

I. Massa: EFFETTI DELLA VITA MEDIA DI UN NUCLEO COMPOSTO
SULLE FIGURE DI "BLOCKING" CALCOLATI CON UN METODO DI
MONTE CARLO^(x). -

1. - INTRODUZIONE. -

E' ormai noto da tempo⁽¹⁾ che la struttura reticolare di un cristallo influenza profondamente il moto di particelle cariche all'interno del cristallo stesso. Così, ad esempio, la distribuzione angolare dei prodotti di una reazione nucleare indotta sui nuclei di un monocristallo, presenta un andamento fortemente anisotropo nell'intorno di certe direzioni particolari, connesse con le direzioni dei piani e degli assi cristallografici. Tale fenomeno, che viene comunemente indicato come "blocking", può essere qualitativamente spiegato nel modo seguente: una particella, originata all'interno di un monocristallo, ha una probabilità molto piccola di muoversi lungo le direzioni degli assi (stringhe) di basso indice, stante l'alta densità atomica "vista" lungo queste direzioni dalla particella stessa.

Si osserva infatti (v. Fig. 1) che la distribuzione angolare presenta, in corrispondenza a queste direzioni, un abbassamento caratteristico (buca di blocking assiale).

Questo fenomeno è stato osservato più volte sperimentalmente⁽²⁺¹¹⁾ e trattato teoricamente con vari modelli⁽¹¹⁺¹⁸⁾.

Un'applicazione interessante, nel campo della Fisica Nucleare, è stata suggerita da Tulinov⁽¹⁴⁾ e da Gemmel⁽²⁾, in relazione ad un metodo per misurare vite medie di nucleo composto. L'idea base di

(x) - Questa ricerca è stata svolta nell'ambito del programma NU2.

2.

tale metodo consiste nell'osservare che la forma della buca di blocking (in particolare la sua profondità) deve in qualche modo dipendere dalla posizione di emissione della particella entro il cristallo. Per esempio non è difficile convincersi che, nel caso in cui una particella diffonda elasticamente su di un nucleo che faccia parte di una certa stringa, la probabilità di diffusione con un angolo $\theta = 0$ rispetto alla stringa stessa è praticamente nulla.

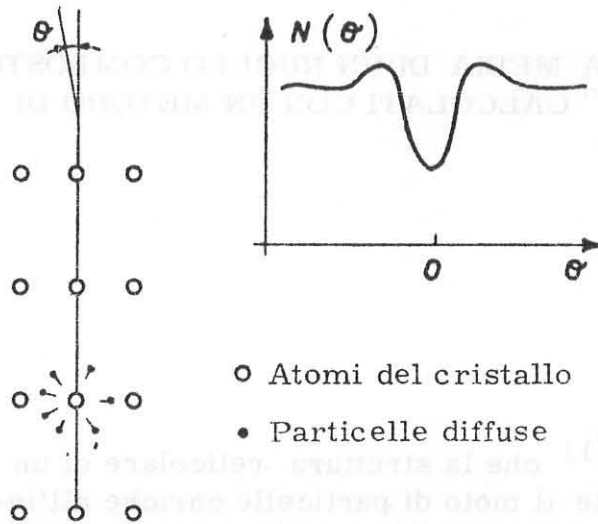


FIG. 1 - Tipico andamento della distribuzione angolare, in corrispondenza al fenomeno di blocking. θ è l'angolo fra la direzione di uscita dal cristallo della particella e la direzione dell'asse considerato.

Supponiamo dunque che una particella incida su un monocristallo in una direzione che, per semplicità, assumeremo perpendicolare alla direzione di un certo asse cristallografico; supponiamo poi che, interagendo con un nucleo del reticolo, questa particella dia luogo alla formazione di un nucleo composto che decada per emissione di una particella carica. Se, all'istante in cui la particella incidente comincia a interagire con esso, il nucleo bersaglio si trova ad essere allineato con gli altri nuclei della stringa, il ritardo nell'emissione della particella di decadimento permetterà al nucleo composto di compiere un certo spostamento perpendicolarmente alla stringa stessa. Entro certi limiti, quanto maggiore è lo spostamento, tanto maggiore è la probabilità che lo ione esca dal cristallo nella direzione $\theta = 0$.

In ogni caso è chiaro che la distribuzione angolare, attorno alla direzione dell'asse della stringa, dipenderà dalla posizione in cui la particella viene emessa. Poiché lo spostamento medio dall'asse della stringa dipende a sua volta dalla vita media del nucleo composto, ci si aspetta che la forma della distribuzione angolare (nella zona della buca) dipenda in definitiva dalla vita media.

