

LNF-72/57
16 Giugno 1972

A. Marino, G. Matone, R. Roccella e C. Schaerf: PROPOSTA PER
LA REALIZZAZIONE DI UN FASCIO γ MONOCROMATICO E PO-
LARIZZATO MEDIANTE SCATTERING DI LUCE LASER SUGLI
ELETTRONI CIRCOLANTI IN ADONE. -

A. Marino, G. Matone, R. Roccella e C. Schaerf: PROPOSTA PER LA REALIZZAZIONE DI UN FASCIO γ MONOCROMATICO E POLARIZZATO MEDIANTE SCATTERING DI LUCE LASER SUGLI ELETTRONI CIRCOLANTI IN ADONE. -

1. - INTRODUZIONE. -

In questo lavoro si discute la possibilità di ottenere un fascio di raggi γ quasi-monocromatici e polarizzati, mediante scattering Compton di luce coerente su elettroni di alta energia circolanti in un anello di accumulazione.

L'elevata intensità media della corrente negli anelli di accumulazione e la disponibilità di lasers C.W. di alta potenza consente oggi di rendere realizzabile un fascio γ di intensità sufficiente per esperimenti di fisica nucleare e di caratteristiche tali, polarizzazione ed assenza di fondi, da poter competere con gli altri fasci γ quasi-monocromatici che sono stati proposti in passato. Per questo confronto si veda la Tavola I.

2. - SCATTERING COMPTON SU ELETTRONI IN MOTO. -

Nell'effetto Compton su elettroni in moto l'energia ω_2 del fotone diffuso è legata a quella del fotone incidente ω_1 dalla relazione(1).

$$(1) \quad \omega_2 = \omega_1 \frac{1 - \beta_1 \cos \vartheta_1}{1 - \beta_1 \cos \vartheta_2 + \frac{\omega_1}{\epsilon_1} (1 - \cos \vartheta)}$$

2.

dove:

ω_1	energia del fotone incidente
ε_1	" dell'elettrone incidente
ω_2	" del fotone diffuso
m	massa dell'elettrone
β	velocità dell'elettrone in unità c
ϑ_1	angolo tra la direzione dell'elettrone incidente e del fotone incidente
ϑ_2	angolo tra la direzione dell'elettrone incidente e del fotone diffuso
ϑ	angolo tra la direzione del fotone incidente e del fotone diffuso.

Tutte le energie sono espresse in eV.

Dalla (1) si vede che l'energia ω_2 è massima per $\vartheta_1 = \pi, \beta \sim \sim 1, \vartheta_2 = 0$ e $\vartheta = \pi$; si ha quindi

$$(2) \quad \omega_{2 \max} = \frac{2 \omega_1}{\frac{1}{2} \left(\frac{m}{\varepsilon_1} \right)^2 + \frac{2 \omega_1}{\varepsilon_1}}$$

I risultati di calcoli numerici per λ (lunghezza d'onda del fotone incidente) variabile ed $\varepsilon_1 = 1.500$ MeV sono indicati nella Fig.1; nella Fig. 2 sono riportati i valori di $\omega_{2 \max}$ in funzione di ε_1 per $\lambda = 4880 \text{ \AA}$.

Per la sezione d'urto totale si può prendere la formula classica di Thomson:

$$\sigma_T = \frac{8}{3} \pi r_o^2 = 0.665 \text{ barns}$$

La sezione d'urto differenziale nel laboratorio per scattering di fotoni su elettroni in movimento è data da^(1, 2)

$$(3) \quad d\sigma = r_o^2 \frac{2}{m^2 x_1^2} \left[4 \left(\frac{1}{x_1} + \frac{1}{x_2} \right)^2 - 4 \left(\frac{1}{x_1} + \frac{1}{x_2} \right) - \left(\frac{x_1}{x_2} + \frac{x_2}{x_1} \right) \right] \omega^2 d\Omega$$

dove r_o è il raggio classico dell'elettrone e x_1, x_2 sono dati dalle seguenti espressioni per il caso $\vartheta_1 = \pi$

$$x_1 = - \frac{2 \omega_1}{m} (\varepsilon_1 + P_1); \quad x_2 = \frac{2 \omega_2}{m} (\varepsilon_1 - P_1 \cos \vartheta_2)$$

