

Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-62/115 (1962)

G. Diambrini: INTERAZIONI DI FOTONI ED ELETTRONI DI ALTA
ENERGIA IN CRISTALLI.

Estratto dal: Nuovo Cimento, Suppl. 25, 88 (1962)

Interazioni di fotoni ed elettroni di alta energia in cristalli.

G. DIAMBRINI-PALAZZI

Laboratori Nazionali di Frascati del C.N.E.N. - Roma

Scopo di questa relazione è quello di presentare un riassunto dei principali risultati teorici e sperimentali relativi a processi di produzione di coppie e di bremsstrahlung ad alta energia in strutture periodiche cristalline. Accenneremo anche ad alcune conseguenze di questi risultati, suscettibili di arricchire la sperimentazione con acceleratori di elettroni di alta energia. La prima idea di questi processi risale a un lavoro di WILLIAMS (1). Poi FERRETTI (2) eseguì dei calcoli basati sul metodo di Weizsäcker e Williams che lo portarono a conclusioni qualitative sull'esistenza di fenomeni di coerenza nella produzione di bremsstrahlung da parte di fasci collimati di elettroni monoenergetici in cristalli. Più recentemente ÜBERALL (3,4), eseguendo calcoli completi in approssimazioni di Born, ottenne espressioni esplicite per le sezioni d'urto di produzione di coppie di elettroni e di bremsstrahlung da cristalli, ed anche per i valori della polarizzazione dell'intero fascio di bremsstrahlung così ottenuto.

Questi risultati teorici stimolarono la messa a punto di un programma completo di ricerche sperimentali su questo argomento, da eseguirsi con l'elettrosincrotrone di Frascati, programma che espose in un seminario all'Istituto di Fisica di Roma qualche mese prima dell'entrata in funzione del sincrotrone (Febbraio 1959). La realizzazione di questo programma fu iniziata da uno staff di ricercatori dei Laboratori di Frascati, costituita da G. BOLOGNA, G. P. MURTAS e da me stesso; è continuata poi con la partecipazione di G. BARBIELLINI AMIDEI. Qualche misura fu pure eseguita da FRISCH e OLSON (5)

(1) E. J. WILLIAMS: *Kongel. Dan. Vidensk. Selskab, Mat. Fys. Medd.*, **13**, 4 (1935).

(2) B. FERRETTI: *Nuovo Cimento*, **7**, 118 (1950).

(3) H. ÜBERALL: *Phys. Rev.*, **103**, 1055 (1956).

(4) H. ÜBERALL: *Phys. Rev.*, **107**, 223 (1957).

(5) O. R. FRISCH e D. H. OLSON: *Phys. Rev. Lett.*, **3**, 141 (1959).

all'elettrosincrotrone della Cornell University, e da PANOFSKI e SAXENA ^(6,7) all'acceleratore lineare della Stanford University.

Cercherò ora di illustrare in modo qualitativo, i più significativi e interessanti risultati teorici ottenuti fino ad ora.

Fotoni ed elettroni di alta energia, per esempio dell'ordine dei centinaia di MeV, hanno una lunghezza d'onda associata dell'ordine del raggio di un nucleone, e quindi questa non potrà mai dar luogo a fenomeni di interferenza che interessino un qualsiasi reticolo cristallino. Ma esaminando le interazioni che ci interessano si possono trovare due tipi di argomenti favorevoli all'esistenza di una interferenza con il reticolo cristallino.

Il più semplice argomento, valido sia per la bremsstrahlung che per la produzione di coppie, consiste nel fatto che alle alte energie il momento trasferito al nucleo più probabile è $q_p \approx 1/a_{scr}$, cioè ha una lunghezza d'onda associata dell'ordine del raggio atomico. Dunque può verificarsi, una interferenza con il reticolo cristallino tramite il momento trasferito. Per il secondo argomento consideriamo ora uno dei due diagrammi di Feynman per la bremsstrahlung (Fig. 1). Letto in senso orizzontale descrive il processo per bremsstrahlung. Letto in senso verticale è lo stesso dell'effetto Compton, che effettivamente viene utilizzato nel metodo di Weizsäcker e Williams per il calcolo della sezione d'urto per bremsstrahlung.

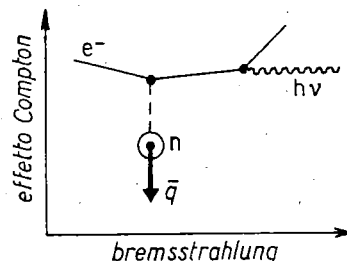


Fig. 1.

Consideriamo allora l'elettrone relativistico che si muove lungo un'asse cristallino di passo reticolare a . Nel sistema in cui l'elettrone è a riposo, i nuclei procederanno alla distanza $a\sqrt{1-\beta^2}$ per la contrazione di Lorentz, e i fotoni virtuali del campo coulombiano dei nuclei, diffusi per effetto Compton dall'elettrone, avranno prevalentemente una lunghezza d'onda Compton λ_c . Si avrà allora interferenza a una energia per cui $\lambda_c \approx a\sqrt{1-\beta^2}$ cioè a una energia dell'ordine dei centinaia di MeV.

