

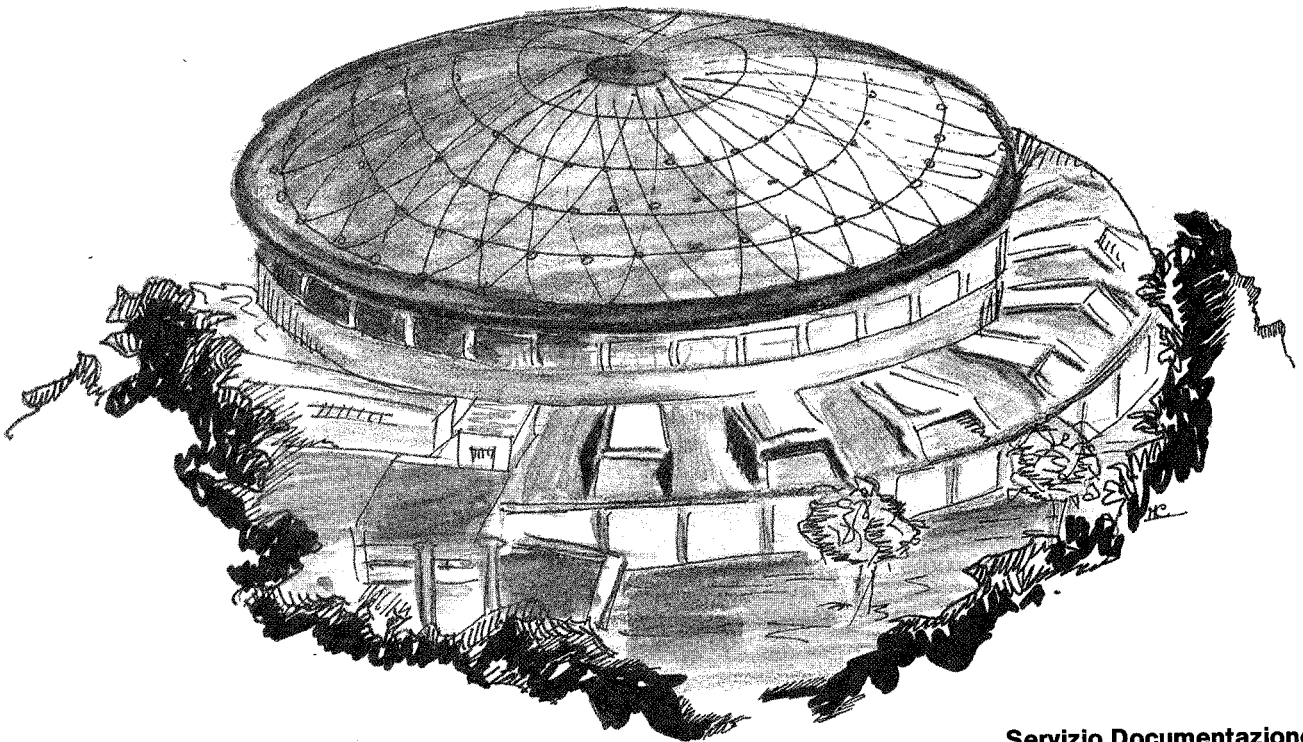


Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-90/026(R)
17 Aprile 1990

M. Anghinolfi, N. Bianchi, M. Bogliardi, M. Ripani, P. Corvisiero, E. De Sanctis,
G. Gervino, P. Levi Sandri, V. Lucherini, V. Muccifora, E. Polli, A. Reolon,
G. Ricco, M. Taiuti, A. Zucchiatti:

**SCATTERING INCLUSIVO DI ELETTRONI DALLA JET-TARGET
IN ADONE: INTERESSE FISICO E STUDIO DI FATTIBILITA'
DELL'ESPERIMENTO**



Servizio Documentazione
dei Laboratori Nazionali di Frascati
P.O. Box, 13 - 00044 Frascati (Italy)

**SCATTERING INCLUSIVO DI ELETTRONI DALLA JET-TARGET IN
ADONE: INTERESSE FISICO E STUDIO DI FATTIBILITA'
DELL'ESPERIMENTO**