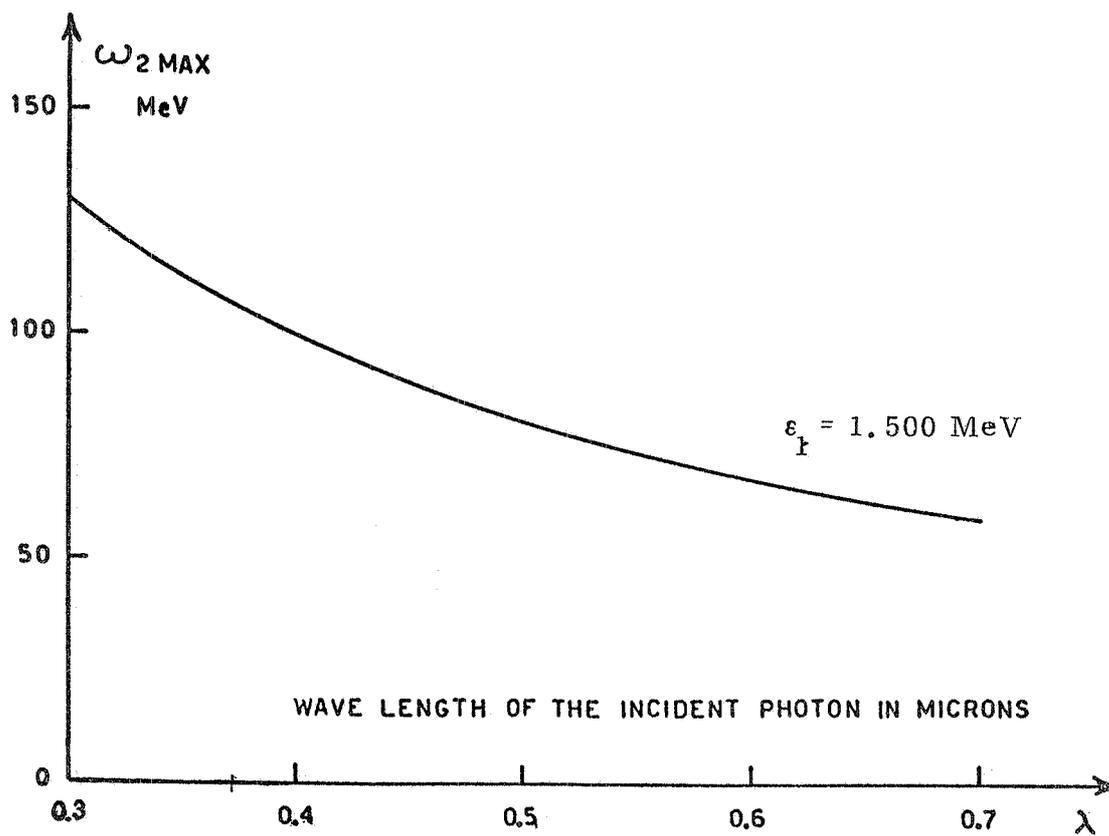


FIG. 1

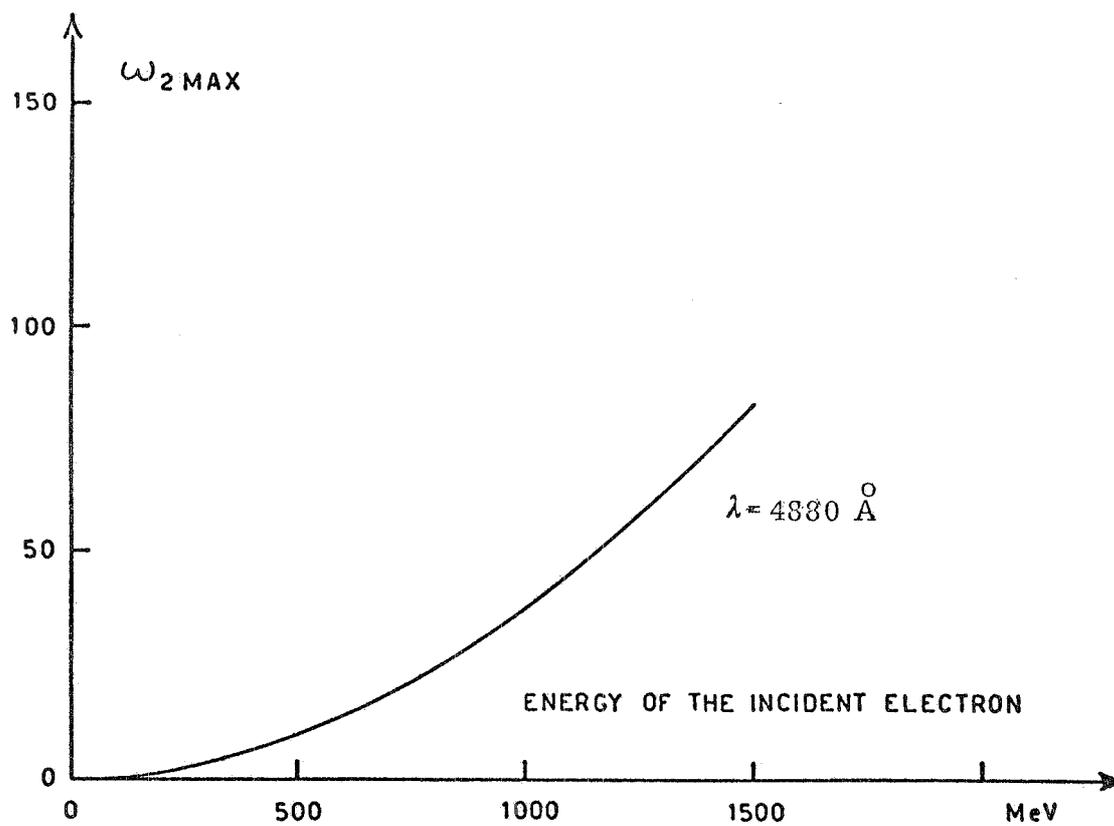


FIG. 2

4.

con P_1 momento iniziale dell'elettrone.

Dalla (1) e dalla (3) si ottiene lo spettro differenziale dei fotoni diffusi:

$$(4) \quad \frac{d\sigma}{dY} = \omega_{2 \max} \frac{\pi r_0^2}{2} \frac{m^2}{\omega_1 \varepsilon_1^2} \left\{ \frac{m^4}{4 \omega_1^2 \varepsilon_1^2} \left(\frac{Y}{\varepsilon_1 - Y} \right)^2 - \frac{m^2}{\omega_1 \varepsilon_1} \left(\frac{Y}{\varepsilon_1 - Y} \right) + \frac{\varepsilon_1}{\omega_{2 \max}} - Y + \frac{\varepsilon_1}{\omega_{2 \max}} \right\} ; \quad y = \frac{\omega_2}{\omega_{2 \max}}$$

