuali contaminazioni dell'anello in caso di una grande risalita della pressione causata da un guasto nel sistema di gestione del bersaglio. Questa è controllata da un microcalcolatore che esegue tutte le operazioni di avvio e spegnimento del getto, di registrazione delle misure e di controllo dei sistemi di sicurezza. Le condizioni di lavoro del bersaglio sono: pressione e temperatura iniziali 1-20 bar e circa 300 °K, rispettivamente; diametro della gola dell'ugello 87 μm e semiapertura angolare 3.5°. Da un flusso totale iniziale di $\approx 10^{20}$ atomi/s di Ar che espandono dall'ugello, il sistema di collimazione seleziona circa 10^{17} - 10^{18} atomi/s, che corrispondono a un getto di spessore 1 ± 10 ng/cm² ($\varnothing=6$ mm) nel punto di interazione con il fascio di elettroni.

In Fig. 5 è mostrata la dipendenza dalla pressione iniziale dello spessore, ρ , del getto di Argon nel punto di interazione; il valore di ρ riportato in ascisse è stato determinato usando l'espressione:

$$\rho = \frac{m\Phi}{Sv}$$

dove m è la massa molecolare, S e v sono l'area della sezione e la velocità del getto nel punto di interazione, Φ è il flusso del getto condensato, dato dal prodotto $(v_s \cdot P_s)$ della velocità di pompaggio per la pressione residua nella camera di recupero del getto. Come risulta dalla Figura, la transizione dalla fase gassosa a quella condensata si verifica per un valore della pressione iniziale di circa 5.5 bar, e provoca un considerevole innalzamento della densità del getto.

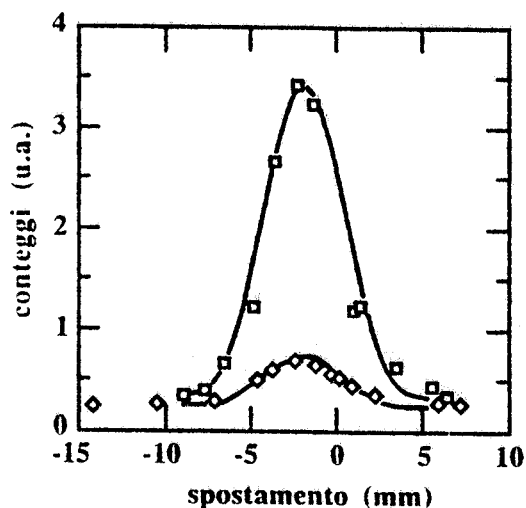


Fig. 6 Profilo del getto di Argon misurato nel punto di interazione con il fascio di elettroni e per due densità del getto: □, 0.3 ng/cm^3 e ◇, 0.03 ng/cm^3 , rispettivamente.

La Fig 6 mostra il profilo del getto misurato spostando radialmente il fascio di elettroni, parallelamente all'asse della sezione diritta di ADONE, e registrando i conteggi dei contatori di tagging, che sono proporzionali all'integrale di convoluzione dell'intensità del fascio di elettroni circolante con la sezione del getto. La curva a tratto pieno è per l'appunto il risultato di questa convoluzione in cui si è assunto che il fascio di elettroni ha una distribuzione gaussiana di intensità, con deviazione standard $\sigma=1.5 \text{ mm}$ a 1500 MeV, e il getto una distribuzione cilindrica uniforme con raggio di 6 mm. La misura è stata ripetuta svariate volte a diverse energie del fascio circolante e utilizzando diversi spessori del getto: i valori ottenuti sono risultati in eccellente accordo tra di loro.

4. RISULTATI PRELIMINARI

Dopo l'iniezione del fascio di elettroni nell'anello e l'innalzamento all'energia di lavoro, il getto di Argon viene "sparato" attraverso la ciambella di ADONE. Le interazioni tra gli elettroni circolanti e gli atomi di Argon provocano una riduzione della vita media del fascio circolante al valore $\tau=T_0/(\sigma_e \rho)$, dove T_0 è il periodo di rivoluzione, σ_e la sezione d'urto dei processi di rimozione di elettroni, e ρ lo spessore del getto. Quindi dopo una o due vite medie il fascio di elettroni viene distrutto, il campo dei magneti di guida viene riportato al valore di iniezione ed il ciclo ripetuto.

Lo spessore del getto di Argon è così piccolo che, per energie maggiori di $\approx 400 \text{ MeV}$, né la diffusione Coulombiana né le perdite per ionizzazione contribuiscono alla degradazione delle qualità del fascio di elettroni, essendo la cavità a RF in grado di compensare sia l'aumento di emittanza che le perdite di energia. Pertanto, la sezione d'urto di rimozione di elettroni è determinata soltanto da quei processi di bremsstrahlung in cui gli elettroni perdono un'energia

maggiore dell'accettanza ϵ della cavità RF ($\epsilon=0.01 \cdot E_0$). Questo fatto risulta chiaramente dalla Fig. 7 in cui i valori della vita media del fascio circolante, misurati per diversi spessori del getto e diverse correnti di elettroni, sono confrontati con i risultati di un calcolo effettuato utilizzando la precedente relazione, $T_0/(\sigma_e \rho)$, e ponendo σ_e pari alla sezione d'urto di bremsstrahlung integrata tra $\epsilon=0.01 \cdot E_0$ ed E_0 (curva a tratto pieno).