M.Anghinolfi, M.Bogliardi, M.Ripani, P.Corvisiero, G. Gervino, G. Ricco, M. Taiuti, A. Zucchiatti
Dip. di Fisica Università di Genova, Sezione INFN - Via Dodecaneso 33, 16146 Genova

N. Bianchi, E. De Sanctis, P.LeviSandri, V. Lucherini, V. Muccifora, E.Polli, A. Reolon,
INFN - Laboratori Nazionali di Frascati, P.O. Box 13, 00044 - Frascati

INTRODUZIONE, SCOPO DELL'ESPERIMENTO

L'interazione elettromagnetica è una sonda ideale per studiare la struttura adronica dei nuclei: questa interazione, descritta dalla elettrodinamica quantistica, è sufficientemente debole da poter essere calcolata perturbativamente ed è sensibile a tutto il volume nucleare.

In questo modo l'interazione e.m. è complementare allo scattering di adroni che coinvolge principalmente la sola superficie nucleare.

La ricchezza dei dati ottenuta negli esperimenti di scattering di elettroni su nuclei (elastico, quasi-elastico, misure in coincidenza ($e, e' p$)) e la loro interpretazione teorica è stata determinante per la nostra conoscenza della struttura nucleare, dei gradi di libertà interni degli adroni e delle loro modifiche in un sistema legato.

Le recenti misure dello scattering esclusivo ($e, e' p$) [1] rese possibili dalla realizzazione di spettrometri ad elevata risoluzione, hanno permesso di misurare con grande precisione sia la distribuzione di impulso che la energia di legame dei protoni nelle varie shell.

Parallelamente le misure inclusive (e, e') effettuate dal gruppo di Saclay [2] posizionando uno spettrometro a diversi angoli e a diverse energie iniziali, hanno permesso di separare il

contributo trasversale e longitudinale alla sezione d'urto misurando i fattori di forma R_L ed R_T a momenti trasferiti fissati fino ad energie di eccitazione $\omega \leq 300$ MeV.

L'esperimento di cui ora vogliamo mostrare la fattibilità, prevede l'estensione di quest'ultimo tipo di misura a maggiori momenti trasferiti e a più alte energie di eccitazione, possibilmente fino alla risonanza Roper, utilizzando come fascio gli elettroni circolanti in ADONE (massima energia = 1500 MeV) e come bersaglio la Jet-Target [3]. Questo tipo di misura, pur fornendo minor informazione della reazione esclusiva ($e, e' p$), misura resa impossibile nel nostro caso per la insufficiente luminosità, è sensibile a diverse problematiche fisiche attualmente in discussione come il ruolo delle correnti di scambio, la natura trasversale o longitudinale delle risonanze al di sopra della Δ .

Tale esperimento ha, infine, il non trascurabile vantaggio di utilizzare come spettrometro per elettroni i cestelli della rugby-ball [4] ossia un insieme di 20 contatori di BGO, insieme ad un misuratore di perdita di energia (un altro cristallo di BGO) e ad un rivelatore di posizione (fibre scintillanti o plastico a settori). Tale sistema ci permetterà, perciò, di fare dei test preliminari sulla crystal-ball studiandone la risoluzione energetica, la calibrazione, la separazione adroni-elettroni-gamma e altri parametri utili.

L'APPARATO SPERIMENTALE

Per separare il contributo longitudinale e trasversale della sezione d'urto e per effettuare eventualmente misure in coincidenza, occorrono diversi angoli e diverse energie incidenti del fascio: la possibilità di avere più di un rivelatore in modo da circondare il bersaglio sarebbe, perciò, molto utile.

La Fig. 1 rappresenta molto schematicamente uno di tali rivelatori: il fascio di elettroni interagisce con il jet gassoso (già da tempo operante in ADONE) e le particelle diffuse, essenzialmente e^- , π^{+-} , p , vengono poi misurate all' angolo θ_1 nel laboratorio.

Come si vede dalla stessa figura, lo spettrometro è composto da più rivelatori tra i quali quello posteriore, indicato con A, rappresenta il vero e proprio calorimetro per gli elettroni.

