

Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-59/34 (3. 12. 59)

G. Diambri, A. S. Figuera, B. Rispoli, A. Serra: RISULTATI PRELIMINARI DELLA DETERMINAZIONE DELLO SPETTRO DI BREMSSTRAHLUNG DELL'ELETTROSINCROTRONE DI FRASCATI.

Nota interna: n° 20
3 Dicembre 1959

G. Diambri^o, A.S. Figuera^{oo}, B. Rispoli^{oo}, A. Serra^{oo}:
RISULTATI PRELIMINARI DELLA DETERMINAZIONE DELLO SPETTRO
DI BREMSSTRAHLUNG DELL'ELETTROSINCROTRONE DI FRASCATI.

Sono dati i primi risultati sperimentali relativi alla determinazione dello spettro del fascio di bremsstrahlung dell'elettrosincrotrone di Frascati. Il fascio viene prodotto nel sincrotrone dal frenamento di elettroni, con energia $E_0 = 1000$ MeV da parte di un convertitore di tantalio. Gli elettroni, raggiunta tale energia, vengono fatti spiralizzare verso la parte interna della ciambella fino a che urtano il convertitore posto a 4 cm dall'orbita principale; l'ampiezza finale della radiofrequenza viene diminuita secondo un andamento che garantisce un tempo di collisione degli elettroni sul convertitore di circa 2,5 msec. La distribuzione di intensità in funzione dell'angolo di emissione del fascio γ segue l'andamento previsto dalla formula di Schiff⁽¹⁾. L'ampiezza angolare a mezzo massimo è di 3,5 mrad.

La disposizione dell'esperienza è mostrata in fig. 1, dove:
T = Convertitore di tantalio dell'elettrosincrotrone, il cui spessore è $s = 0,13$ lunghezze di radiazione
C = Collimatore di piombo di lunghezza $l = 30$ cm e con dia

^o - C.N.R.N. Laboratori Nazionali di Frascati.

^{oo} - C.N.R.N. Divisione elettronica - Roma

metro $d = 38$ mm; il semiangolo accettato è $1,8$ mrad.

P = Magnete pulitore, nel cui intraferro è fatto un campo

$B = 15$ Kgauss.

G = Guida cilindrica in cui è praticato un vuoto di $0,1$ torr

S = Spettrometro a coppie la cui descrizione particolareggiata è fatta in altro lavoro.⁽²⁾

R = Convertitore dello spettrometro, costituito da un disco di alluminio del diametro di 6 cm e di spessore

$\delta = 1,08 \cdot 10^{-3}$ lunghezze di radiazione.

$A_1 A_2 A_3$ e $B_1 B_2 B_3$ = Telescopi di contatori a scintillazione,

posti in posizioni fisse, determinate mediante misure

con la tecnica del filo^e controllate con il calcolo del

le traiettorie, tali che i telescopi rivelino solo

le coppie simmetriche di elettroni; la precisione con

cui è determinata l'energia delle traiettorie è di \pm

3% .

La selezione di energia delle coppie viene effettuata

variando il valore del campo magnetico, nell'intraferro

dello spettrometro, da 1 a 10 Kgauss. L'intervallo

percentuale di energia accettata dai telescopi è $\Delta E/E =$

$2,7\%$. Le uscite dei contatori $A_1 A_2 A_3$ del telescopio A

(così come quelle del telescopio B) sono collegate ad

un circuito di coincidenza tripla con tempo di risoluzio-

zione $\tau = 6$ nsec.

Le uscite delle due coincidenze triple sono inviate ad

un circuito di coincidenza doppia simultanea e ad uno

di coincidenza doppia ritardata con tempo di risoluzio-

ne $\tau = 10$ nsec. Tali circuiti ci danno la possibili-

tà di conoscere contemporaneamente sia le coincidenze

vere, dovute a coppie simmetriche di elettroni, che

quelle spurie, dovute a coppie asimmetriche e le acci-

dentali dovute al fondo.

M = Monitore costituito da un quantmetro ad assorbimento

totale del tipo descritto da R.R. Wilson⁽³⁾. Esso ci

da un'informazione integrale dell'energia trasportata dal fascio. L'informazione dataci è:

$$Q = q \int_0^{E_0} k N(k) dk$$

corrispondente a Q/q MeV di energia irradiata, essendo q in Coulomb/MeV, una costante caratteristica dello strumento. Nel nostro caso $q = 1/(4,82 \cdot 10^{18})$ Coulomb/MeV.

