
ATTI ACCADEMIA NAZIONALE DEI LINCEI
CLASSE SCIENZE FISICHE MATEMATICHE NATURALI

RENDICONTI

GUIDO MISSONI, ALESSANDRO RUGGIERO

Caratteristiche della radiazione di Sincrotrone a 1000 MeV

Atti della Accademia Nazionale dei Lincei. Classe di Scienze Fisiche, Matematiche e Naturali. Rendiconti, Serie 8, Vol. 38 (1965), n.5, p. 677–685.

Accademia Nazionale dei Lincei

<http://www.bdim.eu/item?id=RLINA_1965_8_38_5_677_0>

L'utilizzo e la stampa di questo documento digitale è consentito liberamente per motivi di ricerca e studio. Non è consentito l'utilizzo dello stesso per motivi commerciali. Tutte le copie di questo documento devono riportare questo avvertimento.

*Articolo digitalizzato nel quadro del programma
bdim (Biblioteca Digitale Italiana di Matematica)*

SIMAI & UMI

<http://www.bdim.eu/>

Fisica. — *Caratteristiche della radiazione di Sincrotrone a 1000 MeV* (*). Nota di GUIDO MISSONI e ALESSANDRO RUGGIERO, presentata (**) dal Corrisp. M. AGENO.

Viene comunemente denominata radiazione di sincrotrone la radiazione emessa dagli elettroni accelerati lungo orbite chiuse in macchine acceleratrici, come per l'appunto l'elettrosincrotrone da 1000 MeV dei Laboratori Nazionali di Frascati.

Lo studio teorico di questa radiazione è stato sviluppato da molti Autori [1-5] che hanno fornito, sulla base della elettrodinamica classica, le formule per il calcolo della sua distribuzione spettrale, della distribuzione angolare e della sua polarizzazione. Controlli sperimentali di queste predizioni sono stati eseguiti da diversi ricercatori ma tutte ad energie degli elettroni relativamente basse, cioè di alcune centinaia di MeV. La prima osservazione della luce emessa dagli elettroni accelerati è dovuta a Elder et al. [6] che controllarono la distribuzione spettrale nel visibile con elettroni accelerati a circa 80 MeV. Successivamente Tomboulion e Hartman [7], in un ampio lavoro, hanno misurato la distribuzione spettrale ed angolare della radiazione di sincrotrone fino ad energie di 300 MeV trovando un buon accordo con la teoria.

Le prime misure della polarizzazione della luce di sincrotrone sono state eseguite da Korolev et al. [8] con elettroni accelerati fino a 250 MeV, mettendo in evidenza le distribuzioni angolari della componente polarizzata parallelamente e perpendicolarmente al piano orbitale. Successivamente, questi ed altri ricercatori russi [9], hanno ripetuto le misure con l'intento di verificare il valore previsto dalla teoria per il rapporto fra la intensità delle due componenti polarizzate della radiazione di sincrotrone, tali misure sono state estese in un secondo tempo fino a 680 MeV. In tutti questi lavori la radiazione è stata osservata nel visibile e studiata mediante tecniche fotografiche. P. Joos ha eseguito un'analisi della distribuzione angolare della radiazione emessa da elettroni accelerati a 700 MeV nel Sincrotrone di Cornell, rivelando la radiazione mediante un fotomoltiplicatore. I suoi risultati sono in accordo qualitativo con la teoria ma mostrano, come già per alcuni Autori russi, una certa asimmetria, rispetto al piano orbitale, della distribuzione delle due componenti polarizzate.

Recentemente Madden e Codling [10] hanno eseguito misure della distribuzione angolare delle componenti polarizzate mediante il sincrotrone da 180 MeV del N.B.S. Questi Autori hanno impiegato sia tecniche fotografiche sia fotomoltiplicatori, ottenendo dei buoni risultati che sono in accordo con la teoria entro

(*) Laboratori di Fisica, Istituto Superiore di Sanità, Roma.