Vogliamo ora illustrare i risultati teorici di Überall. Dal grafico precedente risulta che l'unico elemento di matrice che interessa l'effetto interferenziale tramite il momento trasferito è quello relativo al primo vertice, cioè dell'approssimazione di Born. In questa approssimazione risulta, con i simboli usuali:

$$d\sigma_{B.H.} \propto \left| \int_{\tau} V(\mathbf{r}) \exp[i\mathbf{q} \times \mathbf{r}] d\tau \right|^2;$$

(6) W. K. H. PANOFSKI e A. N. SAXENA: *Phys. Rev. Lett.*, **2**, 219 (1959).

(7) A. N. SAXENA: *Phys. Rev. Lett.*, **4**, 311 (1960).

dove $d\sigma_{\text{B.H.}}$ è la sezione d'urto differenziale di Bethe e Heitler per la bremsstrahlung o per la produzione di coppie.

Se l'interazione avviene in un cristallo allora il potenziale è periodico onde $V(\mathbf{r} + \mathbf{L}) = V(\mathbf{r})$ dove \mathbf{L} è un vettore del reticolo diretto; sostituendo ad \mathbf{r} , $\mathbf{r} + \mathbf{L}$, si ottiene:

$$d\sigma_{\text{int}} \propto \left| \sum_{\tau} \exp [i\mathbf{q} \times \mathbf{L}] \right|^2 d\sigma_{\text{B.H.}} .$$

La sommatoria che qui compare è il fattore interferenziale che può essere scritto nella forma: $((2\pi)^3/\Delta) \sum_{\mathbf{g}} \delta(\mathbf{q} - \mathbf{g})$ dove \mathbf{g} è un vettore del reticolo inverso e Δ il volume della cella elementare. Si ottiene così:

$$(1) \quad d\sigma_{\text{int}} \propto \sum_{\mathbf{g}} \delta(\mathbf{q} - \mathbf{g}) d\sigma_{\text{B.H.}} .$$

I termini di questa somma sono nulli quando è $\mathbf{q} \neq \mathbf{g}$, e solo quando $\mathbf{q} = \mathbf{g}$ si ha un contributo alla $d\sigma_{\text{int}}$. Per la produzione di coppie il procedimento è del tutto analogo.

Questa espressione di $d\sigma_{\text{int}}$ va poi integrata sugli angoli del fotone emesso e dell'elettrone (deviato) per ottenere la sezione d'urto totale $\sigma_t(K, \theta)$ che risulterà funzione anche dell'angolo θ tra la direzione dell'elettrone incidente e l'asse cristallino. Questi calcoli sono molto laboriosi, ma la (1) suggerisce una rappresentazione grafica nel reticolo inverso del cristallo sufficiente per dare una spiegazione qualitativa dei risultati teorici, come è stato mostrato da ÜBERALL⁽³⁾. Per questo consideriamo un fascio di elettroni (o fotoni) monoenergetici che entrano in un cristallo a reticolo cubico di passo a formando un angolo θ con l'asse cristallino. Pensiamo ora di spiccare tutti i possibili vettori che rappresentano i momenti trasferiti ai vari nuclei da un'unica origine 0. Dalla cinematica di questi momenti, indicando con q_{\parallel}, q_{\perp} le proiezioni di q nella direzione del primario e in quella perpendicolare al primario, si ottiene:

$$\delta \leq q_{\parallel} \leq 2\delta; \quad 0 \leq q_{\perp} \leq 1 \quad \left(\text{in unità } \frac{mc^2}{c} \right),$$

dove δ è il minimo momento trasferito che vale nei due casi:

$$\delta = \begin{cases} \frac{1}{2E} \frac{x}{1-x}; & x = \frac{K}{E} \text{ (bremsstrahlung),} \\ \frac{1}{2K} \frac{1}{y(1-y)}; & y = \frac{E_+}{K} \text{ (produzione di coppie).} \end{cases}$$

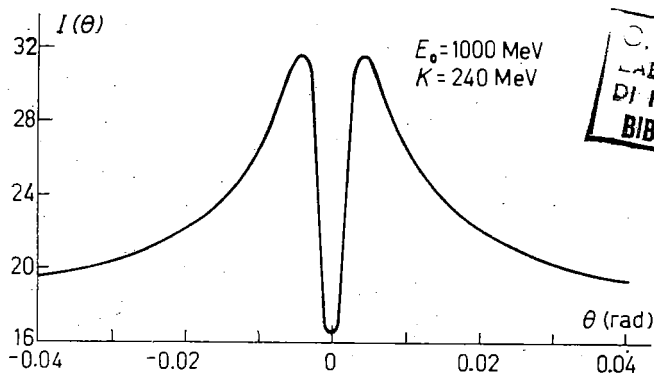
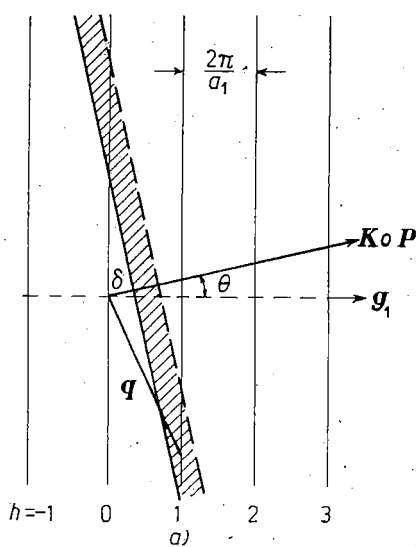
Per la bremsstrahlung K è l'energia del fotone emesso, E l'energia dell'elet-

trone primario. Per la produzione di coppie E_+ è l'energia di uno degli elettroni prodotti, K è l'energia del fotone primario.