Sia:

$$N(k) dk = I \left(\frac{k}{E_0} \right) \frac{dk}{k}$$

la funzione di distribuzione dei fotoni di energia, dove $N(k)dk$ è il numero di fotoni con energia tra k e $k + dk$ ed $I \left(\frac{k}{E_0} \right) = k N(k)$ è una funzione del rapporto k/E_0 , dove E_0 è l'energia degli elettroni. I risultati che qui presentiamo si riferiscono all'andamento della funzione $I(k/E_0)$, che chiameremo intensità della bremsstrahlung.

Si può calcolare che il rapporto tra le intensità relative a due energie k_0, k_n dei fotoni è dato dalla espressione

$$\frac{I_n \left(\frac{k_n}{E_0} \right)}{I_0 \left(\frac{k_0}{E_0} \right)} = \frac{Q_0 q_n}{Q_n q_0} \frac{N_n - (S_n + F_n)}{N_0 - (S_0 + F_0)} \frac{[\tilde{G}_p(k_0, \frac{1}{2}) + G_t(k_0, \frac{1}{2})]}{[\tilde{G}_p(k_n, \frac{1}{2}) + G_t(k_n, \frac{1}{2})]}$$

dove:

q_0, q_n : sono le costanti di calibrazione del monitor. Se la costante di calibrazione non varia da misura a misura, si ha, come in effetti supporremo, $q_0/q_n = 1$.

$N_n - (S_n + F_n)$: è il numero di coppie prodotte da fotoni di energia k_n , uguale al numero di coincidenze contate N_n meno il numero di coincidenze casuali dovute a coppie spurie S_n ed al fondo F_n .

$N_0 - (S_0 + F_0)$: è il numero di coppie prodotto da fotoni di energia k_0 .

$\tilde{\sigma}_p(k_0, \frac{1}{2}), \tilde{\sigma}_e(k_0, \frac{1}{2})$: sono le sezioni d'urto di produzione di coppie⁽⁴⁻⁶⁾ nel campo del nucleo e nel campo dell'elettrone, per coppie simmetriche e per fotoni di energia k_0 .

$\tilde{\sigma}_p(k_n, \frac{1}{2}), \tilde{\sigma}_e(k_n, \frac{1}{2})$: idem per fotoni di energia k_n .

Q_0, Q_n = cariche liberate nel quantmetro dal fascio γ , generalmente si prende $Q_n/Q_0 = 1$.

Si procede così alla misura dei rapporti I_n/I_0 relativi alle energie selezionate k_n . La dose scelta per ogni singolo conteggio è di $\sim 1,4 \cdot 10^{10}$ quanti-equivalenti corrispondenti a $3 \cdot 10^{-6}$ Coulomb.

Ogni conteggio è stato ripetuto da 5 a 10 volte. Per minimizzare le coincidenze spurie si è mantenuta l'intensità del fascio non superiore a circa 10^{10} quanti equivalenti/minuto dopo la collimazione. Così la riproducibilità del numero di conteggi è dello stesso ordine dell'errore statistico che è

$$\frac{1}{\sqrt{N}} \leq 1\%$$

I dati sperimentali sono riportati nella fig. 2. La intensità I_0 di normalizzazione è quella a 700 MeV e la si è fatta coincidere con il punto della curva teorica normalizzata. La curva a tratto pieno rappresenta la intensità della bremsstrahlung normalizzata calcolata per $E_0 = 1000$ MeV. Precisamente in ascissa è riportata l'energia dei fotoni in unità $u = k/E_0$, in ordinate si ha invece l'espressione:

$$b(u) = \frac{K(\tilde{\sigma}_n + \tilde{\sigma}_{el})}{\int_0^1 K(\tilde{\sigma}_n + \tilde{\sigma}_{el}) du}$$

essendo

$$\hat{G}_n(K, u) dK = \hat{G}_0 \frac{dK}{K} \left\{ [1 + (1-u)^2] \left[\phi_1(\delta) - \frac{4}{3} \ln Z \right] - \frac{2}{3} (1-u) \left[\phi_2(\delta) - \frac{4}{3} \ln Z \right] \right\}$$

$$\hat{G}_{el}(K, u) dK = \hat{G}_0 \frac{dK}{zK} \left\{ [1 + (1-u)^2] \left[\psi_1(\epsilon) - \frac{2}{3} \ln Z \right] - \frac{2}{3} (1-u) \left[\psi_2(\epsilon) - \frac{2}{3} \ln Z \right] \right\}$$

le sezioni d'urto di bremsstrahlung di Bethe e Heitler (4) e Wheeler e Lamb (5).