E' su queste osservazioni che si fonda, in linea di principio, la possibilità di sfruttare il fenomeno di blocking per misure di vite

medie nucleari; la possibilità pratica di tali misure dipende dall'entità della correlazione fra vita media e forma della distribuzione angolare. Il problema consiste allora nell'individuare qualche parametro, caratteristico della distribuzione, che sia il più sensibile possibile al valore della vita media τ .

Tentativi in questo senso figurano già nei lavori di Komaki⁽¹⁹⁾ e di Gibson⁽¹⁰⁾, che hanno affrontato il problema analiticamente.

Nel presente lavoro la ricerca del parametro più conveniente è stata fatta, invece, simulando un esperimento mediante un Monte Carlo. Il metodo consiste essenzialmente nel seguire la traiettoria di ogni singola particella all'interno del cristallo e nel determinare la distribuzione delle particelle in uscita, su un piano perpendicolare ad un certo asse cristallografico. Vengono poi studiate le caratteristiche di questa distribuzione bidimensionale al variare della vita media del nucleo composto, cioè della distanza media di emissione della particella dalla stringa che individua l'asse cristallografico in questione.

Poichè da una stima a priori⁽¹⁴⁾ risulta che i limiti di impiego dell'effetto blocking per misure di vita media sono $10^{-19} \leq \tau \leq 10^{-16}$ sec, è stata presa in considerazione la reazione $p + {}^{107}\text{Ag} \rightarrow {}^{108}\text{Cd} \rightarrow \alpha + {}^{104}\text{Pd}$, che, per energie dei protoni di circa 10 MeV, avviene tramite la formazione di un nucleo composto con τ presumibilmente $\sim 10^{-17}$ sec.⁽²⁰⁺²²⁾.

2. - MODELLO DEL CRISTALLO. -

Il modello di cristallo usato in questo lavoro è sostanzialmente un perfezionamento di quello di Feldman⁽¹¹⁾, consistente nel tenere conto di tutte le stringhe del cristallo, e non della sola stringa di emissione.

Le ragioni già espresse nell'introduzione hanno suggerito di riferirsi, nei calcoli, ad un monocristallo di Argento. L'Argento cristallizza nel sistema cubico a facce centrate; la sua struttura, vista lungo gli assi (100) e (110), scelti per questo studio, è mostrata in Fig. 2.

Si è tenuto conto della agitazione termica degli atomi del cristallo considerando questi ultimi come oscillatori armonici tridimensionali^(x). Il valore scelto per l'oscillazione media tiene parzialmente conto delle correlazioni esistenti fra gli atomi di una stringa, per mezzo di un opportuno valore della temperatura di Debye⁽²³⁾.

(x) - Poichè l'effetto del moto dell'atomo lungo l'asse reticolare praticamente non influenza la storia della particella emessa dal nucleo composto, sono state trascurate le oscillazioni lungo questo asse.

4.

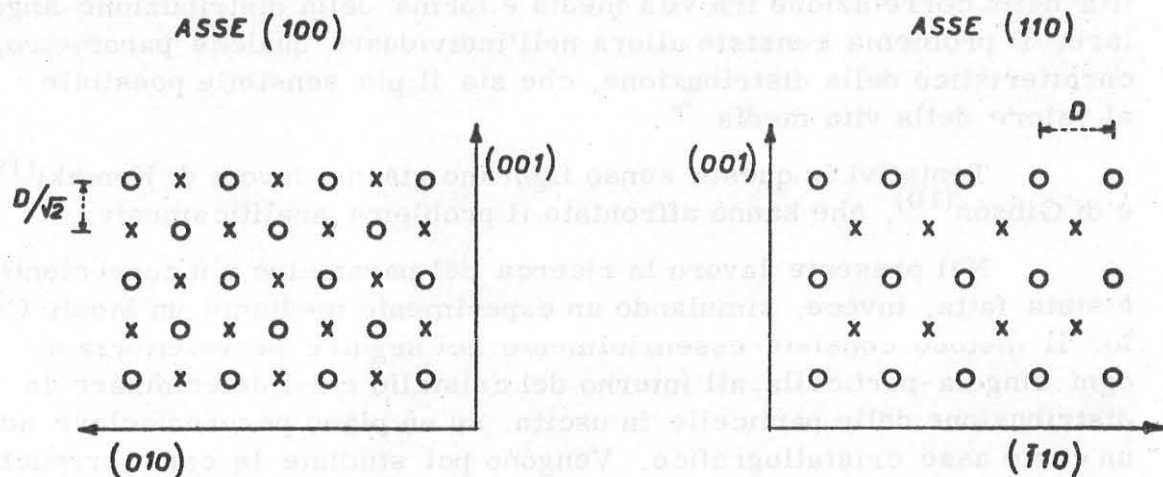


FIG. 2 - Struttura di un cristallo di Ag visto lungo le direzioni degli assi (100) e (110). Gli atomi o sono sul piano successivo a quello degli atomi x. D è la distanza fra gli atomi più vicini. Da notare che ambedue le strutture possono essere considerate, con scelta opportuna della cella unitaria, del tipo a corpo centrato.