Questo contatore è composto da un insieme di 4x5 cristalli di BGO lunghi 24 cm. la cui risoluzione energetica prevista, pur essendo moderata, è sufficiente per le nostre esigenze ($FWHM \leq 2.5\%$ a 1 GeV). La misura del rapporto tra l' energia rilasciata dall' evento in uno dei cristalli centrali (in totale 2x3) rispetto alla totale, sarà d'aiuto a distinguere gli elettroni (sciame e.m.) dai pioni (sciame adronico) [5] .

Questa separazione può essere ulteriormente migliorata dalla presenza di un cristallo BGO (indicato con B in Fig. 1) posto immediatamente davanti al calorimetro. Infatti, se lo spessore di tale contatore è sufficientemente grande da permettere agli elettroni di iniziare lo sciame e sufficientemente piccolo da rendere trascurabile l'interazione nucleare degli adroni (p e π) che lo attraversano, la perdita di energia di questi due tipi di particelle è assai diversa: praticamente monocromatica per i pioni (perdita di energia per sola ionizzazione) , molto più estesa per gli

elettroni (perdita di energia per ionizzazione e bremsstrahlung). Simulazioni effettuate con il codice EGS4 rindicano in 2.5 cm lo spessore ideale per il cristallo di BGO .

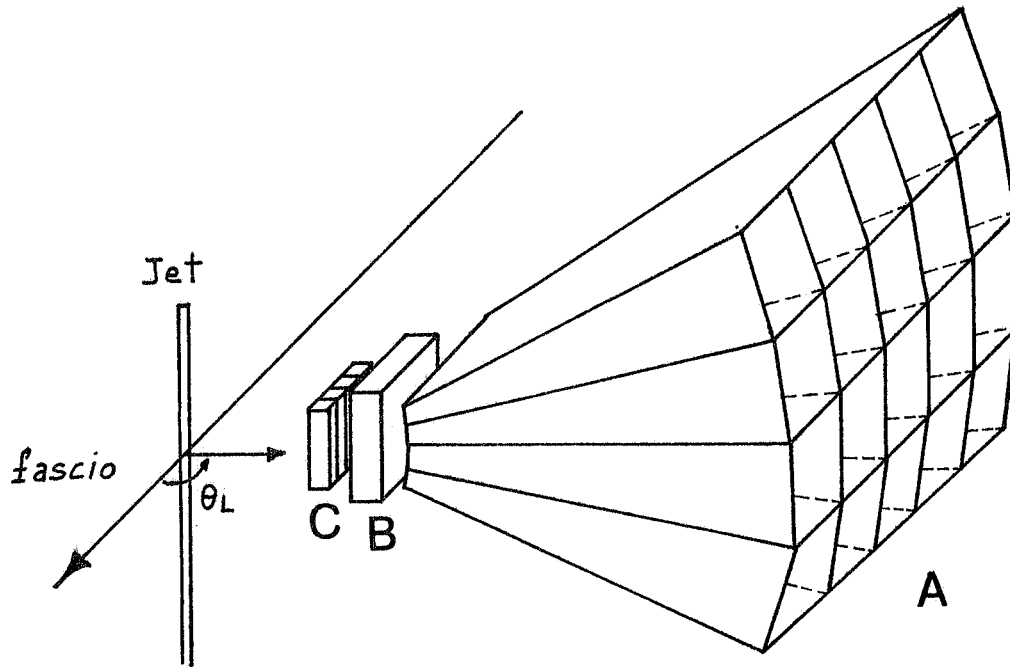


FIG. 1 - L'apparato sperimentale.

Il contatore anteriore (indicato con C in Fig. 1) svolge più compiti: innanzi tutto deve individuare l'angolo di diffusione della particella con precisione sufficiente, deve poi distinguere i carichi dai neutri (n, π^0, γ) e misurare la perdita di energia in modo da selezionare in massa gli adroni prodotti (π, k, p, d ecc.). Uno scintillatore plastico a 4 settori isolati otticamente ciascuno di dimensioni $50 \times 10 \times 10$ mm. ha le caratteristiche richieste: in questo caso, infatti, l'angolo sotteso da ciascun settore posto a 30 cm. dal punto di interazione risulta sufficientemente piccolo per avere una misura del momento trasferito entro il 5% FWHM nel caso più sfavorevole (contatore in avanti). Questo valore potrebbe, tuttavia, rivelarsi ancora troppo elevato nel qual caso l'uso di un array di fibre scintillanti con una risoluzione spaziale di pochi mm. risulterebbe la soluzione più adeguata.