(**) Nella seduta dell'8 maggio 1965.

il 5%. In particolare nessuna asimmetria nella distribuzione al disopra e al disotto del piano orbitale è stata rilevata. L'interesse, che l'esecuzione di tutte queste misure confermano, nella verifica della teoria della radiazione di sincrotrone è molteplice. Infatti l'emissione di questa radiazione giuoca un ruolo importante nel funzionamento delle grandi macchine acceleratrici per elettroni ed il suo studio permette, indipendentemente da ciò, di controllare la teoria del moto di elettroni ultrarelativistici in un campo magnetico. Inoltre la radiazione di sincrotrone è interessante in alcuni problemi di astrofisica, poiché si suppone che sia generata con un meccanismo simile la luce emessa da certi oggetti celesti. Infine lo studio delle caratteristiche di un fascio di radiazione di sincrotrone è un necessario preliminare al suo impiego per la ricerca in di-

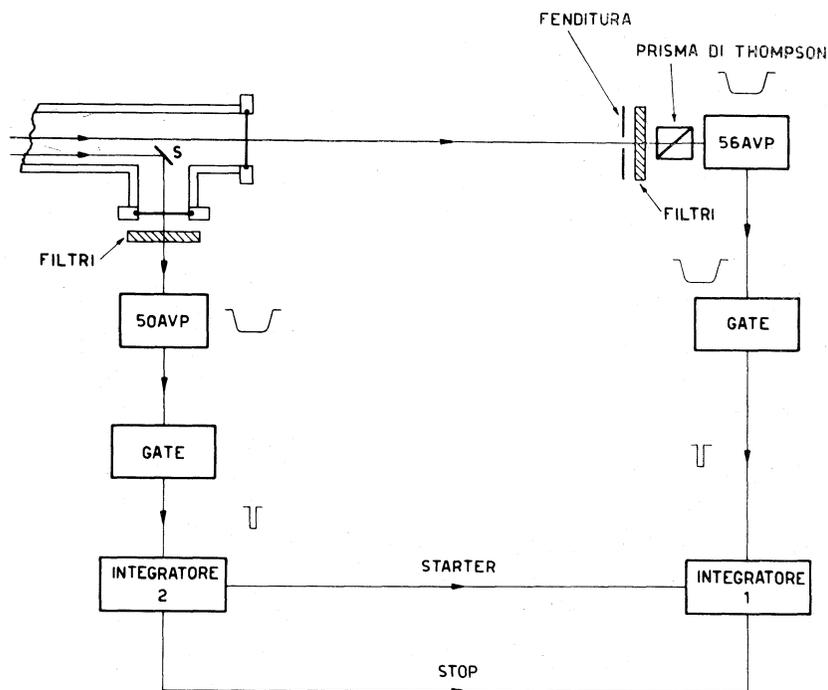


Fig. 1. - Schema del dispositivo di misura.

versi campi della fisica. Per queste ragioni un tale studio è stato condotto sulla radiazione emessa dagli elettroni accelerati fino a 1000 MeV nel sincrotrone di Frascati.

Il semplice dispositivo sperimentale impiegato è illustrato in fig. 1. Il fascio di radiazione è estratto dalla camera a vuoto del sincrotrone tramite una canalizzazione che si innesta tangenzialmente su di questa e che ha sezione sufficientemente ampia, così che qualsiasi punto interno della camera a vuoto è osservabile e non ci sono ostacoli al cammino del fascio lungo la tangente all'orbita percorsa dagli elettroni. Parte del fascio viene riflessa verticalmente e mandato ad illuminare un fotomoltiplicatore 50 AVP posto sotto il piano

dell'orbita, fuori del campo magnetico della macchina. La parte non deflessa prosegue e cade su di un fototubo 56 AVP posto a circa 430 cm dal punto di contatto fra la tangente e l'orbita. Entrambi i fotomoltiplicatori sono pesantemente schermati contro il campo magnetico disperso dalla macchina. Il fototubo posto sul cammino del fascio indeviato può essere spostato verticalmente in passi di 0,25 mm. Solidale con esso si sposta uno schermo opaco che ripara il fotocatodo salvo che per l'area di una sottile fenditura orizzontale alta 0,3 mm e lunga 5 mm. Fra la fenditura e il fotocatodo è alloggiato un filtro con banda passante centrata attorno a 4400 Å ed un cristallo di calcite birifrangente, (prisma di Thompson), che funziona da analizzatore della polarizzazione della luce.

I segnali provenienti da i due f.m. vengono inviati a due circuiti di gate sincronizzati fra di loro e col sincrotrone e quindi a due identici integratori di corrente.