Lo spostamento quadratico medio relativo ad ogni dimensione è stata calcolato cioè tramite la formula (24):

$$(2.1) \quad \overline{x^2} = \frac{1}{3} \overline{S^2} = \frac{3\hbar^2}{Mk\theta} \left[\frac{1}{4} + \frac{1}{x_m} \phi(x_m) \right] \approx \frac{3\hbar^2 T}{Mk\theta^2} \left[1 + \frac{x_m^2}{36} \right]$$

ove:

\hbar costante di Planck / 2π

k costante di Boltzmann

M massa del nucleo dell' ^{107}Ag

$x_m = \frac{\theta}{T}$, ove θ temperatura di Debye dell'Ag = 221°K

T temperatura assoluta del cristallo = 293°K .

Di qui segue:

$$\overline{x} = 0.0914 \text{ \AA}$$

Per quel che riguarda l'urto fra ione ed atomi di Ag, è stato usato un potenziale locale, e si è supposto che l'interazione avvenga con un atomo alla volta. Questa approssimazione "binaria" è pienamente giustificata se si tiene conto del piccolo valore della costante di Tho-

mas-Fermi ($a_{TF} = 0.1297 \text{ \AA}$) rispetto alle distanze interatomiche. Si può comunque stimare che la presenza degli altri atomi non dovrebbe influenzare lo scattering per più del 5%⁽¹¹⁾.

Nei calcoli sono state considerate solo le interazioni ione-atomo che avvengono a distanze inferiori a 0.5 \AA (raggio d'azione).

Il potenziale usato è quello di Thomas-Fermi, nell'approssimazione di Molière⁽²⁵⁾:

$$(2.2) \quad V(r) = \begin{cases} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \left[0.1 \exp(-6r/a_{TF}) + 0.55 \exp(-1.2r/a_{TF}) + \right. \\ \left. + 0.35 \exp(-0.3r/a_{TF}) \right] & \text{per } r \leq 0.5 \text{ \AA} \\ \text{Cost.} & \text{per } r > 0.5 \text{ \AA} \end{cases}$$

ove:

e , carica dell'elettrone

Z_1, Z_2 , numeri atomici delle particelle che collidono

$a_{TF} = 0.8853 (\hbar^2/m e^2) \left[Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3} \right]^{-1/2}$, costante di Thomas-Fermi.

m , massa dell'elettrone.

Si può esprimere la variazione $\Delta\theta$ della direzione dello ione dovuta ad un singolo urto con un atomo del cristallo tramite le variazioni $\Delta\theta_x$ e $\Delta\theta_y$ definite in (11) (cfr. Fig. 5) per cui si ha, nell'approssimazione dell'impulso:

$$(2.3) \quad \Delta\theta_i = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{E a_{TF}} \frac{b_i}{b} \left[0.6 K_1\left(\frac{6b}{a_{TF}}\right) + 0.66 K_1\left(\frac{1.2b}{a_{TF}}\right) + 0.105 K_1\left(\frac{3b}{a_{TF}}\right) \right]$$

$i = x, y$ (si suppone che l'asse della stringa sia Z)

ove:

E , energia in MeV (nel caso trattato $E = 10 \text{ MeV}$)

b, b_i , parametro d'urto e sue componenti

$K_1(x)$, funzioni di Bessel modificate, del 1° ordine e del 2° tipo.

Si trascurano le perdite di energia negli urti, dato il valore relativamente alto dell'energia delle particelle e il piccolo spessore del cristallo ($\sim 4000 \text{ \AA}$).

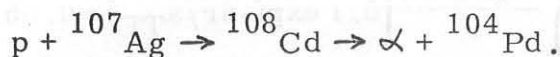
Il modello presuppone un cristallo con struttura regolare; non si è quindi tenuto conto di eventuali indeterminazioni nelle direzioni degli assi cristallografici, nè di altre imperfezioni. Mostriamo nel

6.

paragrafo 4. come tenere conto di eventuali imperfezioni nel caso in cui si vogliono applicare i risultati di questo metodo di calcolo all'interpretazione dei dati raccolti in un esperimento con un cristallo reale.