Per poter capire meglio il funzionamento di tutto il rivelatore, nella fig. 2 è rappresentato lo spettro in energia degli e^-, π^+, p emessi a 30° nello scattering inclusivo di elettroni da 1 GeV su ^{16}O , come risulta da un calcolo approssimato di O'Connell et al.[6]. La Fig. 3 rappresenta la distribuzione simulata della perdita di energia rilasciata nel contatore B da tutti gli elettroni e π^+ di energia tra 200 e 500 MeV estratti conformemente allo spettro di Fig. 2: come già discusso, la risposta degli elettroni è diversa da quella dei π^+ la cui contaminazione risulta limitata al 10% .In Fig. 4 è invece rappresentato il plot delle energie rilasciate dalle varie particelle (estratte sempre secondo lo spettro di Fig. 2) nei contatori C e B : in questo caso il contatore C serve a separare i protoni (ed eventualmente i mesoni k) dalle particelle più leggere.

E' chiaro che un'analisi combinata delle perdite di energia misurate simultaneamente nei contatori A,B e C insieme all' informazione ottenuta dai 20 cristalli che compongono il rivelatore A sarà essenziale per una completa determinazione dell'energia e della massa delle particelle emesse nell' interazione fascio-jet.

Per l' analisi on-line dei parametri relativi a ciascun evento prodotto occorre un sistema a grande velocità: il " parallel-processing" basato su microprocessori è, tra le varie soluzioni, quella che a minor costo moltiplica maggiormente le possibilità di calcolo e di analisi. In particolare, un sistema combinato CAMAC-VME è quello che attualmente sembra presentare i vantaggi maggiori: il sistema di acquisizione dati che pensiamo di utilizzare in questo esperimento sarà perciò configurato in questo schema.

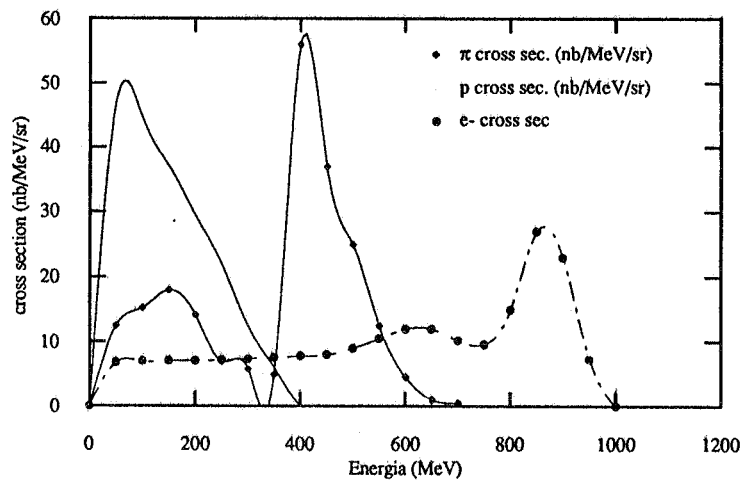


FIG. 2 - Spettro in energia di pioni, protoni ed elettroni emessi a 30° nella reazione $^{16}\text{O}(e,e')$ ad energia incidente di 1 GeV.

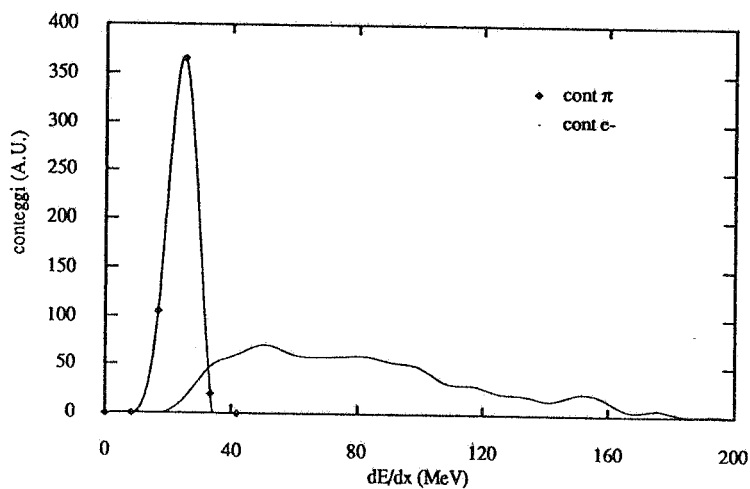


FIG. 3 - Distribuzione della perdita di energia di pioni ed elettroni nel contatore B.