Allora le estremità dei vettori del momento trasferito sono distribuite in un disco di spessore molto sottile rispetto al suo raggio, distante δ dall'origine e con asse coincidente con la direzione di volo dei primari. Se si immagina l'origine 0 di questo disco dei momenti coincidente con l'origine del reticolo inverso di un cristallo cubico, si può avere la rappresentazione di Fig. 3a. Al variare dell'angolo θ il numero di punti del reticolo inverso che entrano nella regione occupata dal disco dei momenti varia e quindi varia il numero di termini che nella sommatoria (1) restano diversi da zero. Questi ultimi termini verranno moltiplicati per un valore di $d\sigma_{B.H.} = \sigma(q) dq$ che pure varierà con θ .

In realtà Überall ha usato l'approssimazione di considerare i piani cristallini come continui (Fig. 2a) in modo da poter operare la sostituzione:

$$\sum_g \delta(\mathbf{q} - \mathbf{g}) \rightarrow \sum_h \delta\left(\mathbf{q} \times \frac{\mathbf{a}_1}{a_1} - \frac{2\pi}{a_1} h\right),$$



C. N. E. N.
LABORATORI
DI FRASCATI
BIBLIOTECA

Fig. 2. - a) Rappresentazione del disco dei momenti trasferiti nello spazio del reticolo inverso nell'approssimazione usata da ÜBERALL (3). b) Curva teorica dell'intensità della bremsstrahlung in funzione dell'angolo θ tra l'asse (111) di un cristallo di silicio e la direzione del fascio di elettroni primari di energia $E_0 = 1000$ MeV; questa curva è dedotta dai risultati di Überall, ed è relativa a una energia dei fotoni $K = 240$ MeV.

dove h è un intero. In tal modo la variazione della sezione d'urto di bremsstrahlung in funzione di θ sarà una curva continua del tipo di Fig. 2b. Ma come vedremo tra poco, misure sperimentali precise eseguite dallo staff di Frascati hanno messo in evidenza una struttura fina nella dipendenza dalla intensità della bremsstrahlung dall'angolo θ che dà a questa dipendenza un comporta-

mento molto diverso da quello previsto dai calcoli di Überall. Questi dati sperimentali furono trovati in ottimo accordo con calcoli eseguiti a Frascati (*) (8) dando alla sommatoria (1) la sua forma completa:

$$\sum_{\mathbf{g}} \delta(\mathbf{q} - \mathbf{g}) = \sum_{h,k,l} \delta\left(\mathbf{q} \times \frac{\mathbf{a}_1}{a_1} - \frac{2\pi h}{a_1}\right) \delta\left(\mathbf{q} \times \frac{\mathbf{a}_2}{a_2} - \frac{2\pi k}{a_2}\right) \delta\left(\mathbf{q} \times \frac{\mathbf{a}_3}{a_3} - \frac{2\pi l}{a_3}\right).$$

La Fig. 3b rappresenta un tipico esempio di struttura fina per la sezione d'urto di bremsstrahlung.