3. - PROGRAMMA DI CALCOLO. -

Mediante un computer è stato simulato un esperimento nel quale un fascio di protoni da 10 MeV incide su un monocristallo di Ag lungo una direzione prefissata, producendo la reazione:



Fra le particelle α emesse dal nucleo composto ${}^{108}\text{Cd}$ sono state considerate solo quelle di energia pari a 10 MeV.

Il programma di calcolo permette di seguire le traiettorie delle particelle α , determinando la loro distribuzione angolare attorno alle direzioni (100) e (110), in funzione dello spostamento medio del ${}^{108}\text{Cd}$ dalla stringa di produzione. La vita media di questo nucleo è presumibilmente $\sim 10^{-17}$ sec., che corrisponde, nel caso della nostra reazione, indotta da protoni da 10 MeV, ad uno spostamento medio di circa 0.05 \AA . In vista di un eventuale confronto con gli esperimenti sono stati quindi eseguiti i calcoli corrispondenti a spostamenti medi compresi fra 0.0005 \AA e 5.0 \AA . La logica del programma è la seguente. Viene estratto a caso lo spessore che il singolo ione deve attraversare nel cristallo: tale spessore varia fra 0 e 4086 \AA per emissione attorno alla direzione dell'asse (100) e fra 0 e 2889 \AA per l'asse (110). La direzione iniziale viene pure scelta a caso (nell'ipotesi di una emissione isotropa), entro un cono avente una semiapertura di 2° attorno all'asse considerato. Per angoli maggiori si suppone⁽¹¹⁾ che la particella conservi, in media, l'angolo di emissione(x). Lo spessore che lo ione deve attraversare definisce il piano reticolare dal quale la particella viene emessa. La posizione di emissione in tale piano (riferito ad una coppia di assi X, Y) dipende dall'oscillazione, dovuta alla agitazione termica, dell'atomo di Ag sul quale avviene la reazione, e dalla vita media del nucleo composto emittente.

Come si è detto, per tenere conto della vibrazione termica degli atomi del cristallo si è assunto che essi si muovano di moto armonico, per cui la densità di probabilità di posizione, relativa ad un generico asse (per es. l'asse X) è data da:

(x) - Questo fatto è stato anche verificato con un apposito programma.

$$(3.1) \quad P(x) = \frac{\exp(-x^2 / 2 \overline{x^2})}{(2 \pi \overline{x^2})^{1/2}}$$

L'oscillazione lungo l'asse di Blocking (Z) viene trascurata. Sul piano (X, Y) le coordinate del punto in cui il protone urta l'atomo di Ag vengono estratte a caso, tenendo conto della densità di probabilità di posizione espressa dalla (3.1).

Nell'ipotesi che la reazione proceda attraverso la formazione di un nucleo composto, questo, prima di emettere la particella α , subisce uno spostamento s nella direzione del fascio incidente (conservazione dell'impulso), a partire dalla posizione di cui sopra. Il valore medio \bar{s} di questo spostamento aggiuntivo è legato alla vita media τ dalla relazione:

$$(3.2) \quad \bar{s} = v \tau ,$$

ove v è la velocità del nucleo composto.

Lo spostamento effettivo s corrispondente all'istante del decadimento viene quindi estratto a caso sulla base di una funzione peso

$$(3.3) \quad P(s) \propto \exp(-s/\bar{s}) \quad \text{con} \quad s = vt$$

Definite così le condizioni iniziali, energia della particella α (dato del problema), posizione e direzione di emissione (fissate dalle estrazioni a caso), ed assegnato il modello di cristallo, è possibile determinare la storia successiva della particella α . La particella mantiene la sua direzione finchè non raggiunge il piano reticolare successivo a quello di emissione.

Il programma individua l'atomo più vicino e stabilisce se lo si trovi o non nel suo raggio d'azione. Nel primo caso viene calcolata la variazione dell'angolo tramite la formula (2.3), nella quale si tiene conto dell'oscillazione dell'atomo di Ag considerato. Nel secondo caso la particella passa direttamente al piano reticolare successivo, ove si ripetono i tests con lo stesso criterio, e così via (v. Fig. 3).

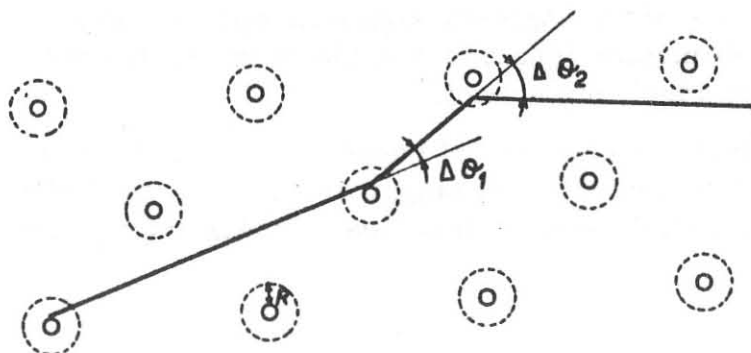


FIG. 3 - Esempio di traiettoria di una particella α nel cristallo di Ag. $\Delta\theta_i$ è l'incremento angolare nell' i -esimo urto. R è il raggio d'azione. Nella figura si suppone che il movimento dello ione avvenga su un piano.