Il fototubo 50 AVP posto in posizione fisso sul fascio, riflesso funziona da monitor, e la corrente da esso erogata è proporzionale al numero di elettroni circolanti in ciascun istante del ciclo di accelerazione.

Il segnale fornito dal f.m. 56 AVP, che si sposta lungo una sezione traversa del fascio, è invece proporzionale alla intensità del fascio lungo la direzione individuata dalla posizione degli elettroni che irradiano e dalla fenditura.

L'integrazione delle correnti provenienti da i due f.m. inizia contemporaneamente nei due circuiti integratori e si arresta quando la carica registrata nel circuito del monitor ha raggiunto un valore prestabilito. In questo modo i valori forniti dall'integratore connesso col f.m. 56 AVP, mobile in un piano verticale, danno direttamente l'andamento della intensità del fascio nelle varie direzioni individuate dalla posizione della fenditura. La funzione dei circuiti di gate è quello di far passare i segnali dei f.m. solo in limitati intervalli di tempo durante il ciclo di accelerazione, tali che in essi l'energia degli elettroni si possa considerare con buona approssimazione costante. È così possibile confrontare il risultato delle misure con le previsioni riguardanti l'irraggiamento di elettroni monoenergetici, senza dover introdurre le caratteristiche della radiazione mediate su tutte le energie che gli elettroni acquistano durante il ciclo di accelerazione.

Prima di iniziare le misure si è controllata la linearità dei f.m, la uniformità della emissione catodica nella zona di fotocatodo illuminato e l'indipendenza dalla polarizzazione della luce incidente.

Per assicurare la linearità del f.m. 56 AVP, la cui illuminazione varia anche di un fattore 10 con la posizione della fenditura, è stato necessario alimentare gli ultimi dinodi con una sorgente di alta tensione separata in grado di fornire una grossa corrente al partitore. La corrente di fondo dei due f.m. è compensata di modo che in assenza dei segnali, la carica integrata è nulla.

Per il calcolo delle distribuzioni angolari si sono impiegate le formule fornite da Schwinger [3] e da Olsen [4], la loro elaborazione numerica è stata eseguita con il calcolatore IBM 7040 installato presso i Laboratori di Fisica dell'Istituto Superiore di Sanità. Nell'eseguire il confronto con i dati sperimentali

DISTRIBUZIONE ANGOLARE DELLA RADIAZIONE DI SINCROTRONE

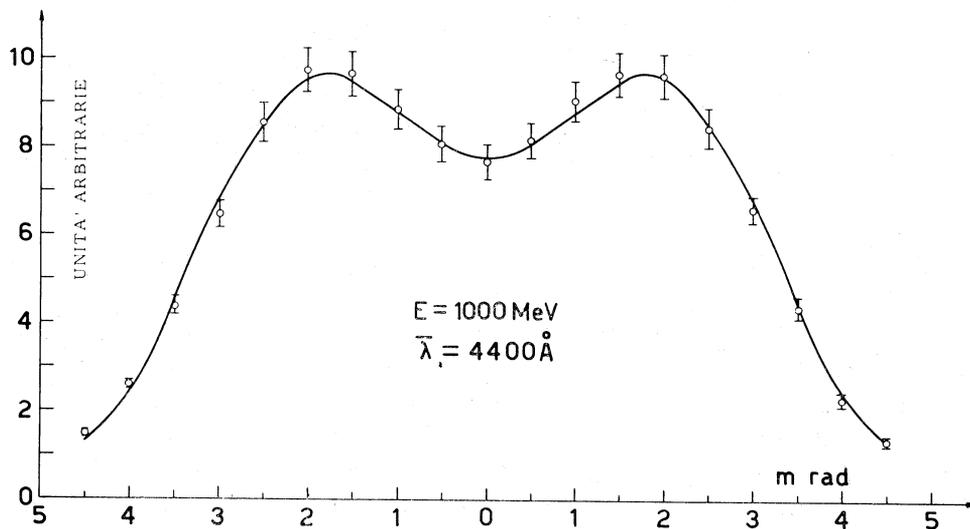


Fig. 2.