Lo spettro differenziale e lo spettro di energia dei fotoni sono mostrati nella Fig. 3 per alcuni parametri tipici; nella figura sono anche riportati

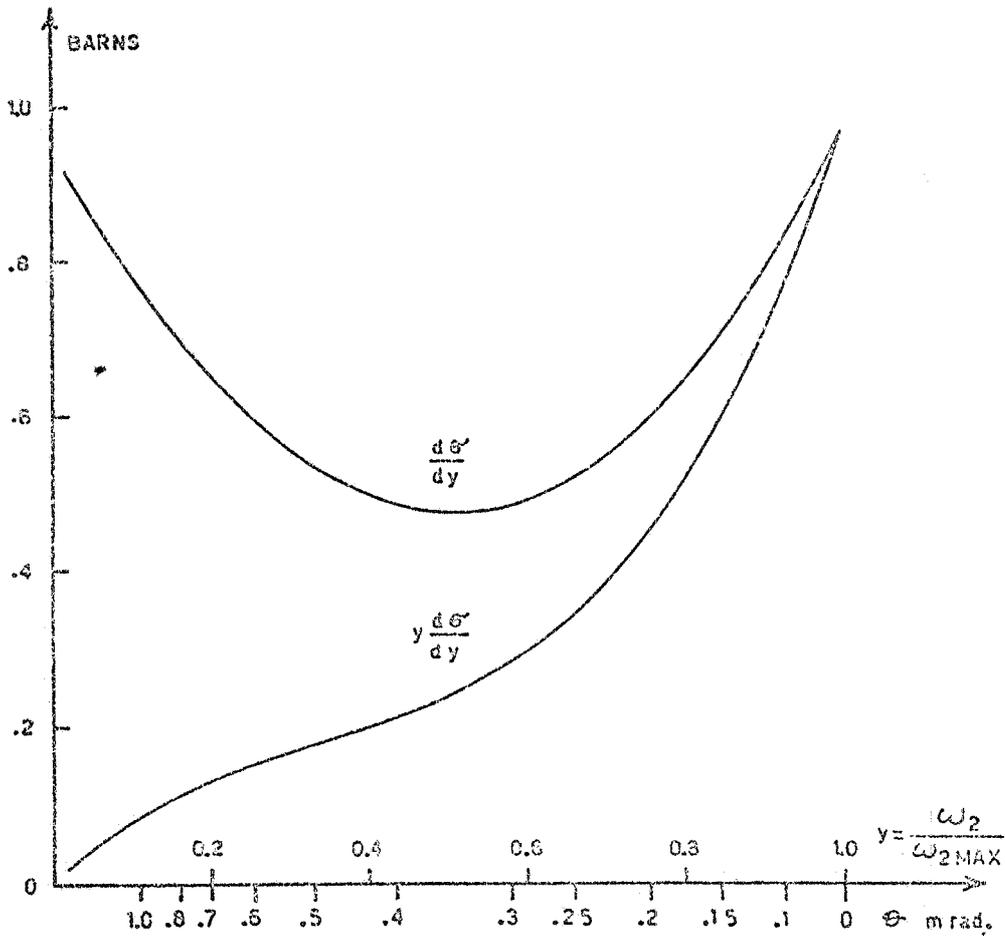


FIG. 3

in ascissa gli angoli ai quali i fotoni di una data energia vengono diffusi.

La distribuzione energetica dei fotoni diffusi differisce dalla corrispondente distribuzione di bremsstrahlung la quale è della forma $d\sigma \sim d\omega/\omega$; infatti nella regione $> 0.6 \omega_{2 \max}$ si ha $d\sigma \sim \omega_2 d\omega_2$ e la maggior parte dell'intensità della radiazione è concentrata vicino ad $\omega_{2 \max}$. Inoltre, a differenza del caso della bremsstrahlung, l'energia dei γ prodotti nel processo di scattering è una funzione definita dell'angolo al quale essi emergono rispetto alla direzione del moto degli elettroni.

E' ora chiaro come sia possibile ottenere un fascio quasi monocromatico di fotoni mediante una stretta collimazione dei fotoni diffusi. D'altro canto il valore dell'angolo di collimazione è determinato dalla divergenza angolare del fascio di elettroni; nel caso di Adone, il cui fascio ha una divergenza di circa 10^{-4} rad, si ha una larghezza di riga del fascio γ di $\sim 7\%$ per elettroni da 1.5 GeV (v. Fig. 4).