8.

Ogni ione può incontrare al più 2000 piani reticolari, il che corrisponde per l'asse (100) ad uno spessore di 4086 \AA e per l'asse (110) ad uno spessore di 2889 \AA .

L'unica approssimazione fatta nel seguire la storia di un ione, a parte la scelta del raggio d'azione, consiste nel tener conto dell'oscillazione termica dei soli primi 10 atomi di Ag urtati, al fine di rendere il più breve possibile il tempo di utilizzazione del computer. E' stato tuttavia verificato che questa approssimazione non influisce sui risultati finali.

Alla fine di ogni storia viene registrata la direzione di uscita. L'insieme di tutti gli eventi viene poi tabulato nel modo che risulta più pratico per l'elaborazione numerica e per eventuali confronti con risultati sperimentali.

Nella Fig. 4 è mostrato uno schema a blocchi del programma, e nella Fig. 5 un esempio di uscita dello stesso.

I programmi sono stati fatti girare al calcolatore CDC 6600 del Centro Interuniversitario dell'Italia Nord-Orientale. In media la durata di una storia completa di una particella nel cristallo di Ag di spessore $\sim 4000 \text{ \AA}$ era di 0.2 sec.

4. - DISCUSSIONE DEI RISULTATI. -

L'esperimento è stato simulato per spostamenti medi $\bar{s} = 0., 0.0005, 0.005, 0.05, 0.1, 0.2, 0.5, 5. \text{ \AA}$, e per incidenza normale rispetto all'asse considerato.

Nelle Figg. 6 e 7 sono mostrate due distribuzioni angolari, corrispondenti ai valori $\bar{s} = 0$ e $\bar{s} = 0.2 \text{ \AA}$ dello spostamento medio.

Risulta chiaro, dal confronto fra le due curve, che l'effetto più evidente, sulla figura di blocking, della formazione di un nucleo composto, consiste in un "riempimento" della buca. In prima approssimazione questo effetto può spiegarsi nel modo seguente: quando il nucleo composto decade in una posizione spostata rispetto all'asse della stringa, la particella emessa può giungere sul contatore anche se la direzione di emissione forma un angolo molto piccolo (al limite zero) con l'asse cristallografico in questione. Questo significa appunto un aumento dello yield ad angoli piccoli (qualche decimo di grado attorno a $\theta = 0$) rispetto allo yield ad angoli più grandi.

Dai risultati è possibile ricavare il rapporto x_s fra il minimo della buca (particelle contate per unità di angolo solido) e le particelle contate nella zona dove la distribuzione è isotropa. I valori di x_s così