L'intensità del fascio di fotoni nell'intervallo di energie $(k_2-k_1) = (0.8 - 0.4) \cdot E_0$ accettato dal sistema di tagging è dato dalla seguente relazione:^{9,10}

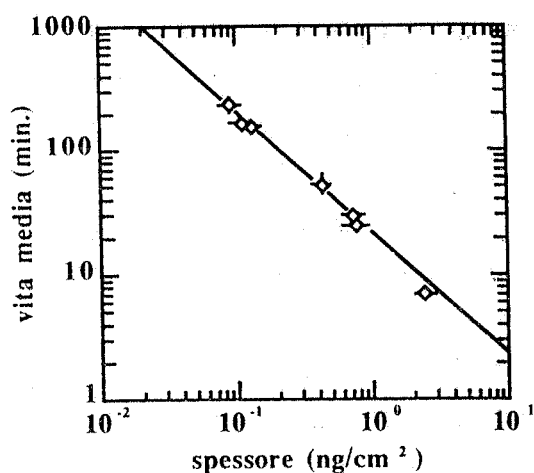


Fig. 7 Vita media del fascio circolante in ADONE in presenza di un getto di Argon di diverso spessore, ρ . La curva a tratto pieno rappresenta la relazione $\tau=T_0/(\sigma_e \rho)$, dove σ_e è la sezione d'urto di bremsstrahlung integrata tra $\epsilon=0.01 \cdot E_0$ ed E_0 (T_0 e E_0 sono rispettivamente il periodo di rivoluzione e l'energia della macchina).

Poiché la determinazione dell'energia dei fotoni risiede nella misura di una coincidenza tra un contatore del sistema di etichettamento e il rivelatore delle particelle fotoemesse, la tecnica dell'etichettamento è soggetta alle usuali limitazioni dovute alla presenza di coincidenze casuali.^{10,14} Conseguentemente (vedi Riquadro3), il flusso massimo utilizzabile di fotoni risulta proporzionale al ciclo utile del fascio di elettroni, al valore del rapporto R tra eventi veri e eventi accidentali e inversamente proporzionale alla risoluzione temporale della coincidenza, τ_r , generalmente dell'ordine di qualche ns. In considerazione della struttura temporale del fascio circolante in ADONE (18 pacchetti di elettroni, ciascuno di durata $\tau_0=1$ ns e separati di circa 20 ns, che attraversano il getto di Argon $v_0=2.86 \cdot 10^6$ volte al secondo), risulta $\tau_0 < \tau_r$ e quindi il rapporto R tra coincidenze vere e casuali è proporzionale alla frequenza di attraversamento v_0 .¹⁴ Pertanto,

$$N_\gamma = N_0 \sigma_{br}(k_1, k_2, E_0) \rho v_0$$

dove:

$$\sigma_{br} = \frac{1}{X_0} \left[\frac{4}{3} \ln \frac{k_2}{k_1} - \frac{4}{3} \frac{k_2 - k_1}{E_0} + \frac{k_2^2 - k_1^2}{2 E_0^2} \right]$$

è la sezione d'urto di bremsstrahlung (moltiplicata per il rapporto N/A tra il numero di Avogadro e il numero di massa) integrata tra k_1 e k_2 , ρ è lo spessore del getto, v_0 è la frequenza di rivoluzione, N_0 è il numero medio (mediato su una vita media) di elettroni circolanti e X_0 è la lunghezza di radiazione dell'Argon. Ponendo $k_1=0.4 \cdot E_0$, $k_2=0.8 \cdot E_0$, e assumendo una corrente media circolante di ≈ 60 mA e uno spessore del getto $\rho=5$ ng/cm², si ottiene $N_\gamma=6 \cdot 10^7$ fotoni/s su tutto l'intervallo di energie del tagging, ossia circa $7.5 \cdot 10^5$ fotoni/s per canale di energia.

nelle attuali condizioni di lavoro e per un valore del rapporto $R = 1$, il flusso massimo di fotoni utilizzabile risulta pari a circa $6 \cdot 10^5$ γ /s per canale di energia. L'installazione di una nuova radiofrequenza a 350 MHz prevista nella primavera del 1991 permetterà un aumento di un fattore ≈ 7 dell'intensità del fascio di fotoni a parità di R (o del rapporto segnale fondo, R , per uno stesso valore dell'intensità di fotoni).

Come monitor di intensità del fascio di fotoni viene utilizzato un quantmetro di Wilson, modificato nel sistema di integrazione in modo da garantire una sensibilità costante per energie da 5 MeV a 5 GeV.

RIQUADRO N.3: LIMITAZIONI DI FLUSSO

In un esperimento in coincidenza il rapporto $R = N_v/N_a$ tra coincidenze buone e accidentali fissa il valore massimo dei conteggi di singola che possono essere tollerati sui singoli rivelatori.

Nel caso di un fascio pulsato, caratterizzato da una struttura periodica consistente in impulsi di durata T_1 seguiti da intervalli di durata T_2 e quindi da un duty-cycle $D = T_1/(T_1+T_2)$, indicando con N_1 e N_2 i conteggi al secondo dei rivelatori 1 e 2, vale la relazione¹⁴

$$N_a = 2N_1N_2\tau'$$

con τ' proporzionale a T_1/D . Per valori del potere risolutivo della coincidenza τ_c compresi tra T_1 e T_2 , si ha $\tau' = T_1/(2 \cdot D) = 1/(2\nu)$, dove $\nu = 1/(T_1+T_2)$ è la frequenza degli impulsi. Pertanto, il numero di coincidenze casuali al secondo ed il rapporto R risultano dati dalle seguenti relazioni:

$$N_a = \frac{N_1 N_2}{\nu}, \quad e \quad R = \frac{N_v}{N_1 N_2} \nu.$$

Esiste quindi la possibilità di ridurre l'intensità delle coincidenze casuali e quindi di aumentare il valore del rapporto R aumentando la frequenza degli impulsi ν purché risulti $\tau_c < 1/\nu$.