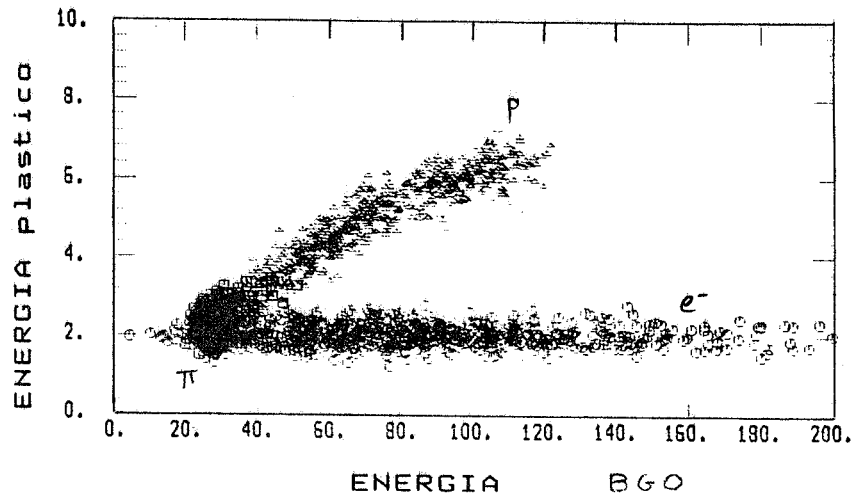


FIG. 4 - Energie rilasciate dai vari eventi nel contatore B (asse x) e nel contatore C (asse y).

CINEMATICA, RATE DI CONTEGGIO

La Fig. 5 rappresenta la cinematica dello scattering di elettroni nel sistema del laboratorio.

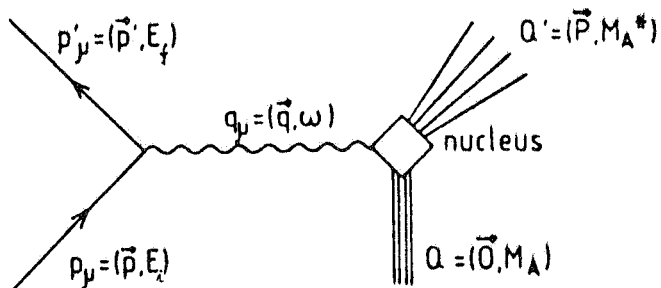


FIG. 5 - Cinematica dello scattering di elettroni.

La nomenclatura è la seguente: P_μ e P'_μ rappresentano il quadrimpulso iniziale e finale dell'elettrone mentre $q_\mu = P_\mu - P'_\mu$ è il quadrimpulso trasferito al nucleo che inizialmente si trova a riposo nel sistema del laboratorio. Indicando con θ l'angolo di scattering dell'elettrone rispetto alla direzione incidente, con $\omega = E_i - E_f$ l'energia trasferita e con $q = P - P'$ l'impulso trasferito, risulta

$$q^2 = E_i^2 + E_f^2 - 2E_i E_f \cos \theta$$

$$q_\mu^2 = 4E_i E_f \sin^2 \frac{\theta}{2} = q^2 - \omega^2$$

La sezione d'urto inclusiva può essere scritta nella forma fattorizzata:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega d\omega} / \sigma_M \equiv R(q, \omega, \theta) = \left(\frac{q_\mu}{q}\right)^4 R_L(q, \omega) + \left[\frac{1}{2} \left(\frac{q_\mu}{q}\right)^2 + \tan^2 \frac{\theta}{2} \right] R_T(q, \omega)$$

dove σ_M é la sezione d'urto di Mott.