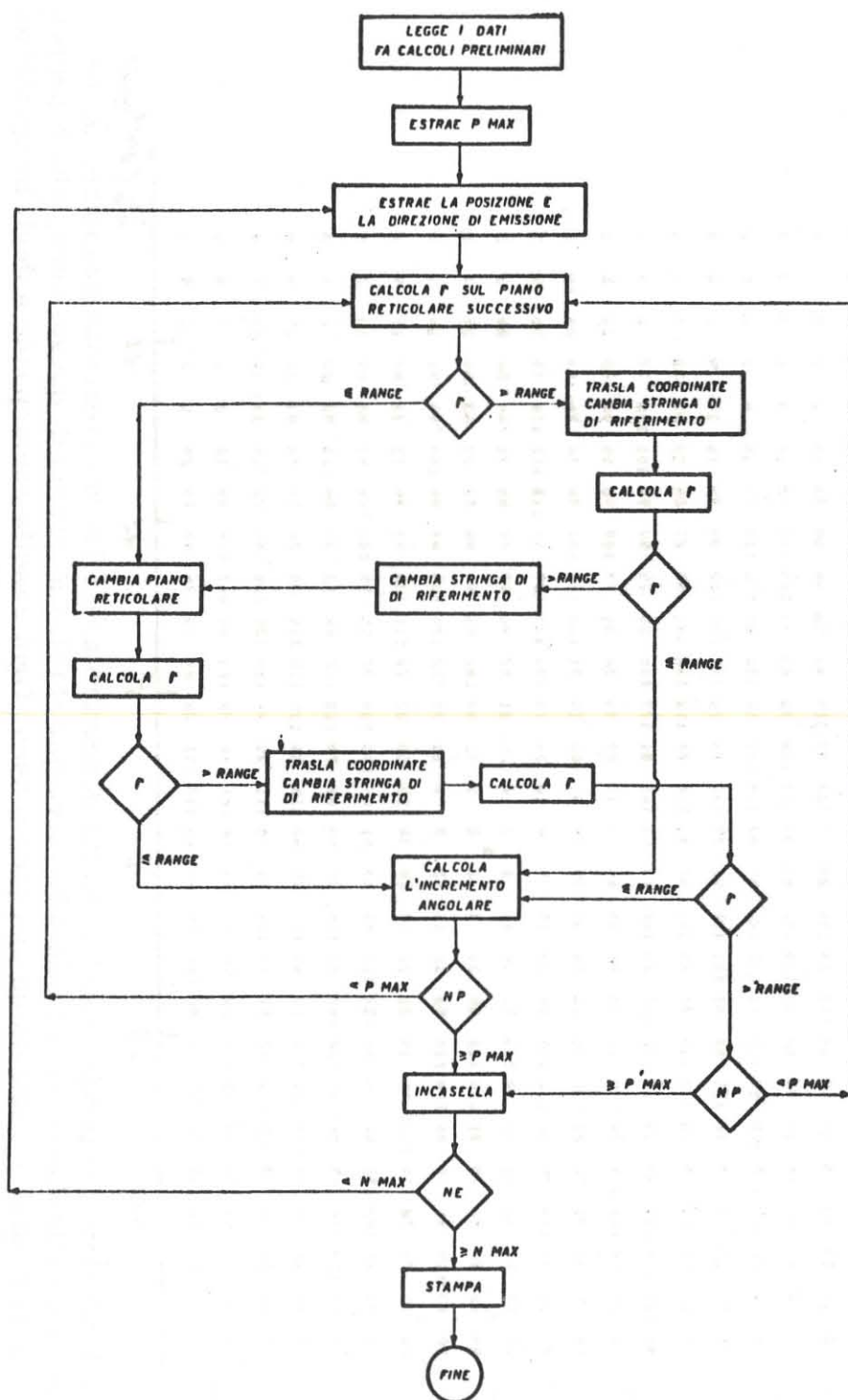


FIG. 4 - Schema a blocchi del programma, r è la distanza dello ione dalla stringa di riferimento, NP è il numero di piani reticolari incontrati dallo ione su un totale P MAX di piani da incontrare, NE è il numero di storie complete già portato a termine, su un totale di N MAX storie da considerare. Per seguire la logica dello schema è bene tenere presente la struttura del cristallo che appare in Fig. 2.