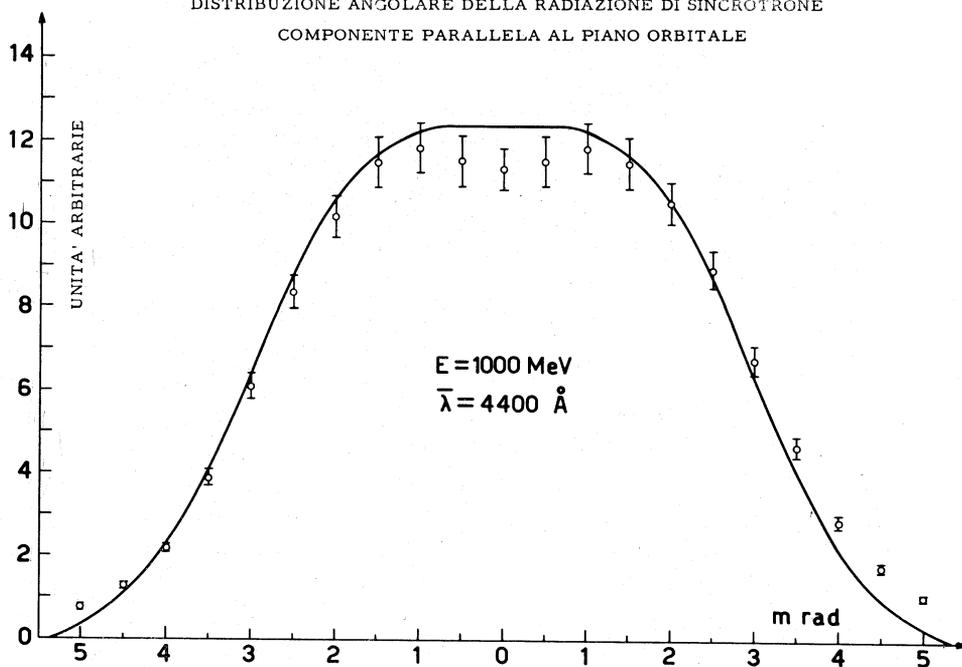
DISTRIBUZIONE ANGOLARE DELLA RADIAZIONE DI SINCROTRONE
COMPONENTE PARALLELA AL PIANO ORBITALE

Fig. 3.

si è tenuto conto della trasmissione del filtro posto sul fascio, componendo le curve teoriche relative alla diversa lunghezza d'onda inclusa nella banda passante, ciascuna con un peso proporzionale alla rispettiva trasmissione.

I risultati delle misure sono riportati insieme alle curve teoriche nelle figg. 2, 3, e 4, i punti sperimentali sono normalizzati a 2 m rad. Come si vede l'accordo è buono. Il lieve abbassamento dei punti sperimentali a piccoli angoli sul piano orbitale, visibile specialmente nella distribuzione della componente polarizzata parallelamente, è dovuto all'assorbimento della luce da parte di depositi carboniosi che si formano rapidamente sul vetro della finestra d'uscita e che vengono bruciati dalla componente dura del fascio durante le misure.

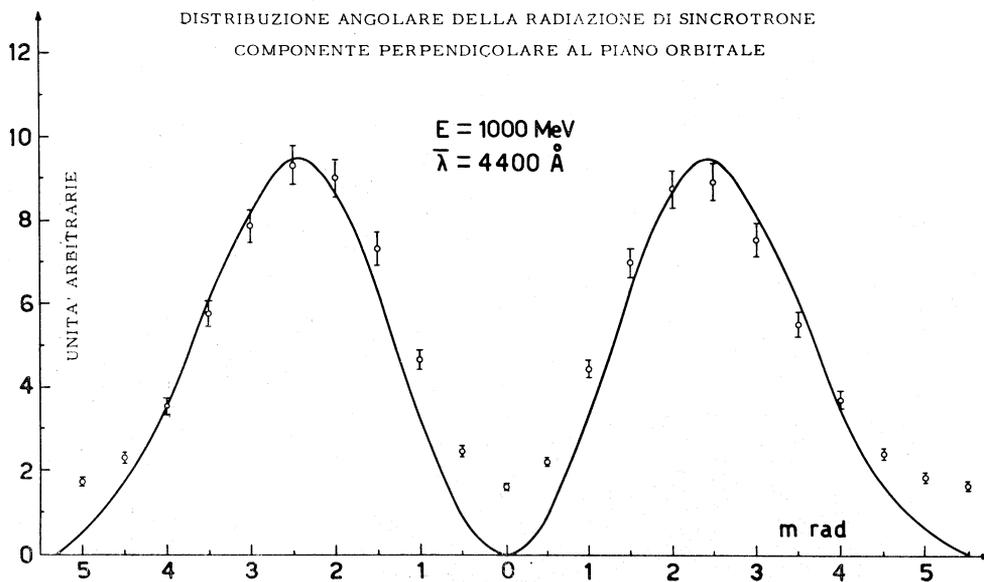


Fig. 4.