Nel caso specifico di un esperimento di fotoreazione (γ, X) con fotoni marcati, N_v è il numero di coincidenze vere tra i due rami dovute a fotoni di energia k nell'intervallo energetico del tagging ($k_1 \leq k \leq k_2$), N_1 è il numero di elettroni al secondo sul contatore di tagging corrispondenti a fotoni di energia tra k_1 e k_2 e N_2 è il numero di singole al secondo nel rivelatore delle particelle X . Indicando con $N_\gamma(k) \cdot dk$ il numero di fotoni di energia $(k \pm dk/2)$ incidenti sul bersaglio, $d\sigma/d\Omega$ la sezione d'urto del processo in studio, $d\Sigma/d\Omega$ la somma di tutte le sezioni d'urto differenziali di produzione delle particelle X , N_b il numero di atomi del bersaglio, ϵ_t l'efficienza di tagging, ϵ_0 , $\Delta\Omega$ e E_s rispettivamente l'efficienza, l'angolo solido e l'energia di soglia del rivelatore delle particelle X , si ha:

RIQUADRO N.3: LIMITAZIONI DI FLUSSO (continuazione)

$$N_v = \int_{k_1}^{k_2} \int_{\Delta\Omega} N_\gamma(k) \frac{d\sigma(\vartheta, k)}{d\Omega} N_b \varepsilon_0 d\Omega dk \approx N_b \langle \varepsilon_0 \rangle \langle N_\gamma \rangle \langle \sigma \rangle \Delta\Omega (k_2 - k_1) ,$$

$$N_1 = \int_{k_1}^{k_2} \frac{1}{\varepsilon_t} N_\gamma(k) dk \approx \frac{1}{\varepsilon_t} \langle N_\gamma \rangle (k_2 - k_1) ,$$

$$N_2 = \int_{E_s}^{E_0} \int_{\Delta\Omega} N_\gamma(k) \frac{d\Sigma(\vartheta, k)}{d\Omega} N_b \varepsilon_0 d\Omega dk \approx (1+F) N_v ,$$

dove il simbolo $\langle i \rangle$ rappresenta il valore medio della grandezza i sull'intervallo di integrazione e il termine $F \geq 0$ tiene conto di tutti i contributi aggiuntivi alle singole nel contatore per le particelle X rispetto alle vere.

Il rapporto R tra le coincidenze vere e quelle casuali è dato, quindi, dalla:

$$R \approx \frac{v \varepsilon_t}{(1+F) \langle N_\gamma \rangle (k_2 - k_1)} < \frac{v}{\langle N_\gamma \rangle (k_2 - k_1)} .$$

dove si è tenuto conto che $F \geq 0$ e $\varepsilon_t \leq 1$.

Per il sistema di tagging installato ad ADONE si ha: $v = 5 \cdot 10^7$ Hz, $k_2 = 0.8 \cdot E_0$ e $k_1 = 0.4 \cdot E_0$. Quindi, quando $E_0 = 1500$ MeV e $R = 1$ risulta: $\langle N_\gamma \rangle \cdot (k_2 - k_1) < 5 \cdot 10^7$ s⁻¹, ossia $\langle N_\gamma \rangle < 6 \cdot 10^5$ s⁻¹ per canale di energia.

La misura dell'efficienza e della probabilità del sistema di tagging viene effettuata con un fascio di fotoni di bassa intensità e utilizzando uno spettrometro costituito da quattro cristalli di BGO (ciascuno di 9.5 cm di diametro e 8 cm di lunghezza), allineati uno dietro l'altro in modo da offrire uno spessore complessivo di 29 lunghezze di radiazione al fascio di fotoni. Ciascun cristallo è accoppiato a sei fotomoltiplicatori per garantire una ottimale raccolta di luce. In Fig. 8 sono mostrati due spettri energetici prodotti da un fascio di elettroni di 1200 MeV su un getto di Argon di 0.01 ng/cm² e misurati da questo spettrometro in singola (a) e in coincidenza con uno dei canali di tagging (b): la risoluzione del picco, pari a ≈ 3 %, è in buon accordo con i calcoli.

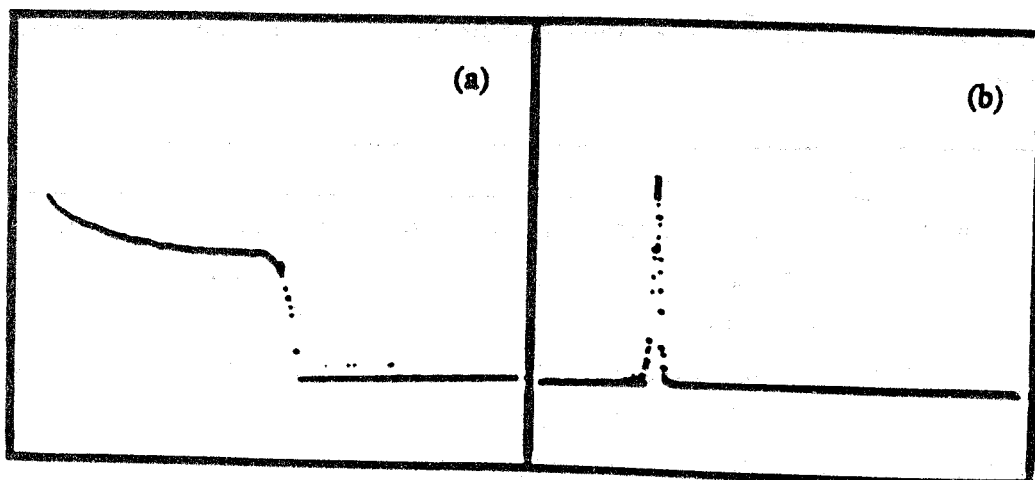


Fig. 8 Spettri di bremsstrahlung prodotti da un fascio di elettroni di 1200 MeV su un getto di Argon di spessore 0.01 ng/cm^2 . Fig. (a), risposta dello spettrometro di cristalli di BGO in singola [scala delle ordinate logaritmica] Fig. (b), risposta dello spettrometro in coincidenza con un canale del sistema di tagging [scala delle ordinate lineare].