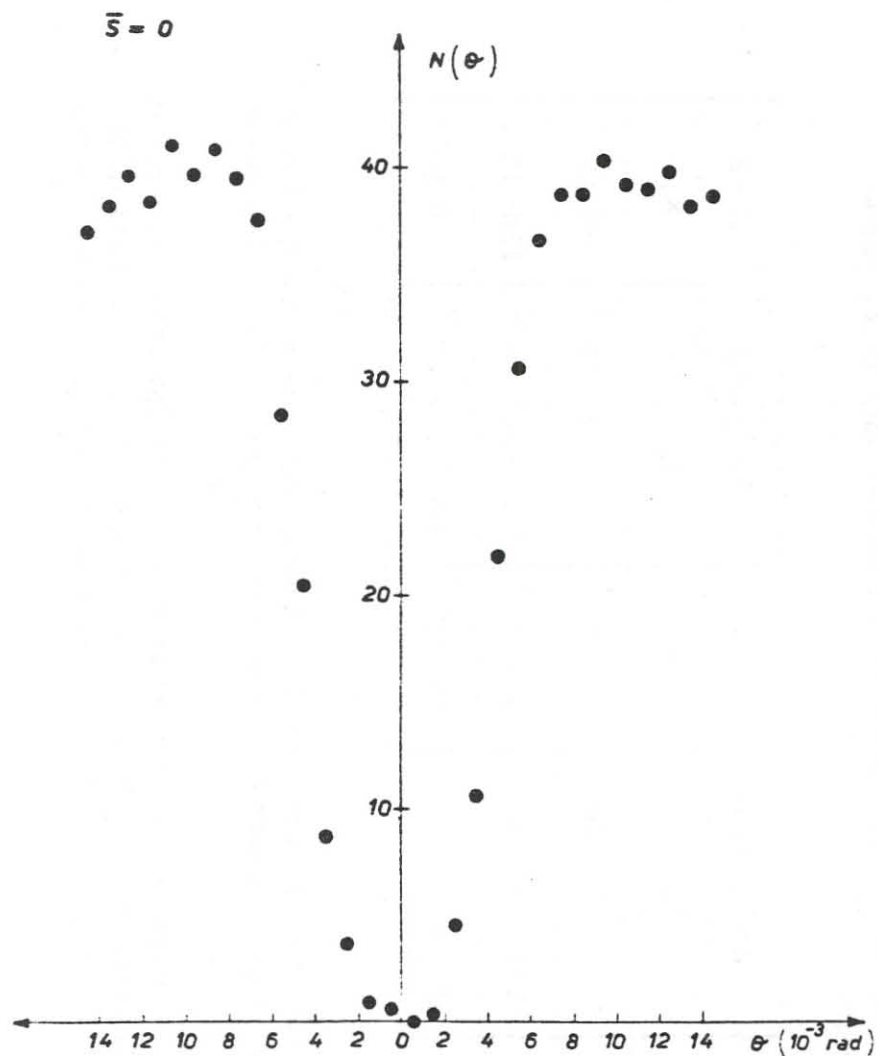


FIG. 6 - Buca di blocking relativa a particelle diffuse elasticamente in direzioni attorno a quella dell'asse (110). La scala delle ordinate, numeri di conteggi per unità di angolo solido, è arbitraria.

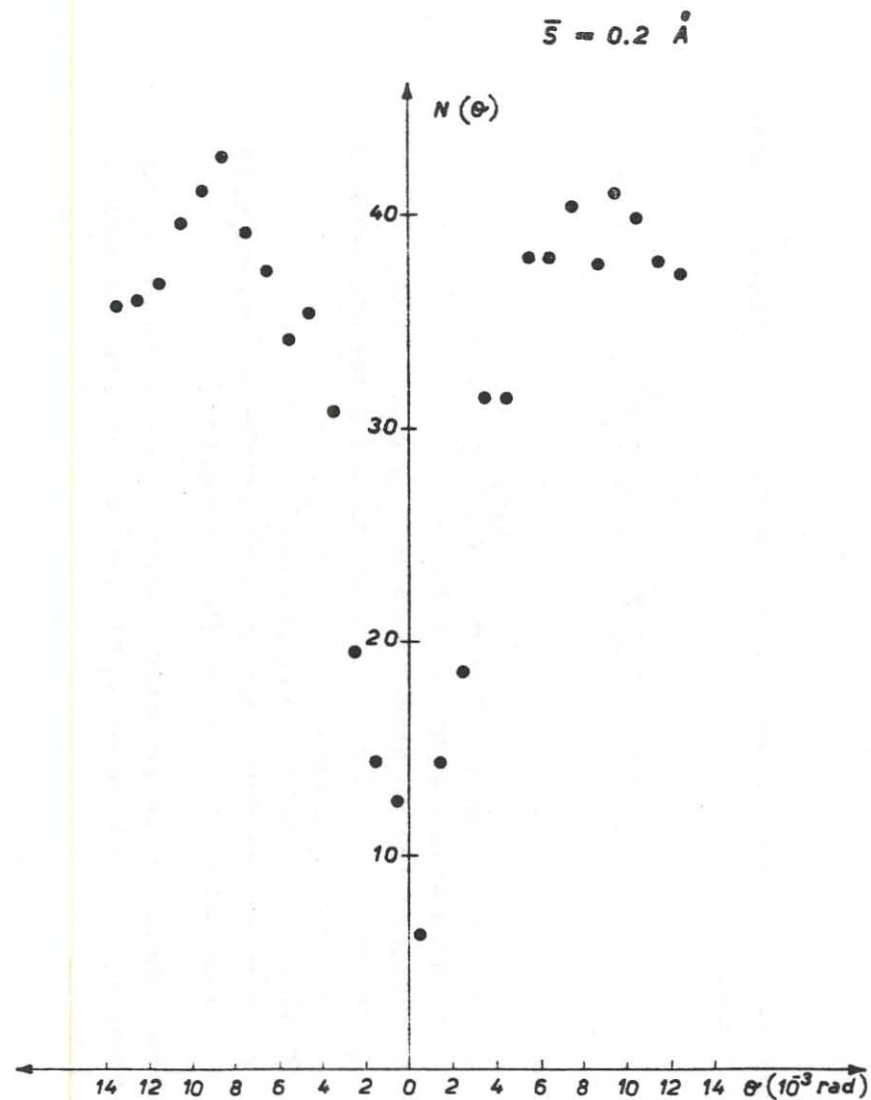


FIG. 7 - Idem come Fig. 6 per uno spostamento medio, dall'asse (110), $\bar{s} = 0.2 \text{ \AA}$. L'identità delle scale mette in evidenza il riempimento della buca dovuto alla formazione di un nucleo composto con vita media $\tau \sim 4 \cdot 10^{-17} \text{ sec.}$