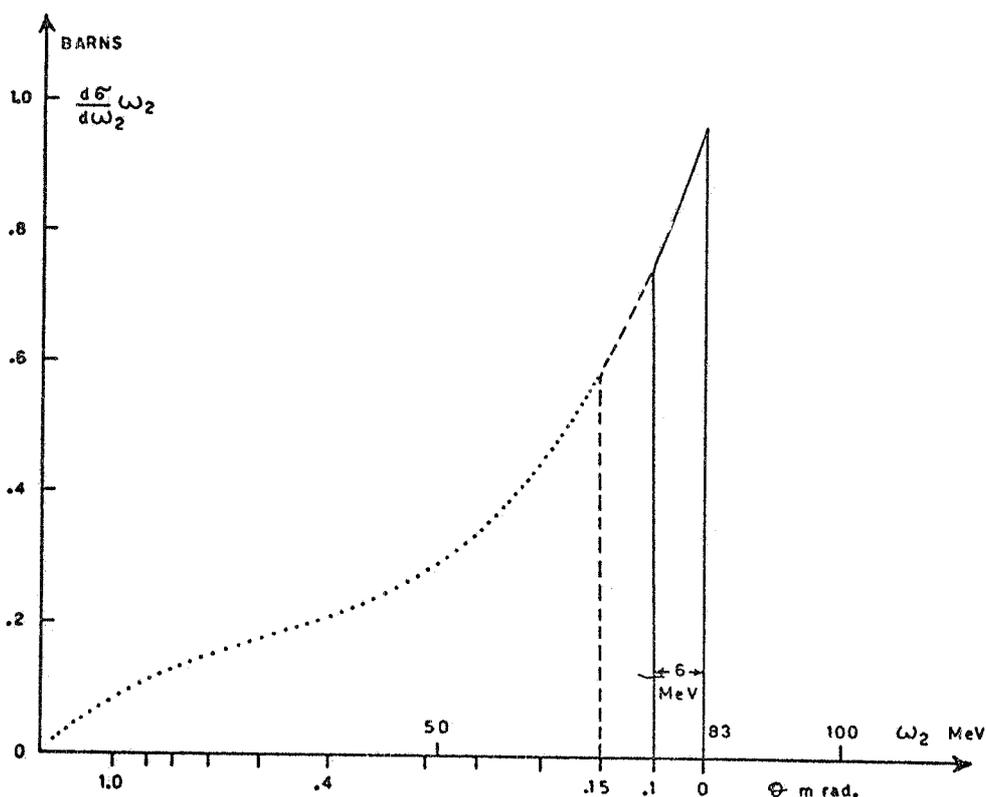


FIG. 4

3. - POLARIZZAZIONE DEI FOTONI. -

Una importante proprietà dei raggi γ prodotti da scattering Compton su elettroni in movimento, è data dall'elevato grado di polarizzazione dei fotoni diffusi, nel caso in cui i fotoni incidenti siano completamente polarizzati. Si può infatti dimostrare⁽²⁾ che il grado di polarizzazione dei fotoni diffusi è dato dalla:

$$(5) \quad P = \left\{ \frac{0.25(1+|\cos \vartheta'|)^4 (\xi_1^{2(1)} + \xi_2^{2(1)}) + 4 \xi_3^{2(1)} \cos^2 \vartheta'}{\frac{\omega_1'}{\omega_2'} + \frac{\omega_2'}{\omega_1'} - \sin^2 \vartheta'} \right\}^{1/2}$$

dove

- $\xi_i^{(1)}$ sono i parametri di stokes dei fotoni incidenti
- ω_1', ω_2' sono le frequenze di fotoni incidenti e diffusi rispettivamente, espresse nel sistema di quiete degli elettroni
- ϑ' è l'angolo tra le direzioni dei fotoni prima e dopo l'urto nel sistema di quiete degli elettroni.

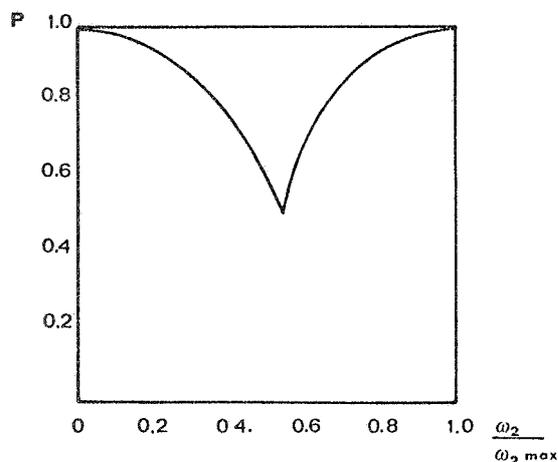


FIG. 5

Dalla Fig. 5 si vede come, nel caso di radiazione incidente polarizzata, per $Y \approx 1$ la polarizzazione dei γ diffusi sia circa il 100%; in particolare tenendo conto che l'angolo di accettazione è determinato dalla divergenza angolare del fascio di elettroni, si vede che nel caso di Adone (divergenza $\sim 10^{-4}$ rad) la polarizzazione è $\sim 98\%$ ⁽²⁾.

4. - FASCIO LASER E ZONA DI INTERAZIONE TRA I FASCI. -

Poichè il numero di fotoni diffusi nell'interazione fascio laser-elettroni è funzione della densità nel fascio incidente, è importante avere una sorgente laser ad alta potenza. Una tale condizione può essere realizzata facendo in modo che la cavità risonante del laser, nella quale si ha la massima densità di fotoni, si sovrapponga il più possibile alla regione di interazione.

Ai fini della nostra esperienza, il laser con le migliori caratteristiche di potenza, stabilità e frequenza è il laser a ioni di Argon il quale fornisce una potenza di 4 W a lunghezze d'onda nell'intorno di 4880 Å

con uno specchio di uscita di trasmissività $T = 5\%$.

La potenza disponibile all'interno della cavità risonante è data da

$$(6) \quad P_u = P_i T \quad \text{da cui} \quad P_i = 80 \text{ W}$$

dove

$$P_u = 4 \text{ W} \quad T = 0.05$$

Qualora si sostituisca lo specchio di uscita con uno totalmente riflettente, si ha una potenza di uscita praticamente nulla. In tal caso si ottiene all'interno della cavità, una potenza circa 10 volte maggiore di quella data dalla (6), cioè $P_i \sim 800 \text{ W}$; in effetti la potenza di 800 W non è praticamente realizzabile a causa delle perdite dovute al trattamento ottico degli specchi e ad altre cause. La potenza effettivamente disponibile può essere, peraltro, valutabile intorno ai 500 W.

Per poter disporre di questa potenza del fascio Laser nella zona di interazione si deve realizzare la disposizione, mostrata nella Fig. 6, appositamente studiata per questa esperienza.