5. IL PROGRAMMA SPERIMENTALE

1. Fotoreazioni

Il primo esperimento programmato é la misura della sezione d'urto totale di assorbimento di fotoni su nuclei nell'intervallo di energia (500-1200) MeV.¹⁵ Le uniche misure esistenti in questo intervallo di energia sono state effettuate a Erevan con un fascio di bremsstrahlung etichettato e riguardano i nuclei di Be, C, Al, H₂O e Cu.¹⁶ Sfortunatamente, questi dati sono stati misurati utilizzando un fascio incidente avente una cattiva risoluzione energetica e fluttuano ben oltre gli errori sperimentali. Per tentare di ricavare da essi informazioni significative, R. Bergère et al.¹⁷ hanno preso in considerazione i valori medi delle sezioni d'urto misurate, normalizzati per il numero di nucleoni del bersaglio (ossia divisi per il numero di massa A). Da questa analisi sono emersi i seguenti fatti: (vedi Fig.9): i) la scomparsa delle risonanze nucleoniche chiaramente presenti a circa 700 e 1000 MeV nelle misure di fotoassorbimento su protone e deutone e ii) l'inizio dell'effetto di *shadowing*¹⁸ (vedi Riquadro 4) intorno a ≈ 1000 MeV. Questo risultato é stato successivamente contraddetto dagli stessi autori¹⁹ in misure di elettrofissione dell' ²³⁸U a basso quadrimomento trasferito, che non mostrano alcun effetto di shadowing sotto 3.2 GeV. Per dirimere la controversia sono chiaramente necessari dati più affidabili.

Sono programmati due esperimenti con apparati diversi per eseguire la misura sia su nuclei leggeri che su quelli pesanti. Con i bersagli leggeri viene usata la tecnica della trasmissione,¹⁵ ossia si misura il flusso di fotoni con e senza il bersaglio di assorbimento sul fascio, il logaritmo del rapporto tra i due spettri di fotoni misurati é proporzionale alla sezione d'urto di assorbimento totale (nucleare + atomico). Quindi la sezione d'urto di fotoassorbimento nucleare si determina

sottraendo il contributo atomico che é preponderante, ma calcolabile con buona precisione per i nuclei leggeri.²⁰

RIQUADRO N. 4: LO SHADOWING

La proprietà peculiare di una sonda elettromagnetica (e.m.) consiste nella sua capacità di perturbare debolmente il sistema nucleare da studiare e quindi di esplorare tutto il suo volume. Ciò comporta che la sezione d'urto totale di assorbimento di una sonda e.m. su di un nucleo $\sigma_A(k)$ é, in prima approssimazione, uguale alla sezione d'urto sul singolo nucleone $\sigma_N(k)$ moltiplicata per il numero di massa A , (mentre nel caso di una sonda adronica (π , p etc.) l'interazione avviene solo sulla superficie del nucleo, per cui $\sigma_A(k) = A^{2/3} \cdot \sigma_N(k)$).

Sperimentalmente é stato osservato che, ad energie superiori a qualche GeV, l'interazione dei fotoni reali con i nuclei tende a comportamenti di tipo adronico: i nucleoni di superficie tendono ad oscurare i nucleoni piú interni (da cui il termine shadowing), con il risultato che la sezione d'urto di assorbimento per nucleone é piú bassa di quella su protone. Lo studio del fenomeno dello shadowing é un tipico esempio di come la cosiddetta Fisica Nucleare delle Energie Intermedie costituisca un punto di confronto tra la Fisica Nucleare Classica e la Fisica delle Particelle Elementari. Ciò é mostrato in maniera molto elegante nella regola di somma di Gell-Mann, Goldberger, Thirring (GGT), che si ottiene partendo da semplici relazioni di dispersione:

$$\Sigma_{GGT} = \int_0^{m_\pi} \sigma_A(k) dk = \Sigma_{TRK}(1+\kappa)$$

dove Σ_{TRK} é la regola di somma classica legata a proprietà fondamentali del nucleo (per esempio se calcolata per il dipolo elettrico é proporzionale al numero di nucleoni carichi nel nucleo), e

$$\kappa = \left(\frac{1}{\Sigma_{TRK}} \right) \int_{m_\pi}^{\infty} dk (A\sigma_N(k) - \sigma_A(k))$$

é il cosiddetto fattore di enhancement. Secondo questa regola, l'eccesso dell'intensità di assorbimento sotto la soglia di emissione del π rispetto alla teoria classica puramente nucleonica sarebbe grande quanto la differenza nelle intensità di assorbimento fra nucleoni legati e nucleoni liberi sopra la soglia di emissione del π , stabilendo in tal modo una connessione intuitiva tra la regione di basse energie, dove il fotone si accoppia con le correnti di mesoni virtuali (Meson Exchange Current), e la regione delle risonanze del nucleone in cui il π diventa reale. Purtroppo questa regola si basa sull'assunto sperimentalmente errato che $\sigma_A(k \rightarrow \infty) = A\sigma_N(k \rightarrow \infty)$, per cui é necessaria una correzione sostanziale che consideri l'effetto dello shadowing ad alte energie, introducendo un comportamento di tipo adronico del fotone.

RIQUADRO N. 4: LO SHADOWING (continuazione)

Il modello più in uso per interpretare le segnature adroniche del fotone (che fra l'altro comprendono forti analogie tra le sezioni d'urto totali e di scattering (γ,p) e (π,p)), è il Vector Meson Dominance model (VMD) in cui lo stato fisico del fotone viene considerato dalla sovrapposizione di un fotone nudo e puntiforme con una componente adronica avente gli stessi numeri quantici del fotone. Nel VMD tale componente è principalmente costituita dai mesoni vettori ρ^0 , ω , ϕ che devono vivere abbastanza a lungo per propagarsi ed eventualmente interagire con altri adroni presenti nel nucleo. Il tempo di formazione dello stato adronico del fotone è

$$\tau = \frac{2v}{Q^2 + M_v^2}$$

dove v è la sua energia, Q^2 il suo quadrimpulso, M_v la massa del mesone vettore che prende parte allo stato. Ne segue che al crescere dell'energia aumenta la componente adronica con i contributi di mesoni sempre più pesanti. Nella regione time-like (e^+e^- con $Q^2 < 0$) si hanno comportamenti adronici risonanti per valori di $Q^2 = M_v^2$; invece, nella regione space-like (scattering di elettroni su nuclei con $Q^2 > 0$) si possono conservare le caratteristiche puramente e.m. ed esplorare non solo l'intero volume nucleare, ma il volume stesso del nucleone (regione del Deep Inelastic Scattering).