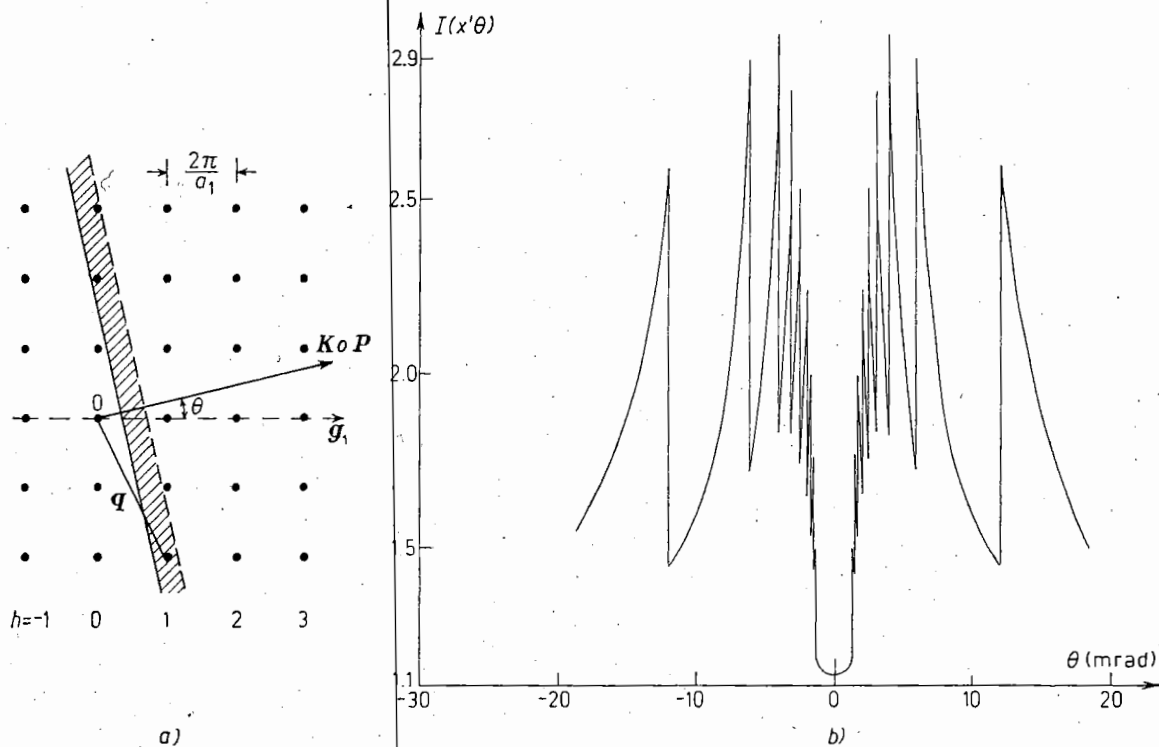


Fig. 3. - a) Rappresentazione del disco dei momenti trasferiti nello spazio di un reticolo inverso cubico. b) Curva teorica dell'intensità della bremsstrahlung, analoga a quella di Fig. 2b, per $E_0 = 1000$ MeV, e per $K = 230$ MeV, cioè per $x' = (K/E_0) = 0.23$. Le discontinuità sono relative all'entrata di file di punti del piano $h = 0$ nel disco dei momenti trasferiti.

In questa esposizione, per conciliare la concisione con la chiarezza, non abbiamo fatto cenno agli effetti di temperatura, che però non sono essenziali ad una prima comprensione di questi fenomeni.

Esaminiamo ora i più significativi risultati sperimentali ottenuti nello svolgi-

(*) Questi calcoli furono svolti e portati a termine da G. BARBIELLINI AMIDEI.

(8) G. BARBIELLINI, G. BOLOGNA, G. DIAMBRINI e G. P. MURTAS: *Bremsstrahlung e produzione di coppie di elettroni ad alta energia da cristalli*, di prossima pubblicazione.

mento del programma di ricerche dello staff di Frascati. Questo fin dall'epoca della sua prima elaborazione comprendeva tre punti:

- 1) studio della produzione di coppie di elettroni;
- 2) studio della bremsstrahlung;
- 3) misura della polarizzazione della bremsstrahlung.

I primi due punti sono stati completati, il terzo è ancora in corso. Il dispositivo sperimentale è mostrato nella Fig. 4. In questa si vede che il fascio γ attraversa un sottile bersaglio posto nell'intraferro, ovvero nella camera

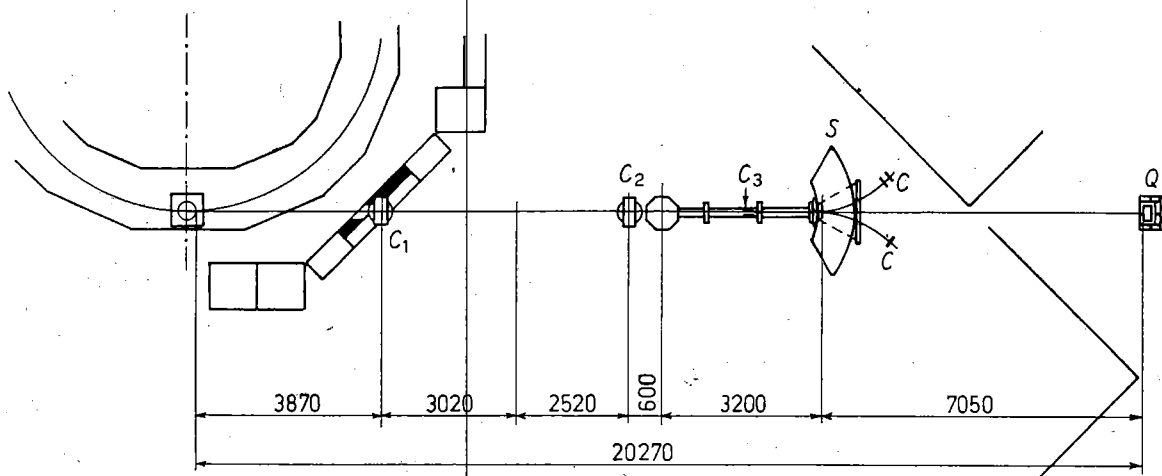


Fig. 4. - Disposizione sperimentale per la misura di produzione di coppie di elettroni (monocrystallo come convertitore nello spettrometro a coppie) o per la misura della bremsstrahlung (monocrystallo come radiatore nella sezione diritta del sincrotrone). *S* spettrometro a coppie; *C*₁, *C*₂, *C*₃ collimatori; *C* contatori a scintillazione in coincidenza rapida per la rivelazione delle coppie simmetriche di elettroni; *Q* quantametro.

Le distanze sono in millimetri.

a vuoto, dello spettrometro a coppie dei Laboratori di Frascati e finisce in un quantametro che indica la dose di energia trasportata dal fascio.

Nella produzione di coppie il bersaglio è costituito da una lamina cristallina di silicio con asse (100) perpendicolare alla lamina, e capace di ruotare attorno un asse verticale od orizzontale. Per un fissato campo magnetico nello spettrometro i due telescopi di contatori in coincidenza rapida ($\tau \sim 5 \cdot 10^{-9}$ s) selezionano coppie simmetriche di elettroni di energia E corrispondenti a fotoni di energia $K = 2E$. Si conta così il numero di coppie per unità di dose di fascio γ per ogni fissato angolo θ del cristallo. Si ripete la misura per altri angoli θ . In questo caso l'angolo non è un problema perchè la variazione massima si ha per $\theta = 0.06$ rad. Un problema molto serio è invece la piccolezza della variazione percentuale da rivelare che è del 5.5%. In Fig. 5

i dati sperimentali ⁽⁹⁾ sono dati dal rapporto:

$$R_{\text{sp}}(\theta) = \frac{N(\theta) - N(0)}{N(0)},$$

dove $N(\theta)$, $N(0)$ sono i numeri di coppie simmetriche da fotoni di 910 MeV, contate per unità di dose all'angolo θ e all'angolo $\theta = 0$.