La teoria prevede, per la distribuzione angolare della componente polarizzata perpendicolarmente, intensità nulla sul piano orbitale. I risultati sperimentali viceversa non raggiungono mai questo valore e la distribuzione appare un poco allargata ai grandi angoli di emissione. Ciò è attribuibile al fatto che la sorgente reale della radiazione non è puntiforme, ma estesa al disopra e al disotto del piano orbitale per un'ampiezza massima di circa 3 mm. Inoltre a causa dello stesso fenomeno dell'irraggiamento e delle oscillazioni di betatrone, responsabili delle « dimensioni verticali del pacchetto di elettroni », questi sono in genere animati da una velocità non perfettamente parallela al piano orbitale.

In fig. 5 è riportato l'andamento del rapporto fra la componente polarizzata parallelamente a quella polarizzata normalmente al piano orbitale. Anche qui i punti sperimentali sono normalizzati a 2 m rad. Lo scostamento visibile

a piccoli valori dell'angolo di emissione è da attribuirsi al fatto che, per le cause suddette, la componente perpendicolare non si annulla sul piano orbitale come dovrebbe.

Per controllare questa affermazione si è proceduto ad analizzare la curva sperimentale che dà l'andamento della componente polarizzata perpendicolarmente, in termini di curve teoriche di ampiezza opportuna ma spostate rispetto al punto di minimo della distribuzione sperimentale. Si è assunto cioè che questa distribuzione risultasse dalla sovrapposizione di tante curve elementari di forma identica a quella prevista dalla teoria, le cui ampiezze sono

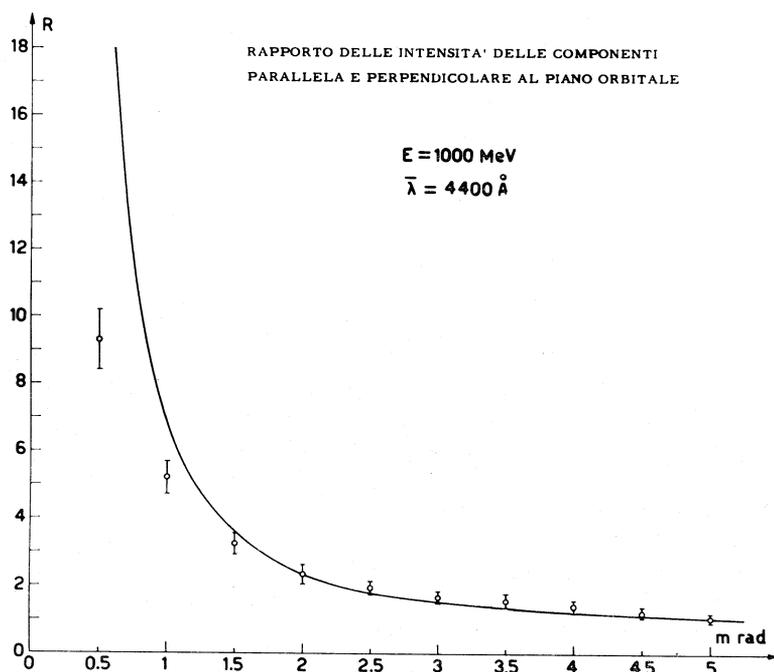


Fig. 5.

distribuite con legge gaussiana in funzione dello spostamento da un centro di simmetria.

Un programma [11] predisposto per il calcolatore IBM 7040 prende in considerazione moltissime distribuzioni gaussiane, di altezza centro e larghezza diversa, e per ciascuna di queste, ricostruisce una curva complessiva che viene confrontata con quella sperimentale calcolando il relativo χ^2 . Si sceglie quella distribuzione che fornisce il χ^2 minore fra tutti quelli trovati.