Da quanto detto risulta evidente come lo studio dello shadowing coinvolga sia proprietà intrinseche del sistema nucleare, tramite le regole di somma, sia proprietà di carattere elementare e fondamentale del fotone, tramite le sue segnature adroniche, e ponga delle serie domande sulla estensione della tradizionale fisica fotonucleare dalla regione di bassa energia a quella prevista presso le nuove macchine ad elettroni in costruzione o in progetto (4-10 GeV).

L'apparato di rivelazione è già installato: i fotoni etichettati attraversano un bersaglio di grafite di 60 cm di spessore, posto nel traferro di un dipolo magnetico (che fornisce un campo magnetico di 1.2 Tesla), e sono rivelati, circa 13 m più a valle, dallo spettrometro a cristalli di BGO precedentemente descritto. Questa disposizione assicura una buona eliminazione dal fascio di fotoni della componente carica dello sciame elettromagnetico prodotta nel bersaglio ed emessa essenzialmente in avanti.

Per la misura su nuclei pesanti, verrà utilizzato il processo di fotofissione su isotopi dell'Uranio, sfruttando il fatto che, per questi nuclei, la sezione d'urto di fotofissione è uguale a quella di assorbimento. I frammenti di fissione, che sono altamente ionizzanti, verranno rivelati utilizzando particolari camere a ionizzazione (*Parallel Plate Avalanche Detectors*²¹) messe a disposizione da un gruppo del CEN di Saclay.

L'eccitazione di risonanze su nucleoni legati in un nucleo è un processo ancora poco studiato, ma particolarmente interessante perché la correlazione tra nucleoni può produrre fenomeni collettivi come la propagazione di isobari e l'eccitazione di risonanze nucleari collettive.

Al riguardo il problema é reso ancora più interessante dal fatto che non é ancora chiaro se questi effetti possano essere descritti in termini di isobari soltanto o se sia più conveniente fare ricorso a gradi di libertà di colore. Il mezzo nucleare, infatti, sembra favorire il deconfinamento dei quarks e la formazione di aggregati di quarks, come il dibarione, che potrebbero risultare fortemente deformati e colorati. L'allargamento delle risonanze può, quindi, essere causato dalla sovrapposizione di un gran numero di stati di natura complessa che possono essere identificati e separati soltanto mediante un'accurata spettroscopia dei vari canali di decadimento.²² Poiché tutte le risonanze finora osservate decadono principalmente nel canale πN , la misura dei processi di fotoproduzione di pioni su nuclei dovrebbe risultare molto adatta per lo studio dei meccanismi di eccitazione nei nuclei. Ciò é vero, in particolare, per esperimenti esclusivi in cui vengono rivelati in coincidenza due adroni nello stato finale.

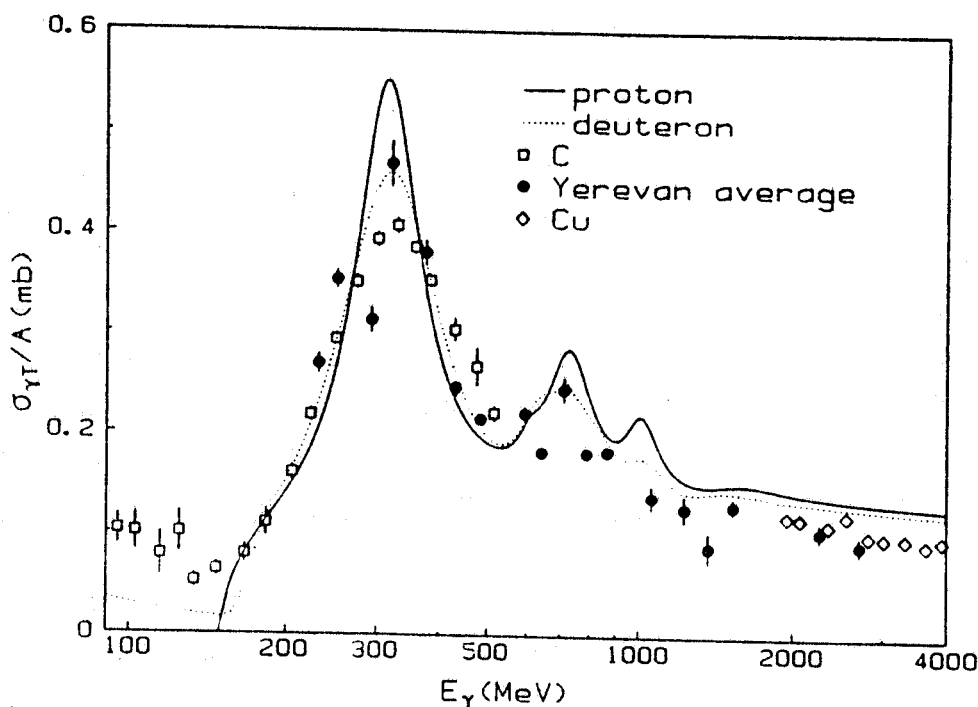


Fig.9 Andamento della sezione d'urto di assorbimento totale dei fotoni per nucleone in funzione dell'energia del fotone (adattata da Ref.15).