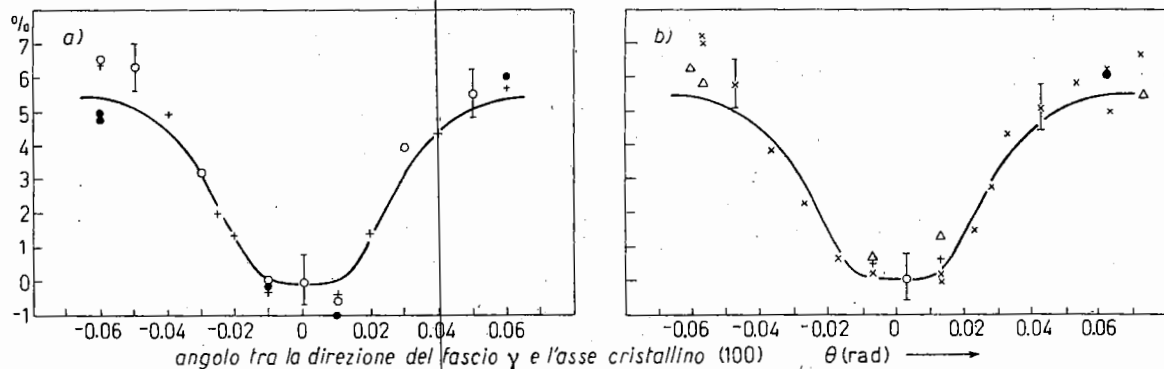


Fig. 5. - Variazione relativa percentuale della sezione d'urto per produzione di coppie di elettroni in un cristallo di silicio ($T = 293$ °K) in funzione dell'angolo θ tra il fascio γ e l'asse cristallino (100). L'energia di ciascun elettrone (coppie simmetriche) è $E_{\pm} = 455$ MeV. La curva continua è quella teorica dedotta dai risultati di Überall. L'errore statistico è $\pm 0.7\%$. Le Fig. 5a e 5b sono relative a rotazioni intorno a un asse orizzontale e ad uno verticale.

Questi dati sono confrontati con la curva teorica espressa dal rapporto:

$$R_{\text{teor}} = \frac{[\Phi_n(\theta) + \Phi_e](1 + \theta^2/2) - [\Phi_n(0) + \Phi_e]}{\Phi_n(0) + \Phi_e},$$

dove $\Phi_n(\theta)$ è la sezione d'urto interferenziale di produzione di coppie nel campo del nucleo, calcolata da Überall, Φ_e è la sezione d'urto di produzione di coppie nel campo dell'elettrone (Wheeler e Lamb). L'errore statistico nelle misure è del 0.7%.

Un'altra misura sulla produzione di coppie ⁽⁸⁾ è stata eseguita dallo staff di Frascati per rivelare la dipendenza dall'energia dei fotoni dell'effetto di coerenza. Questa misura è particolarmente interessante perchè rivela chiaramente il contributo del secondo piano reticolare $h = 1$ (Fig. 2a). Se, infatti, si diminuisce l'energia dei fotoni, il minimo momento trasferito δ aumenta. Allora, quando il disco dei momenti raggiunge il piano reticolare $h = 1$, l'effetto

⁽⁹⁾ G. BOLOGNA, G. DIAMBRINI e G. P. MURTAS: *Phys. Rev. Lett.*, **4**, 134 (1960).

si inverte perchè per $\theta = 0$ si avrà il massimo contributo di punti alla sezione d'urto interferenziale.

In Fig. 6 i dati sperimentali sono dati dal rapporto:

$$R_{sp}(K) = \frac{N(\theta = 0.06) - N(\theta = 0)}{N(\theta = 0)},$$

mentre la curva continua rappresenta il valore teorico di questo rapporto, dedotto dai risultati di Überall. È evidente la netta discontinuità che si deve avere per $\delta = 2/K = 2\pi/a_1$ cioè (silicio asse 100) per $K = 223$ MeV, in ottimo accordo con i risultati sperimentali.