Nel presente caso il risultato più conveniente è costituito da una gaussiana di larghezza pari a 1,56 m rad ed il cui centro si trova spostato verso l'alto di 0,024 m rad. Il χ^2 ottenuto è 50, dovuto prevalentemente ad un imperfetto accordo fra i valori calcolati ed i punti sperimentali situati su i lati esterni

della distribuzione, mentre i valori nel punto di minimo ed in quelli adiacenti sono perfettamente riprodotti. Ripetendo il calcolo con una gaussiana di area costante, centrata sul minimo ed avendo cura di normalizzare la curva calcolata e quella sperimentale nel punto a 2 m rad, si ottiene ancora una larghezza di 1,56 m rad od un $\chi = 7$ per i punti compresi fra ± 3 m rad.

Il disaccordo relativo ai punti più esterni è imputabile alla presenza di qualche piccolo errore sistematico nella scala delle ascisse ed al fatto che la reale distribuzione delle curve teoriche non è perfettamente gaussiana. La posizione del centro della gaussiana mostra che la curva sperimentale è sostanzialmente simmetrica mentre la sua larghezza è perfettamente compatibile

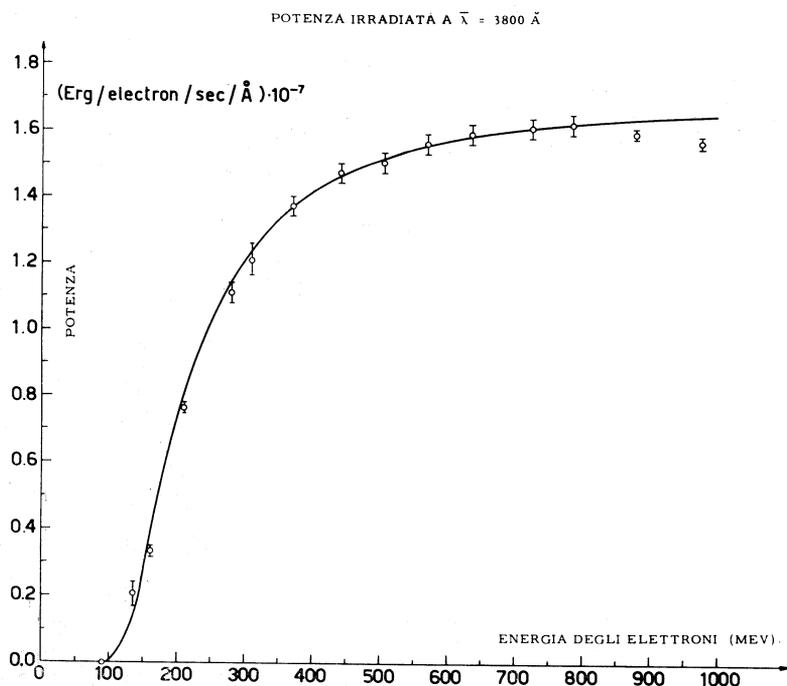


Fig. 6.

con le cause di allargamento sopra indicate. Infatti, prendendo per le dimensioni verticali del pacchetto un valore medio di 3 mm, si ha un contributo di 0,70 m rad dovuto all'estensione della sorgente mentre il contributo dovuto alle deviazioni della direzione di moto degli elettroni dal piano orbitale, è stimabile a 0,64 m rad. Oltre alle distribuzioni angolari si è verificata anche la relazione, prevista dalla teoria [7], che stabilisce il valore della potenza emessa a diverse lunghezze d'onda da elettroni di data energia. Se si fissa la lunghezza d'onda della radiazione, la teoria prevede un certo andamento della potenza emessa in funzione dell'energia istantanea degli elettroni e del raggio dell'orbita di circolazione.

In fig. 6 è riportata la curva teorica per $\lambda = 3800 \text{ \AA}$ e i valori sperimentali normalizzati a 790 MeV, ricavati dalla misura degli impulsi forniti dal f.m. 50 AVP, monitor.