Una lista parziale di questi esperimenti include: i) i processi (γ, NN) , per lo studio di effetti di correlazione e di fenomeni a corto raggio; ii) i processi $(\gamma, \pi N)$, per lo studio di strutture eccitate provocate dalle modificazioni introdotte in materia nucleare sui singoli stati barionici e dalla produzione di risonanze nucleari; iii) i processi $(\gamma, \pi\pi)$ per lo studio delle risonanze mesoniche nei nuclei e della adronizzazione del fotone provocata dalla produzione di mesoni vettori.

Per studiare con sufficiente statistica questi processi le cui sezioni d'urto sono piccole, é in costruzione un rivelatore a grande angolo solido finalizzato alla rivelazione di particelle neutre.²³ Si tratta di una sfera di cristalli di BGO di circa 3.6π sr di angolo solido. Essa é formata da 480 cristalli di BGO, ciascuno di 24 cm di lunghezza (pari a 21 lunghezze di radiazione), raggruppati

in 15 settori nel piano ϑ (accettanza angolare da 25° a 155°) e 32 in quello ϕ . I cristalli sono disposti in modo da offrire una lunghezza di assorbimento costante su tutto l'angolo solido coperto, il che fa assumere alla sfera la forma di una palla di rugby [vedi Fig. 10 (a)]. Un foro di 20 cm di diametro è aperto lungo l'asse maggiore della palla per consentire il passaggio del fascio di fotoni. Il sistema meccanico di sostegno è costituito da un sistema modulare in fibre di carbonio

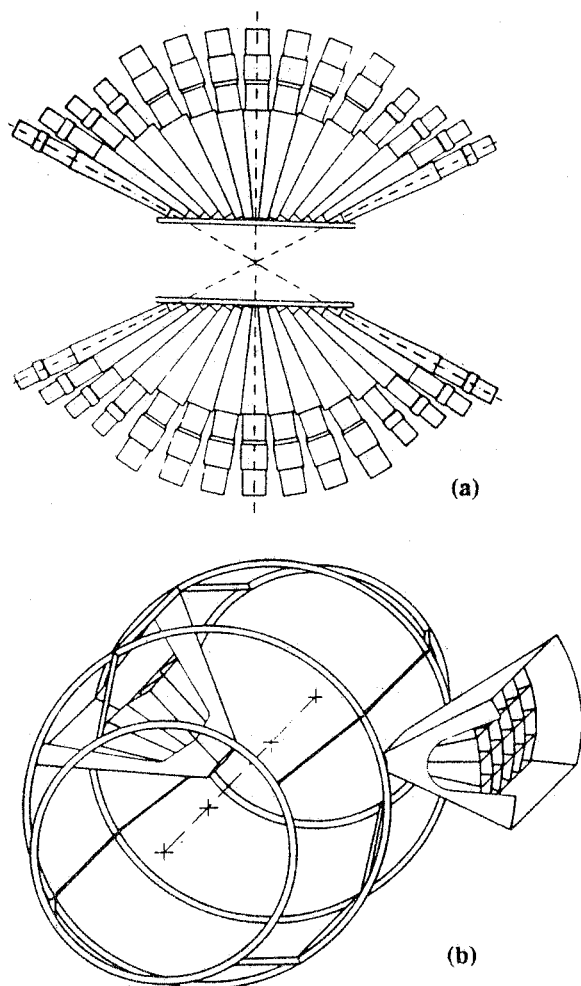


Fig.10 (a) Sezione della sfera di cristalli di BGO: il fascio di fotoni viaggia orizzontalmente al centro della figura, il bersaglio va posizionato nel punto di intersezione delle rette tratteggiate. Fig.10 (b) vista prospettica della struttura meccanica di sostegno dei cristalli..

consistente in un supporto principale di ferro che sostiene 24 cestelli in fibre di carbonio, ciascuno contenente 20 cristalli [vedi Fig. 10 (b)].

Altri due interessanti esperimenti sono previsti con questo fascio, precisamente:

- la misura della sezione d'urto di fotodisintegrazione in due corpi del deuterio per energie del fotone tra 500 e 1200 MeV.

Questa misura consentirà di verificare: i) se al di sopra di 1000 MeV la sezione d'urto del processo scala secondo la semplice regola del numero di costituenti elementari, come suggerito dai recenti risultati a 90° di Napolitano et al.²⁴ e ii) le previsioni, fornite da un semplice modello a quarks, del comportamento con l'energia del rapporto dei valori avanti/indietro della sezione d'urto del processo;²⁵

- la diffusione di fotoni nella regione della risonanza Δ , per studiare le configurazioni di eccitazioni nucleoniche.²⁶ Soltanto pochi dati sperimentali sono disponibili per energie superiori alla soglia di emissione di pioni a causa della difficoltà di esecuzione dell'esperimento dovute alla presenza di processi competitivi di fotoproduzione di π^0 che pure producono stati finali fotone-nucleo.

b) Elettroreazioni

Come già detto in precedenza, è possibile usare bersagli sottili inseriti all'interno di anelli di accumulazione per effettuare esperimenti di diffusione di elettroni. Generalmente, la richiesta che il bersaglio sia sufficientemente sottile da non deteriorare troppo le qualità del fascio circolante e da

assicurare una sua vita media sufficientemente lunga ha come conseguenza che le luminosità ottenibili sono relativamente basse. Questo fatto può risultare particolarmente critico per esperimenti di diffusione di elettroni a causa dei piccoli valori delle sezioni d'urto che intorno a 1 GeV risultano dell'ordine di $10^{-33} \text{ cm}^2 \text{ sr}^{-1}$ per nucleone.

Come abbiamo visto in precedenza, nel caso in esame la rimozione degli elettroni circolanti in ADONE a causa dell'interazione con il getto di Argon è provocata da quei processi di bremsstrahlung in cui l'elettrone perde un'energia superiore all'accettanza della cavità RF.