Indicando con ε il parametro di polarizzazione:

$$\varepsilon = 1 + (2q^2/q_\mu^2) \tan^2 \frac{\theta}{2}$$

la funzione di risposta totale $R(q, \omega, \theta)$ assume la forma:

$$\varepsilon R = \frac{q^2 - \omega^2}{2q^2} \left(2 \frac{q^2 - \omega^2}{q^2} R_L \varepsilon + R_T \right)$$

Da questa espressione si capisce che, fissati q ed ω , un grafico di εR in funzione di ε (ovvero di θ) fornisce il valore di R_T (intercetta della retta) e di R_L (pendenza) la cui indeterminazione dipende in qualche modo dalla differenza tra il piú grande e il piú piccolo valore di ε (plot di Rosenbluth).

La Fig. 6 rappresenta, anche se in modo un pò complicato, le relazioni che intercorrono tra le variabili definite precedentemente ad impulso trasferito fissato $q=600$ MeV/c. Il piano (x,y) rappresenta i valori delle coppie $(q/E_i, \omega/E_i)$; in questo sistema il luogo dei punti a ε ed ω costanti sono rappresentati da rette, mentre i valori a θ costante corrispondono a coniche che passano per il punto (1,1).

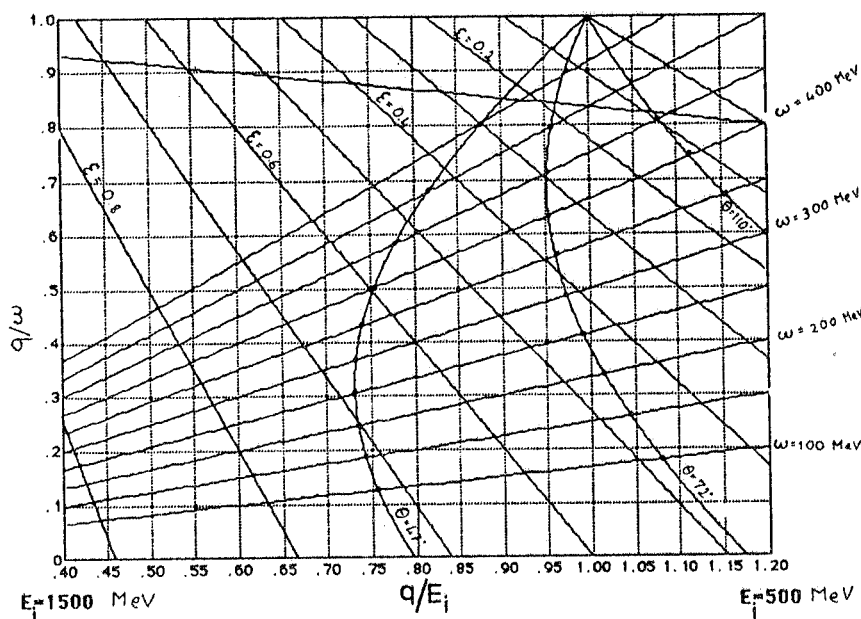


FIG. 6 - Cinematica a 600 MeV/c di impulso trasferito.

Come esempio, da questo grafico si deduce che tre misure effettuate con un contatore posto a 47° , 72° e 110° ed il fascio incidente di elettroni ad energie E_i di 820, 620 e 500 MeV rispettivamente, sono sufficienti per determinare R_L ed R_T a momento trasferiti di 600 MeV/c e $\omega = 300$ MeV. Viceversa, disponendo di più di un contatore e lavorando ad una certa energia iniziale E_i si otterranno simultaneamente più punti del plot di Rosenbluth a diversi momenti trasferiti.

La Tabella I rappresenta lo schema di una possibile misura per separare a 750 MeV/c la funzione di risposta R_L ed R_T su ^{16}O . Nella parte superiore sono indicati alcuni parametri geometrici di tre contatori (posizione, dimensione, distanza dal punto di interazione e angolo solido) insieme alle caratteristiche del fascio di elettroni e della jet-target. Al variare dell'energia trasferita ω (1° colonna) vengono riportati i valori della risoluzione energetica DW prevista per i tre contatori, l'energia iniziale del fascio, la risoluzione FWHM del momento trasferito attesa in queste condizioni, il valore EPSILON del parametro di polarizzazione, i conteggi/secondo previsti utilizzando le sezioni d'urto della ref.6 e il contributo percentuale TAIL delle correzioni radiative alla sezione d'urto.