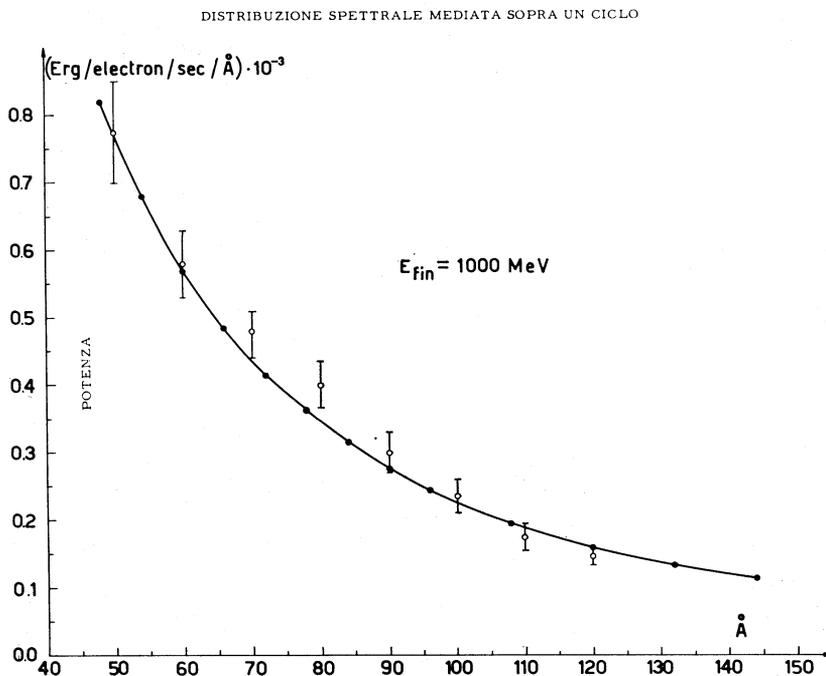


Fig. 7.

Se viceversa si fissa la energia degli elettroni si può calcolare una distribuzione spettrale della radiazione emessa. Nel caso in cui si osservi la radiazione durante tutto il ciclo di accelerazione si otterrà uno spettro medio sulle diverse energie via via acquistate dagli elettroni.

In fig. 7 è riportato tale spettro medio, per un'energia finale di 1000 MeV, nell'intervallo $50 \text{ \AA} - 120 \text{ \AA}$. I punti sperimentali normalizzati a 50 \AA sono ricavati dalla densitometria di 2 film montati sul cerchio di focalizzazione di uno spettrometro a reticolo disposto sul fascio.

BIBLIOGRAFIA.

- [1] D. D. IVANENKO, I. POMERANCHUK, « Phys. Rev. », 65, 343 (1944).
- [2] L. I. SCHIFF, « Rev. Sci. Instr. », 17, 6 (1946).
- [3] J. SCHWINGER, « Phys. Rev. », 75, 1912 (1949).
- [4] H. OLSEN, « N.B.S. », Report n. 7016 (1960).
- [5] K. C. WESTFOLD, « Astrophysics J. », 130, 241 (1959).
- [6] F. R. ELDER, R. V. LANGMUIR, H. C. POLLACK, « Phys. Rev. », 74, 52 (1948).
- [7] TOMBOULION, P. L. HARTMAN, « Phys. Rev. », 102, 1423 (1956).

- [8] F. A. KOROLEV, V. S. MARKOV, E. M. AKIMOV, « O. F. Kulikov-Soviet Physics "DOK-LADY" », 1, 568 (1956).
- [9] F. A. KOROLEV, O. F. KULIKOV, « Optics and Spectroscopy », 8, 1 (1960).
- [10] K. CODLING, R. P. MADDEN, *Characterics of the « synchrotron light » from N.B.S. 180 MeV machine* (Comunicazione privata).
- [11] G. CORTELLESA, G. FARCHI, *Sull'uso del metodo di Montecarlo per risolvere problemi di interpolazione*. Rapporti dei Laboratori di Fisica dell'Ist. Sup. Sanità, in corso di pubblicazione.

SUMMARY. — *Characteristics of Synchrotron Radiation at 1000 MeV.* — Measured angular distributions of synchrotron radiation, radiated by electrons accelerated up to 1000 MeV, are reported. Measurements refer to total distribution as well as to components polarized with electric vector parallel and perpendicular to the orbital plane. Data have been obtained scanning the beam by means of a photomultiplier. Spectral distribution of radiation emitted, during the accelerating cycle, in the range $50 \text{ \AA} - 120 \text{ \AA}$, is also given; finally a measurement of the distribution of power irradiated a 3800 \AA , as a function of electrons energy is reported.