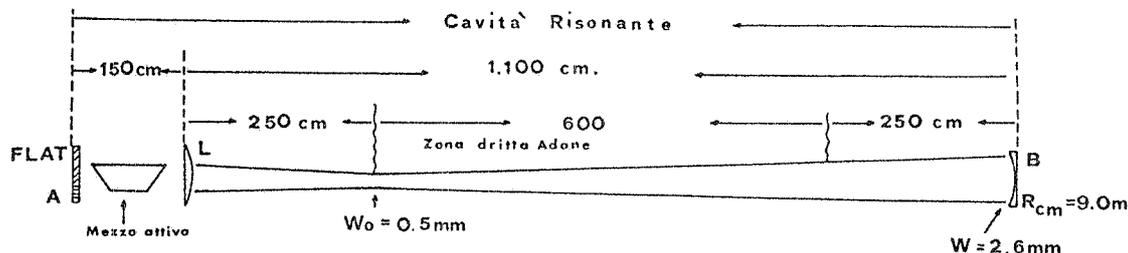


FIG. 6

W_0 è il raggio della sezione del fascio laser nel punto più stretto,

W raggio della sezione sullo specchio B,

A e B specchi totalmente riflettenti $R \sim 100\%$,

L è la lente convergente, otticamente trattata, per la minimizzazione della sezione del fascio nella zona di interazione.

Poichè la lente L e lo specchio B vanno montati sulla ciambella dell'anello di accumulazione, il loro montaggio sarà eseguito in modo tale da garantire la tenuta dell'alto vuoto in Adone. La presenza della lente L introduce delle ulteriori perdite nella cavità risonante alterandone il guadagno; da una stima realistica si può desumere una perdita di $\sim 40\%$, portando quindi la potenza disponibile a $\sim 300 \text{ W}$.

8.

5. - YIELD DEI FOTONI. -

Il numero di fotoni prodotti per MeV e per secondo è dato da:

$$(7) \quad \frac{dn}{d\omega_2} = \frac{d\sigma}{d\omega_2} c \int n_e n_\gamma dV$$

dove

ω_2 = energia dei γ prodotti

$d\sigma/d\omega_2$ = sezione d'urto differenziale nel laboratorio

n_e = densità degli elettroni n/cm^3

n_γ = " dei fotoni

Assumeremo che le densità dei due fasci si mantengono costanti per tutta la lunghezza della sezione dritta di Adone, e che l'andamento in funzione di x ed y segua la legge: (v. Fig. 7)

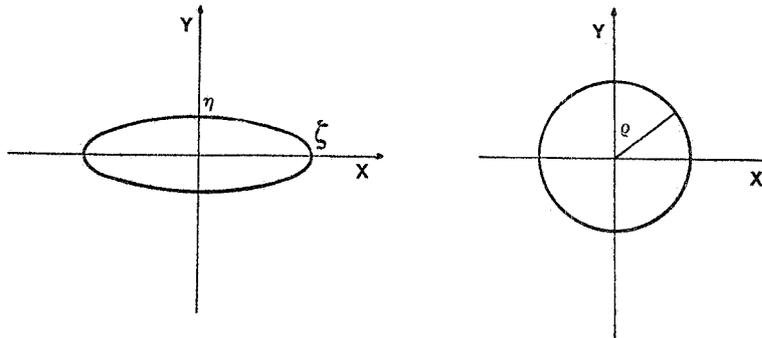


FIG. 7

$$n_e = n_{oe} \exp \left\{ -\frac{x^2}{\xi^2} - \frac{y^2}{\eta^2} \right\}, \quad \left\{ n_\gamma = n_{o\gamma} \exp -\frac{x^2 + y^2}{\rho^2} \right\}$$

dove ξ , η e ρ sono i valori di x , y e $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ per i quali le densità risultano ridotte di un fattore e rispetto al massimo ($x=y=0$).

Se l è la lunghezza della sezione dritta si avrà

$$(8) \quad \frac{dn}{d\omega_2} = \frac{d\sigma}{d\omega_2} c l n_{oe} n_{og} \int_{-\infty}^{\infty} dx \exp \left\{ -x^2 \frac{\xi^2 + \rho^2}{\xi^2 \rho^2} \right\} \int_{-\infty}^{\infty} dy \exp \left\{ -y^2 \frac{\eta^2 + \rho^2}{\eta^2 \rho^2} \right\}$$

da cui

$$(9) \quad \frac{d\dot{n}}{d\omega_2} = \frac{d\sigma}{d\omega_2} c l n_{oe} n_{o\gamma} \pi \frac{\xi \eta \varrho^2}{(\xi^2 + \varrho^2)^{1/2} (\eta^2 + \varrho^2)^{1/2}}$$

dove

$$n_{oe} = \frac{N_e}{2\pi^2 R \xi \eta} \quad \begin{array}{l} N_e = 2 \times 10^{11} \text{ elettroni} \\ R = 1670 \text{ cm} \end{array}$$

$$n_{o\gamma} = \frac{P}{\pi \varrho^2 \omega_1 c e} \quad \begin{array}{l} P = \text{Potenza fascio laser} \\ \omega_1 = \text{energia fotoni} \end{array}$$