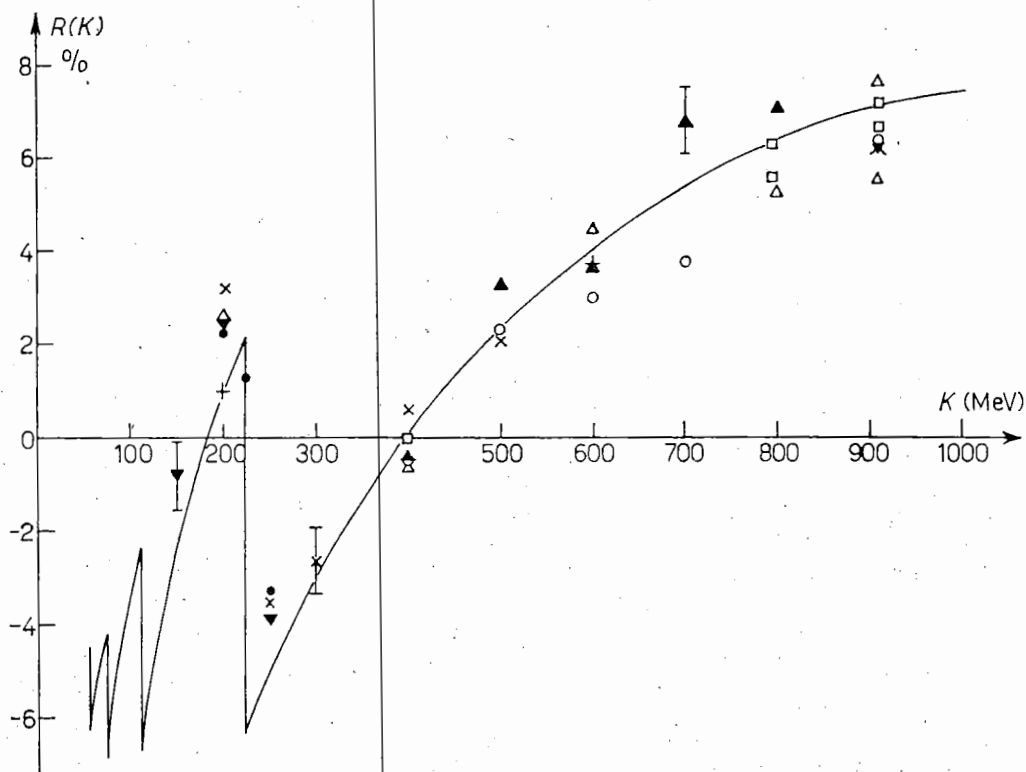


Fig. 6. - Misura della variazione percentuale del rapporto

$$R = \frac{N(\theta = 0.06) - N(\theta = 0)}{N(\theta = 0)}$$

relativo alla produzione di coppie di elettroni da un monocristallo di silicio (asse 100) in funzione dell'energia K dei fotoni. La curva continua è l'analogo rapporto dedotto dai risultati teorici di Überall. La discontinuità per $K = 223$ MeV è dovuta al piano reticolare $h = 1$.

Quando lo staff di Frascati ottenne i primi risultati di questo esperimento (Fig. 5), erano già stati pubblicati i risultati di misure fatte da FRISCH e OLSON (5) al sincrotrone di Cornell, sull'effetto di coerenza nella bremsstrah-

lung. Queste misure mostravano un aumento nel numero di fotoni di bassa energia senza mostrare peraltro il minimo per $\theta = 0$ previsto da Überall (Fig. 2b). Un altro esperimento di PANOFSKI e SAXENA⁽⁶⁾ invece non aveva rivelato alcun effetto. I risultati relativi alla produzione di coppie tolsero ogni dubbio sull'esistenza dell'effetto interferenziale. Rimaneva però da spiegare l'inesistenza del minimo centrale nei risultati di Frisch e Olson. L. SCHIFF⁽¹⁰⁾ sviluppò allora dei calcoli per cui l'assenza del minimo centrale poteva venire spiegata con la non validità dell'approssimazione di Born in corrispondenza di angoli $\theta \approx 0$.

Questa era la situazione quando lo staff di Frascati passò ad affrontare il secondo argomento del programma di ricerche: l'intensità della bremsstrahlung.

La prima serie di risultati⁽¹¹⁾ (Fig. 7) fu ottenuta con il cristallo di

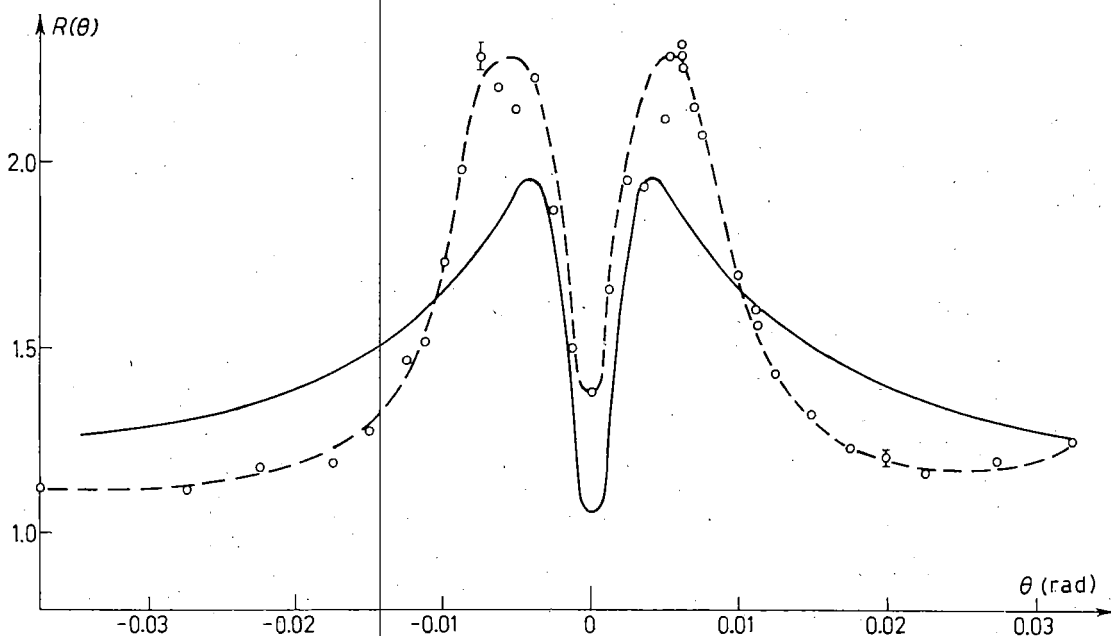


Fig. 7. - Misura dell'intensità della bremsstrahlung prodotta in un monocristallo di silicio ($T = 293$ °K) in funzione dell'angolo θ tra il fascio di elettroni da 1 GeV e l'asse cristallino (111). La curva continua è dedotta dai risultati teorici di Überall. L'energia dei fotoni è $K = 240$ MeV.