Tabella I

$q = 750 \text{ MeV} / c$													
<i>dimensione del rivelatore</i>		: 4 cm * 6 cm											
<i>distanza del rivelatori</i>		: 40 cm (per il rivelatore a 47°)											
		30 cm (" " " 72°)											
		25 cm (" " " 110°)											
<i>angolo solido del rivelatori</i>		: 14.9076 msr (per il rivelatore a 47°)											
		28.4763 msr (" " " 72°)											
		38.0909 msr (" " " 110°)											
<i>sezione della jet target</i>		: 0.6 cm * 0.6 cm											
<i>raggio del fascio</i>		: 0.15 cm											
<i>corrente del fascio</i>		: 50 mA (corrispondenti a $3.1 \cdot 10^{17}$ elettroni / sec)											
<i>densità massica del jet target</i>		: $1. \cdot 10^{-9}$ gr / cm ² cm											
<i>peso atomico del jet target</i>		: 16											
W (MEV)	DW (MEV)	E (MEV)	TETA°			DQ/Q %	EPSILON	CONTEGGI (1σ-3)			percentuale di "TAIL" nella sezione d'urto %		
150	20,3 15,2 11,8	996,8 704,6 629,8	47	72	110	7,5 6,0 3,7	,717 ,476 ,191	1,27	0,85	0,65	-15	-11	-8
200	19,9 14,6 11,2	1019 723,0 652,4	47	72	110	7,3 5,9 3,6	,711 ,468 ,186	2,47	1,55	0,85	-13	-9	-4
250	19,0 14,1 10,6	1019 746,6 674,3	47	72	110	6,9 5,5 3,4	,702 ,458 ,179	4,02	1,94	1,02	-8	-5	-1
300	18,2 13,2 9,9	1019 746,6 695,6	47	72	110	6,6 5,2 3,3	,689 ,442 ,171	4,54	2,38	1,08	-4	0	3
350	17,3 12,6 9,2	1019 770,7 616,1	47	72	110	6,1 4,9 3,1	,674 ,427 ,161	4,70	2,62	1,35	0	1	3
400	16,4 11,6 8,5	1019 770,7 635,6	47	72	110	5,6 4,4 2,7	,654 ,403 ,149	4,39	2,68	1,46	4	5	6
450	15,5 10,8 7,7	1019 786,2 654,6	47	72	110	5,0 4,0 2,5	,631 ,379 ,136	4,68	2,83	1,62	5	6	7
500	14,1 9,7 6,9	996,8 786,2 673,0	47	72	110	4,3 3,5 2,1	,596 ,344 ,120	4,91	2,85	1,56	7	9	10
550	12,6 8,5 --	971,0 786,2 --	47	72	--	3,6 2,9 --	,561 ,303 --	4,75	2,65	--	12	15	--
600	10,9 7,3 --	939,1 786,2 --	47	72	--	2,9 2,2 --	,468 ,254 --	4,26	2,33	--	18	20	--
650	8,8 -- --	895,7 -- --	47	--	--	2,3 -- --	,397 -- --	4,32	--	--	21	--	--

In quest'ultimo calcolo si sono considerate soltanto le correzioni dipendenti linearmente dallo spessore del bersaglio perché i termini di ordine superiore sono trascurabili nel nostro caso ($t \leq 10$ ng/cm²). I conteggi attesi possono essere agevolmente incrementati sia utilizzando

uno spessore di jet un poco superiore (2-3 ng/cm²), sia incrementando ove possibile il passo di integrazione DW fino a 20 MeV, valore ragionevole per investigare risonanze larghe più di 100 MeV. In questo caso i conteggi sono superiori a un evento ogni 3 minuti: per una buona separazione di R_L ed R_T un errore statistico di +/- 6% é sufficiente [2] per cui in un run di 3-4 giorni si può completare la misura

REFERENZE

- 1) C.de Vries: Workshop on Perspectives in Nucl. Phys., 223 - Trieste 1983
- 2) P. Burreau et al.: Nucl Phys. A402 (1983) 515
- 3) M.Taiuti et al. : Slac report # 316 - maggio 87
- 4) A.Zucchiatti et al.: Report INFN 86/29
- 5) P. Blum et al. : Nucl. Inst. and Meth 213 (1983) 251
- 6) J.S. O' Connell : Computer in Physics , 57 - Maggio 1988