La curva tratteggiata che si distacca da quella a tratto pieno nella regione delle basse energie dei fotoni, è ottenuta sottraendo alla curva teorica di bremsstrahlung le perdite di conteggio dovute allo scattering degli elettroni nel convertitore di alluminio e alla dimensione verticale degli scintillatori plastici. Non si è calcolata ancora la perdita di conteggio dovuta all'angolo naturale di emissione delle coppie di elettroni. La curva a punti e linee al limite delle alte energie rappresenta la correzione dovuta al potere risolutivo finito in energia dei contatori ($\Delta E/E \approx 2,7\%$).

Per $0,85 \leq K/E_0 \leq 1$ la curva sperimentale diminuisce più rapidamente di quella teorica relativa a un convertitore infinitamente sottile. Le cause di questo andamento possono essere le seguenti.

1°) Gli elettroni che urtano il convertitore per un tempo di 2,5 msec hanno uno spread in energia del 0,8%. Inoltre una piccola percentuale di elettroni può investire il convertitore prima di aver raggiunto l'energia finale di 1000 MeV.

2°) Lo spessore finito del convertitore γ produce un ulteriore spread in energia degli elettroni prima dell'irraggiamento.

3°) La collimazione tende a diminuire lo spessore efficace del convertitore.

Misure e calcoli per valutare il peso delle varie cause sull'andamento sperimentale dello spettro sono in corso.

Bibliografia

- 1) L.I. Schiff - Phys. Rev. 70, 87, 1946.
- 2) Bologna G. o al: Nota interna n° 17-1959. Laboratori Nazionali del C.N.R.N. Frascati (Roma)
- 3) R.R. Wilson - Nucl. Instr. 1, 101, 1957.
- 4) H. Bethe, W. Heitler, Proceed. Roy. Soc. A - 146, 83, 1934.
- 5) J.A. Wheeler, W.E. Lamb - Phys. Rev. 55, 858, 1939.
- 6) H. Davies, H.A. Bethe, L.C. Maximon - Phys. Rev. 93, 788, 1954.