silicio posto nella ciambella del sincrotrone, con un convertitore di alluminio nella camera a vuoto dello spettrometro a coppie (Fig. 4). Il poco spazio disponibile rese necessario un sistema goniometrico complicato ed indiretto per la rotazione del cristallo, con il risultato di una limitata riproducibilità

⁽¹⁰⁾ L. SCHIFF: *Phys. Rev.*, **117**, 1394 (1960).

⁽¹¹⁾ G. BOLOGNA, G. DIAMBRINI e G. P. MURTAS: *Phys. Rev. Lett.*, **4**, 572 (1960).

angolare dell'ordine di $2'$. I dati in Fig. 7 sono dati dal rapporto:

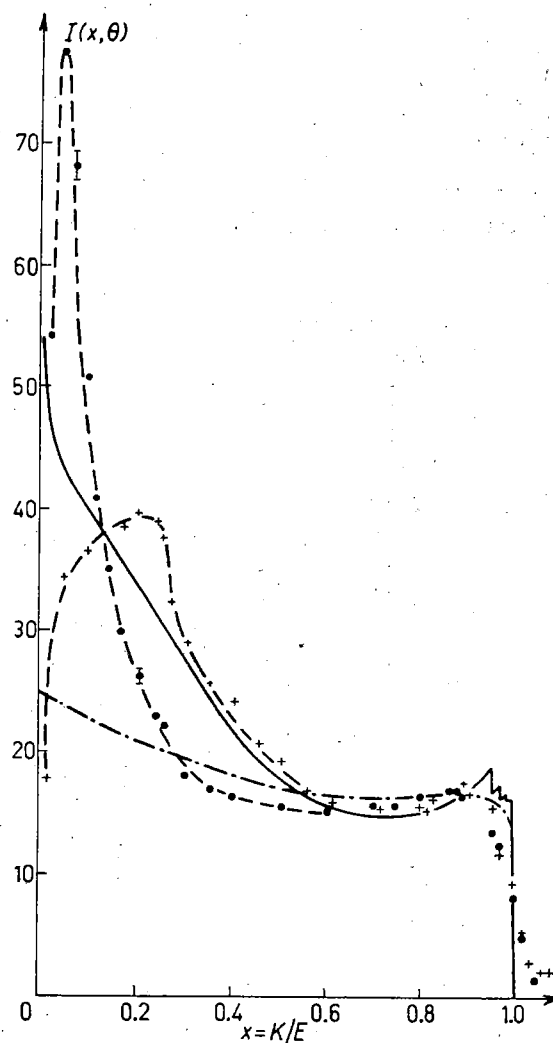
$$R_{sp}(\theta) = \frac{N(\theta, K_1) \sigma_p(K_0)}{N(\theta, K_0) \sigma_p(K_1)}$$

Qui $N(\theta, K)$ rappresenta ancora il numero di coppie simmetriche di elettroni da fotoni di energia K , prodotti da elettroni primari che formano l'angolo θ con l'asse (111) del cristallo di silicio. Il conteggio effettuato all'energia $K_0 = 865$ MeV è eseguito per normalizzare la misura ad una regione dello spettro praticamente insensibile alle variazioni angolari del cristallo. La sezione d'urto di produzione di coppie di elettroni σ_p è quella relativa all'alluminio. La curva continua di Fig. 6 è data da:

$$I_n(x, \theta) + I_o(x)$$

dove I_n è l'intensità interferenziale di bremsstrahlung calcolata da Überall nel campo del nucleo, mentre I_o è quella nel campo dell'elettrone di Wheeler e Lamb. Risulta molto evidente il minimo per $\theta = 0$ previsto da Überall. Questo minimo fu rivelato anche da energie dei fotoni $K < 100$ MeV per le quali il calcolo di Schiff poteva giustificare un massimo. Dopo questi risultati, alcuni Autori ^(12,13) arrivarono indipen-

Fig. 8. - Misura dell'intensità della bremsstrahlung prodotta in un monocristallo di silicio ($T = 293$ °K) in funzione di $x = K/E$ (K è l'energia dei fotoni ed $E = 1$ GeV è l'energia degli elettroni). I punti sono misure eseguite a un angolo $\theta = (1 \pm 0.5)$ mrad, le croci a $\theta = (6 \pm 0.5)$ mrad. La curva continua è ricavata dai risultati teorici di Überall per $\theta = 6$ mrad. La curva tratteggiata rappresenta l'intensità della bremsstrahlung da silicio non cristallino, nel campo del nucleo (BETHE e HEITLER) più quella nel campo dell'elettrone (WHEELER e LAMB).



⁽¹²⁾ P. R. AUVEL e L. SCHIFF: *Bull. Am. Phys. Soc.*, **6**, 109 (1961).