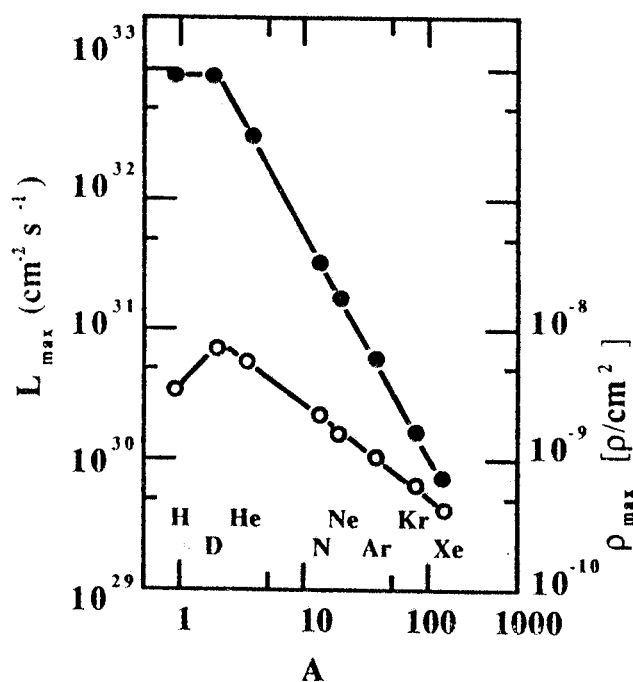


Fig.11 Valori massimi calcolati della luminosità (curva superiore e scala destra delle ordinate) e della densità del bersaglio (curva inferiore e scala sinistra delle ordinate) per una vita media del fascio circolante di 20 minuti e per bersagli di diverso numero di massa A.

Conseguentemente, per un bersaglio di numero atomico Z e densità ρ , la sezione d'urto di rimozione degli elettroni risulta proporzionale a $\rho \cdot Z^2$. In Fig. 11 sono mostrati i valori massimi della densità ρ_{\max} e della luminosità L_{\max} ottenibili ad ADONE con bersagli di numero di massa A nel caso di una corrente circolante di 100 mA e richiedendo una vita media di 20 minuti. Come risulta dalla Figura si ottengono valori di luminosità per nucleo dell'ordine di $\approx 10^{33} \cdot Z^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Sebbene le luminosità disponibili con bersagli esterni in esperimenti convenzionali siano in generale $\geq 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (vedi Riquadro 1), i valori ottenibili ad ADONE con bersagli interni sono più che sufficienti per effettuare un'interessante campagna di misure di diffusione di elettroni, in particolar modo se si usano rivelatori di grande angolo solido.

In ogni caso, la convenienza ad usare bersagli interni risulta evidente in esperimenti in cui si richiede la rivelazione di particelle di bassa energia altamente ionizzanti (quali nuclei bersaglio di rinculo, deutoni e particelle alfa, o prodotti di fissione) e per i quali, quindi, è di capitale importanza la riduzione delle perdite di energia nel bersaglio. Infatti in questo caso gli alti valori delle correnti circolanti in un anello di accumulazione consentono l'uso di bersagli molto sottili fornendo luminosità più alte, anche di alcuni ordini di grandezza, rispetto a quelle ottenibili con bersagli esterni e correnti più basse.

Infine per gli esperimenti esclusivi, un altro parametro importante per questo confronto è il rapporto R tra le coincidenze vere e quelle casuali. Come già osservato (vedi Riquadro 3) questo rapporto dipende dal numero di eventi in coincidenza e in singola, dal potere risolutivo della coincidenza, τ_r , e dalla struttura temporale del fascio incidente. Sotto questo aspetto gli anelli di

accumulazione sono simili agli acceleratori a ciclo utile = 1. Per esempio, ADONE con la nuova radiofrequenza a 350 MHz RF fornirà pacchetti di $1.7 \cdot 10^9$ elettroni ogni 2.86 ns, ossia un numero di elettroni per pacchetto parecchi ordini di grandezza inferiori a quelli di un acceleratore convenzionale con bersaglio esterno, e una frequenza di attraversamento del bersaglio prossima a 1 GHz, che é il valore tipico per un acceleratore a fascio continuo.

Finora sono stati esaminati due esperimenti di diffusione di elettroni da effettuare ad ADONE con bersagli interni, precisamente:

i) la diffusione quasi elastica inclusiva su ^{16}O con elettroni di energia da 500 a 1500 MeV, con separazione delle componenti longitudinale e trasversa della sezione d'urto.²⁷ Gli elettroni diffusi verranno rivelati simultaneamente a due angoli per mezzo di due spettrometri non magnetici, ciascuno costituito da un rivelatore frontale di posizione a fibre ottiche scintillanti, per la rivelazione dell'angolo di emissione dell'elettrone, seguito da un rivelatore a cristalli di NaI e BGO (un cestello di 20 cristalli della sfera di BGO), per la discriminazione in massa delle particelle rivelate tramite la misura della perdita di energia e dell'energia totale;

ii) la diffusione elastica di elettroni su deuterio per misurare il fattore di forma magnetico $B(Q^2)$ a momenti trasferiti $Q^2 \approx 2.2 \text{ (GeV/c)}^2$, rivelando i deutoni diffusi a 15° . Questo esperimento permetterà di verificare i risultati di una recente misura eseguita a SLAC da R.G. Arnold et al.,²⁸ che hanno mostrato un andamento di $B(Q^2)$ in accordo qualitativo con calcoli in approssimazione impulsiva. La velocità di conteggio prevista con luminosità di $\approx 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ e un angolo solido di 1 sr risultano uguali a quelle usate nell'esperimento di SLAC.²⁸

Ringraziamenti

L'attività descritta in questo rapporto non sarebbe stata possibile senza l'assistenza fornita dai tecnici di gruppo e dai ricercatori e tecnici dei Servizi e delle Officine dei Laboratori Nazionali di Frascati e della Sezione INFN di Genova. Non é possibile per motivi di spazio elencare ed evidenziare nella giusta luce tutti i lavori svolti da ciascuna persona, ci limitiamo quindi a ricordare i contributi piú significativi delle seguenti persone:

- il P.I. Eugenio Durante ha coordinato con alta professionalità il progetto la costruzione e l'installazione di tutto il dispositivo "jet target";
- il P.I. Andrea Rottura e il Sig. Ugo Lantero hanno eseguito con accuratezza l'installazione rispettivamente della parte elettrotecnica e di quella meccanica della "jet target";
- i Sigg. Emilio Cavanna (del CNR-Genova) ed Antonio Manco hanno preparato le strutture meccaniche della "jet target";
- il P.I. Massimo Albicocco ha diretto con efficienza e capacità il Gruppo Tecnico del Laboratorio Jet Target di Frascati ed ha progettato tutti i circuiti elettronici non reperibili sul mercato e quelli di controllo e di gestione di svariati dispositivi;

- il P.I. Angelo Viticchié ha coordinato l'allestimento delle nuove aree sperimentali, la definizione e l'installazione dei sistemi di sicurezza e controllo, l'acquisto della strumentazione generale di laboratorio;
- il Sig. Antonio Macioce ha curato la costruzione del sistema di tagging, la progettazione e installazione della linea da vuoto e del beam stopper del fascio di fotoni;
- il P.I. Luigi Falco e i Sigg. Aldo Orlandi e Walter Pesci hanno realizzato tutti i circuiti elettronici non reperibili sul mercato, installato i sistemi di controllo e delle sicurezze, i contatori di tagging.

Referenze

- 1) Proc. Workshop on the Use of Electron Ring for Nuclear Physics, Lund, October 5-7, 1982, Eds. J.O. Adler and B. Schroder.
- 2) Proc. Workshop on Electronuclear Physics with Internal Targets, SLAC, January 5-8, 1987, Eds. R.G. Arnold and R.C. Minehart SLAC-316, UC-34C and January 9-12, 1989, in print.
- 3) Proc. Workshop on Internal Targets Physics with Electron beam, Amsterdam Sep. 6, 1989, NIKHEF-K Internal Report, in print.
- 4) L.S. Korobeinikov, L.M. Kurdadze, A.P. Onuchin, S.G. Popov, and G.M. Tumaikin, Sov. J. Phys. 6, 61 (1968), and G.I. Budker, A.P. Onuchin, S.G. Popov, and G.M. Tumaikin, Sov. J. Phys., 6, 563 (1968).
- 5) K. Van Bibber et al., PEGASYS: a Proposal for an Internal Target Spectrometer Facility at the PEP Storage Ring, unpublished.
- 6) V.F. Dmitriev et al., Phys. Lett. 157B, 143 (1985), and Nucl. Phys. A464, 237 (1987).
- 7) MIT-Bates Upgrade Proposal, MIT June 1984.
- 8) T.S. Bauer, H.P. Blok, C.W. De Jager, P.K.A. De Witt Huberts, NIKHEF Internal Report, WR-529 (1988).
- 9) M. Albicocco et al., Frascati Internal Report, LNF 86/29 (R), (1986).
- 10) V. Muccifora and E. De Sanctis, Frascati Internal Report, LNF 86/30 (R), (1986).
- 11) F. Tazzioli, ADONE Internal Memorandum, T-121, Dec. 16, 1985..
- 12) M. Taiuti et al., Proc. Topical Conf on Electronuclear Physics with Internal Targets, SLAC, January 9-12, 1989, in print.
- 13) V. Muccifora et al., Frascati Internal Report, (1990), in press.
- 14) R.J. Griffiths et al., Nucl. Instr. and Meth., 40, 181 (1966).
- 15) M. Anghinolfi et al. Frascati Internal Report, LNF 90/001 (1990).
- 16) E. A. Arakelyan et al., Sov. J. Nucl. Phys. 38, 589 (1983).
- 17) R. Bergère, Proc. 2nd Workshop on Perspectives in Nuclear Physics at Int. Energies, Trieste, March 25-29, 1985, p.153, Eds. S. Boffi, C. Ciofi degli Atti and M.M. Giannini, World Scientific, Singapore 1985.

- 19) E. A. Arakelyan et al., Erevan preprint YERPHI-1103 (66)-88 (1988).
- 20) J. H. Hubbell et al., Phys. Chem. Ref. Data, 9,01023 (1980).
- 21) P. Garganne, Saclay Internal Report, CEA-N-2492 (1986).
- 22) M.M. Giannini, Proc. of the Workshop on Heavy-Quark Factory and Nuclear Physics Facility with Superconducting Linacs, Courmayeur, 14-17 Dec. 1987. Eds. E. De Sanctis, M. Greco, M. Piccolo, and S. Tazzari, p.907.
- 23) A. Zucchiatti, Proc. of the Workshop on Heavy-Quark Factory and Nuclear Physics Facility with Superconducting Linacs, Courmayeur, 14-17 Dec. 1987. Eds. E. De Sanctis, M. Greco, M. Piccolo, and S. Tazzari, p. 965.
- 24) J.Napolitano et al., Phys. Rev. Lett. 61, 2530 (1989).
- 25) E. De Sanctis, A.B. Kaidalov and L.A. Kondratyuk, Frascati Internal Report, LNF 89/087 (1987), submitted to Phys. Rev. C.
- 26) M. Sanzone et al. FOMAMI Proposal-INFN Gruppo III (1987)., and Proc. Int. School of Intermediate Energy Nuclear Physics Verona 1981, Eds R. Bergère, S. Costa, and C. Schaerf, World Scientific, Singapore 1982, p. 291.
- 27) M. Anghinolfi et al., ESCAF Proposal-INFN Gruppo III (1989).
- 28) R.G. Arnold et al., Phys. Rev. Lett., 58,1723 (1987).