Dalla (9) si ha quindi:

$$(10) \quad \frac{d\dot{n}}{d\omega_2} = 6 \times 10^3 P \left(\frac{d\sigma}{d\omega_2} \frac{1}{\sigma_T} \right) (\xi^2 + \varrho^2)^{-1/2} (\eta^2 + \varrho^2)^{-1/2}$$

dove

$$\begin{array}{ll} \xi = 0.15 \text{ cm} & \sigma_T = 0.665 \text{ barns (sezione d'urto totale} \\ \eta = 0.05 \text{ cm} & \text{di Thompson)} \\ \varrho = 0.1 \text{ cm} & \end{array}$$

tali valori vanno peraltro corretti a causa della instabilità del fascio di elettroni; la correzione può essere effettuata mediante le seguenti espressioni:

$$\begin{array}{ll} \xi' = (\xi^2 + S^2)^{1/2} & \text{dove } S \text{ è una misura della instabilità} \\ \eta' = (\eta^2 + S^2)^{1/2} & \text{dell'orbita degli elettroni e può essere} \\ & \text{posta } S = 0.5 \text{ mm.} \end{array}$$

In definitiva si ha:

$$(11) \quad \begin{aligned} \frac{d\dot{n}}{d\omega_2} &= 6 \times 10^3 P \left(\frac{d\sigma}{d\omega_2} \frac{1}{\sigma_T} \right) (S^2 + \varrho^2 + \xi^2)^{-1/2} (S^2 + \varrho^2 + \eta^2)^{-1/2} = \\ &= 2.6 \times 10^5 P \left(\frac{d\sigma}{d\omega_2} \frac{1}{\sigma_T} \right) \end{aligned}$$

Introducendo nella (11) i valori caratteristici del Laser ad Argon, i valori che si desumono dalla Fig. 3, e ricordando che la larghezza di riga del

10.

fascio γ nelle nostre condizioni sperimentali è del 7% (~ 6 MeV per $\omega_{2 \max} = 83$ MeV) si ha per $p = 300$ W :

$$(12) \quad 2.6 \times 10^5 P \left(\frac{d\sigma}{d\omega_2} \frac{1}{\sigma_T} \right) \Delta \omega_2 = 8.4 \times 10^6 \text{ fot/sec}$$

6. - FASCIO γ POLARIZZATO E QUASI-MONOCROMATICO. -

Gli elettroni circolanti in un anello di accumulazione sono modulati dal sistema di radiofrequenza in piccoli bunches; nel caso di Adone i bunches hanno una larghezza di circa 1.5 nsec e sono separati l'uno dall'altro di circa 117 nsec, questa sarà anche la struttura temporale del fascio γ diffuso.

Per quanto riguarda il fondo questo è dovuto essenzialmente alla bremsstrahlung degli elettroni sulle molecole di gas residuo nello anello di accumulazione; lo spettro energetico integrato di questi fotoni è dato da:

$$W_B = t n_e E_e a / e$$

dove:

W_B è l'energia irraggiata in MeV/sec,

t è la lunghezza di radiazione di un volume di gas lungo 6 metri,

n_e è la corrente di elettroni in Amperes

e è la carica dell'elettrone

E_e è l'energia del fascio in MeV

a è la frazione di raggi γ accettata dal nostro angolo solido.

Alla pressione di 10^{-9} Tor si ha per l'azoto

$$t = 3 \times 10^{-14}$$

e quindi

$$W_B = 3 \times 10^{-14} \times 10^{-1} \times 1.5 \times 10^3 a / 1.6 \times 10^{-19}$$

$$W_B = 3 \times 10 \times a \text{ MeV/sec}$$

dalla ref. (1) si ha:

$$a = \frac{8.6}{108.6} = 0.08$$

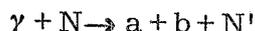
e quindi

$$W_B \simeq 2.4 \times 10^6 \text{ MeV/sec}$$

Questo valore può essere confrontato utilmente con l'energia totale nel fascio di fotoni ottenuto per scattering Compton (v. Tabella I).

Per meglio valutare le caratteristiche del fascio γ prodotto, sarà utile calcolare il numero di eventi casuali in una generica esperienza del tipo $N(\gamma, ab)N'$ e rapportare questo valore con quelli analoghi ottenuti con altri fasci γ attualmente disponibili.

Per la reazione



il numero di eventi rivelati è dato dalla

$$(13) \quad N_{ev} = N_\gamma N_N \frac{d\sigma}{d\Omega_a d\Omega_b dE_a} \Delta\Omega_a \Delta\Omega_b \Delta E_a$$

dove

N_γ è il numero di fotoni al secondo

N_N è il numero di atomi del bersaglio

$\Delta\Omega_{a,b}$ sono gli angoli solidi determinati dai rivelatori

ΔE_a l'intervallo di energia della particella a accettato

Si può facilmente dimostrare che, detto $n_{ev} = N_{ev}/f_{Ad}$ il numero di eventi rivelato per bunch di Adone, si ha per il numero di casuali

$$n_c = n_a n_b = n_{ev}^2 \frac{(4\pi)^2}{\Delta\Omega_a \Delta\Omega_b} \frac{E_a}{\Delta E_a} = n_{ev}^2 K$$

e per il rapporto eventi casuali/eventi buoni

$$(14) \quad R_A = \frac{n_e}{n_{ev}} = n_{ev} K = \frac{N_{ev}}{f_{Ad}} K \quad \text{con } f_{Ad} = \text{frequenza di Adone}$$

Il calcolo effettuato ha valore nell'ipotesi in cui il potere risolutivo dello apparato di coincidenza è tale che si abbia $\tau_{coinc} > \tau_{bunch}$; nel caso di Adone, quindi, la (1) è valida per $\tau_c > 1.5 \text{ nsec}$.