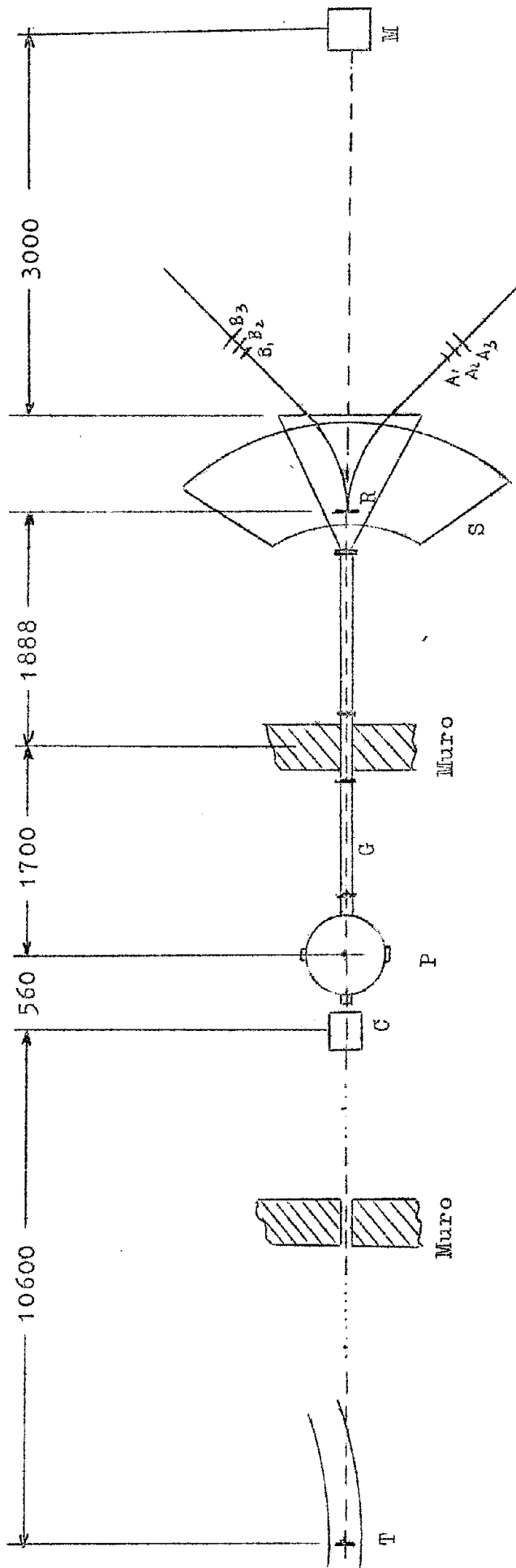


FIG. 1 - DISPOSIZIONE SPERIMENTALE

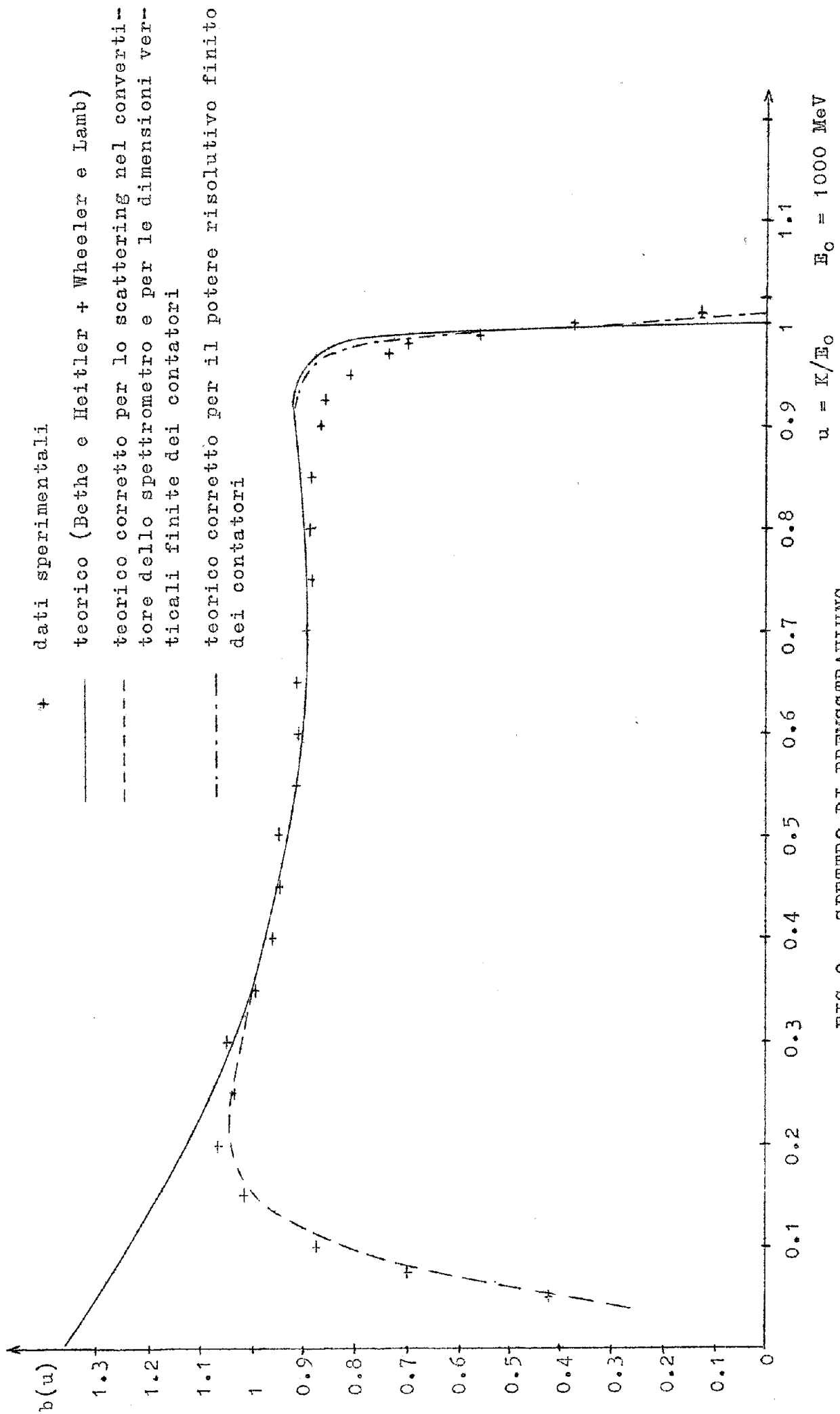


FIG.2 - SPETTRO DI BREMSSTRAHLUNG