⁽¹³⁾ N. CABIBBO: Comunicazione privata.

dentemente alla conclusione seguente. La caduta in difetto dell'approssimazione di Born, responsabile di un'eventuale cancellazione del minimo centrale, può avvenire in realtà per elettroni che formino un angolo $\theta < 10^{-5}$ rad e quindi non riveste un interesse sperimentale.

Una serie di misure dello spettro di bremsstrahlung è stata effettuata mantenendo costante l'angolo $\theta = 6 \cdot 10^{-3}$ rad sul massimo della curva di Fig. 7.

In Fig. 8 la curva continua rappresenta l'intensità dedotta dai risultati teorici di Überall. L'altra serie di dati in Fig. 8 è stata ottenuta ad un angolo $\theta \approx 10^{-3}$ rad.

Questi risultati sperimentali hanno dimostrato un accordo semi qualitativo, ma anche delle differenze sistematiche con i risultati dei calcoli di Überall.

Una successiva serie di misure fu eseguita dallo staff di Frascati dopo la messa in funzione di un nuovo più sensibile e preciso goniometro ($20''$) nella sezione dritta del sincrotrone.

Come già abbiamo detto, queste misure hanno portato alla scoperta di una struttura fina nell'intensità della bremsstrahlung interferenziale, non prevista dai risultati di Überall. Questo risultato sarà l'oggetto di una comunicazione scientifica che sarà presentata al Congresso nei prossimi giorni, e perciò non entrerà in dettagli. Vorrei ricordare solo che tutte le differenze riscontrate tra i risultati sperimentali e quelli teorici di Überall vengono spiegate

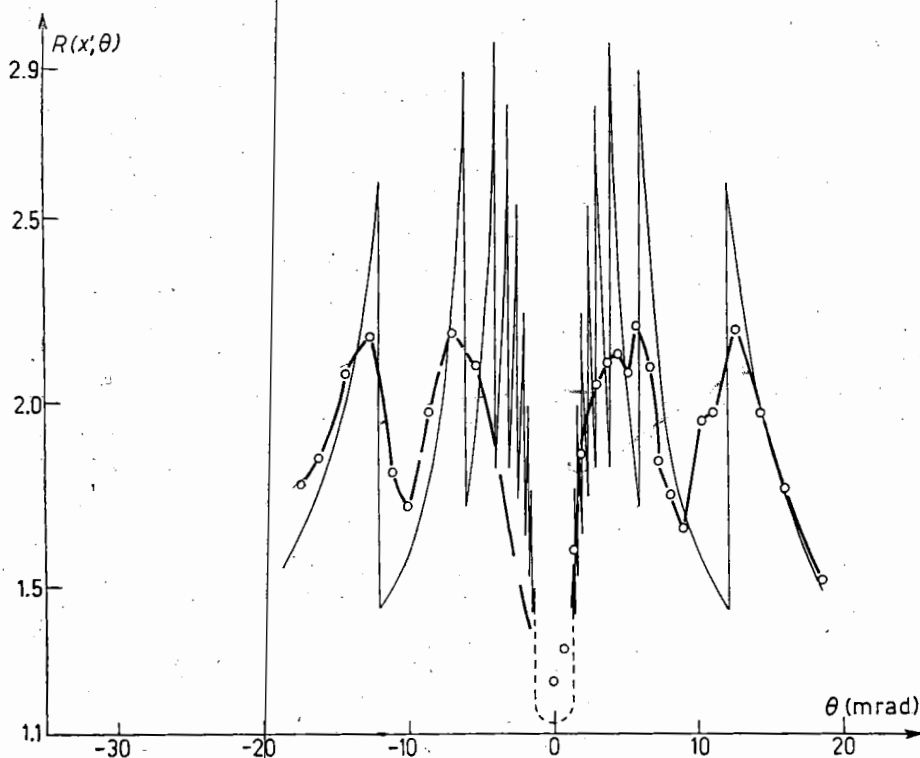


Fig. 9. - Misura dell'intensità della bremsstrahlung in funzione dell'angolo θ , che mostra l'esistenza della struttura fina non prevista dai calcoli di Überall. La curva a tratto continuo e sottile è quella di Fig. 3b.

se si considera il piano reticolare $h = 0$ del reticolo inverso non un piano continuo, ma costituito da punti, come in realtà dev'essere (cfr. Fig. 2 e 3). Così ogni volta che, variando θ , il disco dei momenti include una nuova fila di punti ci sarà una brusca discontinuità nell'intensità della bremsstrahlung. In Fig. 9 viene presentata una serie di risultati (8) sperimentali che mostrano un ottimo accordo con la curva teorica, specialmente per quanto riguarda la posizione dei due picchi risolti.

Con questo possiamo ritenere di aver concluso anche l'esposizione del secondo punto del programma di ricerche svolto dallo staff di Frascati. Ora questo staff sta affrontando il terzo punto del programma, consistente nella misura della polarizzazione del fascio γ ottenuto con un monocristallo di silicio.

L'imprevista esistenza della struttura fina ha avuto però due conseguenze importanti.

La prima riguarda il fatto che la polarizzazione del fascio γ non può essere quella prevista dai risultati di ÜBERALL (4), e pertanto deve essere ricalcolata oltre che misurata.

La seconda conseguenza riguarda la possibilità di ottenere fasci γ di alta energia notevolmente monoenergetici da acceleratori di elettroni da molti GeV (8). Il loro impiego in esperimenti di fotoproduzione potrebbe rivelarsi di notevole utilità.