Assumiamo, ora, per fissare le idee, $\tau_c = 3.2 \text{ nsec}$, ed effettuiamo un calcolo analogo per il Linac di Frascati ($\tau_b = 3.2 \mu\text{sec}$, $f_L = 250 \text{ bunch/sec}$). Si ha in questo caso $\tau_c \ll \tau_b$, e quindi il numero delle

TABELLA I

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
Techniques used	Accelerator considered	Incident particle	Target material and thickness	Incident energy MeV	Angular resolution of primary beam and experimental apparatus	Number of incident particles sec ⁻¹	Photon energy MeV	Line width of monochromatic photons	Numbers of photons produced sec ⁻¹	$\frac{N_{\gamma}}{N_{\beta}}$	$\frac{W_{\gamma}}{W_{\beta}}$	Polarization	Notes
Coherent bremsstrahlung	Frascati Linac	e ⁻	Be X ₂ Si ₂ 9.25 x 10 ⁻³	375	0.41 0.41 0.41 0.26	10 ¹³ 10 ¹³ 10 ¹³ 10 ¹³	75 75 75 75	10 9 9 8	2.3 x 10 ⁸ 1.6 x 10 ⁸ 1.1 x 10 ⁸ 4.9 x 10 ⁷	0.12 0.18 0.26 0.17	1.6 2.8 4.2 4.2	0 0.56 0.74 0.80	$\alpha = 0^{\circ}$ $\alpha = 90^{\circ}$ $\alpha = 74.56^{\circ}$ $\alpha = 74.56^{\circ}$
Annihilation in flight	Saclay Linac	e ⁺	0.35 H ₂ ⁺ + 0.18 B ₂	500 200	4 6	3x10 ¹² 3x10 ¹²	500 200	4 4	5 x 10 ⁸ 6 x 10 ⁸	4x10 ⁻² 4x10 ⁻²	20(5) 3	0 0	
	Frascati Linac	e ⁺	0.5 H ₂ 0.7 H ₂	150	3	10 ¹²	142 150	7 1.5	2 x 10 ⁷ 3 x 10 ⁸	3x10 ⁻² 2x10 ⁻²	2 7	0 0	$\theta = 1^{\circ}05'$ - $1^{\circ}25'$ $\theta = 0^{\circ}$ - $0^{\circ}20'$
Laser Compton scattering	Frascati Storage Ring Adone	e ⁻	Argon Laser 4 Watt Interaction region 6 m	1500	0.1	10 ¹³	33	6	8.6x10 ⁶	<10 ⁻⁴	3x10 ⁻²	0.98	Vacuum pressure of interaction region 10 ⁻⁹ Torr

La presente tabella è una versione aggiornata della Tav. I della ref. (3).

N_{γ} e W_{γ} indicano rispettivamente il numero di fotoni presenti nel picco monocromatico e la loro potenza totale.

WB indica la potenza totale dei fotoni di fondo.

NB indica il numero di fotoni di fondo contenuti in un intervallo di energia con la stessa larghezza del picco monocromatico e situato in prossimità del picco stesso.

casuali sarà dato da:

$$n_c = n_a n_b \frac{\tau_b}{\tau_c} = \frac{n_{ev}^2 K}{10^3}$$

da cui

$$(15) \quad R_L = \frac{n_c}{n_{ev}} = n_{ev} \frac{K}{10^3} = \frac{N_{ev}}{f_L} \frac{\tau_c}{\tau_b} K$$

Nel caso dell'acceleratore di Saclay ($f_S = 2 \cdot 10^3$ bunch/sec, $\tau_b = 10 \mu\text{sec}$) si ha

$$(16) \quad R_S = \frac{n_c}{n_{ev}} = \frac{N_{ev}}{f_S} \frac{\tau_c}{\tau_b} K$$

Effettuando ora i rapporti tra (14, 15) e (16) si ha

$$(17) \quad \frac{R_A}{R_L} = \frac{f_L}{f_A} \frac{\tau_b}{\tau_c} = \frac{250}{8.9 \times 10^6} \frac{3.2 \times 10^{-6}}{3.2 \times 10^{-9}} = 2.81 \times 10^{-2}$$

e

$$(18) \quad \frac{R_A}{R_S} = \frac{f_S}{f_A} \frac{\tau_b}{\tau_c} = \frac{2 \times 10^3}{8.9 \times 10^6} \frac{10^{-5}}{3.2 \times 10^{-9}} = 0.7$$

Questi valori mostrano come il rapporto casuali/buone sia favorevole al fascio γ prodotto in Adone.

Per concludere, vogliamo calcolare la velocità di conteggio ed altri dati significativi, per una esperienza di studio di una reazione (γ, n) dove il neutrone viene rivelato con un contatore a scintillazione e la sua energia misurata con la tecnica del tempo di volo.

Per fissare le idee consideriamo la reazione $C^{12}(\gamma, n)C^{11}$. Per un'energia del γ , $E_\gamma = 83 \text{ MeV}$ si ha, a 45° , per il neutrone $E_n \simeq 65 \text{ MeV}$ con una sezione d'urto $d\sigma/d\Omega \sim 0.01 \text{ mb/sr}$; se assumiamo pari al 10% l'efficienza del rivelatore per neutroni, si ha per la velocità di conteggio (numero di eventi al secondo)

$$(19) \quad N_{ev} = N_\gamma N_N \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega \varepsilon$$

14.

dove

$$N_N = \frac{N_{av}}{A} \varrho$$

ϱ = gr/cm² di bersaglio
 N_{av} = Numero di Avogadro
 A = Peso atomico del bersaglio
 $\Delta\Omega$ = angolo solido visto dal contatore
 ε = efficienza del rivelatore

se si prende:

$$\varepsilon = 0.1, \quad N_N = \frac{6 \times 10^{23}}{12} \cdot 4 = 2 \times 10^{23}, \quad \Delta\Omega = 10^{-2} \text{ sr}$$

si ha:

$$(20) \quad N_{ev} = 10^7 \times 2 \times 10^{23} \times 10^{-29} \times 10^{-2} \times 10^{-1} = 10^{-2} \text{ con/sec}$$

si ha quindi in 1h

$$N_{ev} = 72 \text{ con/h}$$

Per quanto riguarda la misura di energia del neutrone e la relativa risoluzione energetica mediante la tecnica del tempo di volo, supponiamo di porci a 3 m dal bersaglio con un contatore $30 \times 30 = 900 \text{ cm}^2$ ($\Delta\Omega = 10^{-2} \text{ sr}$) e di spessore 20 cm; con tali valori si ha per neutroni da 65 MeV

$$(21) \quad \frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta \beta}{\beta} = 2 \frac{2.7 \times 10^{-2}}{0.364} \approx 0.15$$

E' da rilevare che il valore della sezione d'urto, per la reazione presa in esame, è particolarmente basso per cui in generale è da attendersi che per altre reazioni il numero di eventi rivelato sarà notevolmente superiore.

Per altri utili confronti con altri fasci γ quasi-monocromatici si veda la Tabella I.

7. - CONCLUSIONI. -

I calcoli effettuati nei paragrafi precedenti, pur nelle ipotesi cautelative che abbiamo assunto, hanno dimostrato che con un laser ad Argon di tipo commerciale ed un anello di accumulazione come Adone, si può produrre un fascio gamma di circa 10^7 fotoni al secondo ad una energia massima di $\sim 100 \text{ MeV}$, con un potere risolutivo in energia del 7%, e linearmente polarizzato. La direzione di polarizzazione del fascio può essere facilmente ruotata di 90° senza toccare alcun componente della

zona di alto vuoto in cui circolano gli elettroni. Inoltre questo fascio avrebbe una microstruttura temporale uguale a quella degli elettroni circolanti in Adone. (un impulso di 1.5 ns ogni 110 ns). Questa microstruttura temporale si presta particolarmente bene per eseguire delle misure di tempo di volo di neutroni.

Un fascio linearmente polarizzato in questa zona di energia, presenterebbe delle caratteristiche di assoluta novità permettendo di ripetere molti degli esperimenti già fatti verificando le ipotesi sinora avanzate sulla multipolarità delle transizioni che intervengono nei vari processi.

Il potere risolutivo energetico del fascio (5-6 MeV) può forse limitare la sua immediata applicazione, allo studio delle reazioni indotte nei nuclei leggeri dove i livelli nucleari sono meglio separati. Tuttavia si può già adesso pensare di migliorare questo potere risolutivo con tecniche di sottrazione (effettuando diverse misure con l'energia centrale del fascio leggermente spostata) oppure misurando in coincidenza l'energia dell'elettrone che ha emesso il fotone (tagging). Questa ultima possibilità non sembra incompatibile con la struttura magnetica di Adone. E' molto probabile che dopo un periodo iniziale di prova si possa raggiungere un potere risolutivo di 1-2 MeV. Ciò è quanto di meglio si pensa di fare oggi anche con fasci ottenuti con tecniche diverse. In linea di principio, con un opportuno sistema di magneti, si può pensare di misurare l'energia persa dall'elettrone, e quindi l'energia del fotone, con una precisione dell'ordine di 700 KeV.

BIBLIOGRAFIA. -

- (1) - F.R. Arutyunyan and V.A. Tumanyan, Phys. Letters 4, 177 (1963); R.H. Milburn, Phys. Rev. Letters 10, 75 (1963); C. Bemporad, R.H. Milburn, N. Tanaka and M. Fotino, Phys. Rev. 138B, 1546 (1965); R. Malvano, C. Mancini and C. Schaerf, Frascati Report, LNF-67/48 (1967).
- (2) - A.I. Akhieser and V.B. Berestetsky, Quantum Electrodynamics (Moscow, 1953); F.R. Arutyunyan and V.A. Tumanyan, Soviet Phys. Uspekhi 83, 339 (1964).
- (3) - C. Schaerf and G. Tamas, Medium Energy Nuclear Phys. with Electron Linear Accelerators MIT-Summer Study (1967).

IMPEGNO FINANZIARIO PREVISTO. -

Il più gravoso impegno finanziario è costituito dall'acquisto di un laser ad Argon di elevata potenza. E' inoltre necessario realizzare l'attrezzatura necessaria per connettere il laser ad una delle sezioni dritte di Adone senza mettere a repentaglio la sicurezza del sistema da vuoto dell'anello. Le strutture meccaniche che sosterranno tutto il sistema devono assicurare una stabilità nella posizione relativa del laser e di Adone dell'ordine di 0.1 mm su periodi di diversi giorni (meglio qualche mese). Per la misura dello spettro gamma e la sua taratura si può probabilmente usare ogni tanto lo spettrometro a coppie progettato ed in via di costruzione presso il progetto LEALE. Le attrezzature sperimentali iniziali dovrebbero essere di costo piuttosto modesto.

Tutto ciò si può sintetizzare nella seguente tabellina:

Laser ad Argon tipo 52BA (Coherent Radiation)	12.000.000
Accessori per detto (Ottica varia, etc.)	3.000.000
Sistemi da vuoto (pompe, valvole, misuratori, etc.)	3.000.000
Strutture meccaniche	3.000.000
Rivelazione e conteggio dei gamma	4.000.000
Apparati sperimentali (I Anno)	5.000.000
Varie e Imprevisti 10%	3.000.000
	<hr/>
Totale	33.000.000
	=====