12.

ottenuti sono stati confrontati con i corrispondenti valori teorici, ricavati dalla formula (10):

$$(4.1) \quad x_T = x_1 + 2CNd \pi v_{\perp}^2 \tau^2 + CNd \pi \bar{s}^2$$

ove:

- C costante il cui valore è $\sim 2 \div 3$ ⁽²⁶⁾
- N densità atomica del cristallo
- d distanza fra gli atomi della stringa considerata
- v_{\perp} componente della velocità del nucleo composto perpendicolare alla stringa
- τ vita media del nucleo composto
- x_1 termine "random", dovuto sostanzialmente ad imperfezioni del cristallo e ad effetti superficiali

Nella Tabella I sono riportati i valori "sperimentali" x_s ed i valori teorici x_T , avendo posto $x_1 = 0$ (nel nostro caso il cristallo è supposto ideale).

TABELLA I

Per $\bar{s} < 0.1$ gli errori statistici non permettono un confronto significativo, mentre per $\bar{s} > 0.5$ l'espressione di x_T perde di significato⁽¹⁰⁾.

	ASSE (110)	C = 2	ASSE (100)	C = 2
\bar{s} (Å)	x_s	x_T	x_s	x_T
0.1	$(45 \pm 27) \cdot 10^{-3}$	$48 \cdot 10^{-3}$	$(15 \pm 15) \cdot 10^{-3}$	$68 \cdot 10^{-3}$
0.2	$(105 \pm 39) \cdot 10^{-3}$	$112 \cdot 10^{-3}$	$(225 \pm 56) \cdot 10^{-3}$	$158 \cdot 10^{-3}$
0.5	$(51 \pm 9) \cdot 10^{-2}$	$56 \cdot 10^{-2}$	$(66 \pm 10) \cdot 10^{-2}$	$78 \cdot 10^{-2}$

Dalla Tab. I si può vedere il sostanziale accordo fra i risultati ottenuti con l'esperimento simulato e i valori teorici ottenuti con la formula (4.1).

In un esperimento con un cristallo reale gli effetti superficiali e le imperfezioni strutturali non sono, in generale, trascurabili. Il valore di x ricavabile dai dati sperimentali non è rigorosamente ricon-

ducibile al valore della vita media per l'inevitabile presenza del termine "random" x_1 , di non facile determinazione.

Se però si fa la ragionevole assunzione che questo contributo sia indipendente dalla vita media τ (sia cioè legato esclusivamente alle proprietà del cristallo), la differenza $M(\tau) = x(\tau \neq 0) - x(\tau = 0)$ risulta indipendente dalla non perfetta struttura del cristallo^(*). Il parametro $M(\tau)$ si presta quindi meglio di x a stabilire il legame fra vita media e riempimento della buca. E' ovvio però che la modificazione della buca, dovuta al riempimento, non si riflette solo sulla variazione del minimo della buca stessa.

Limitarsi alle sole considerazioni sul minimo vuol dire rinunciare a priori a tutte le altre informazioni contenute nella modificazione globale della buca, ottenendosi così un campo di sensibilità del metodo minore delle sue reali possibilità.

Per avere la massima estensione del campo di sensibilità del metodo, conviene riferire il riempimento ad un diverso parametro $R(\tau)$, così definito:

$$R(\tau) = N_{\theta}(\tau \neq 0) - N_{\theta}(\tau = 0),$$

ove:

$N_{\theta}(\tau \neq 0)$, } numero di particelle contate nella buca, entro
 $N_{\theta}(\tau = 0)$, } un intervallo angolare θ (v. Fig. 8).

Per le considerazioni fatte il parametro $R(\tau)$ è ancora indipendente dalle eventuali imperfezioni del cristallo. Ora, in linea di principio, $R(\tau)$ dipende dall'apertura angolare θ .

La scelta di θ è stata fatta in modo che il campo di sensibilità del metodo sia il più esteso possibile.

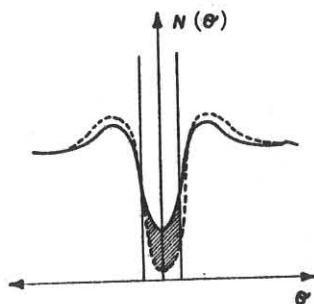


FIG. 8 - L'area tratteggiata dà il valore di $R(\tau)$. Ovviamente la differenza fra i conteggi relativi alle due curve viene fatta a parità di numero di storie cioè, in un esperimento reale, a parità di conteggio nella zona isotropa.

(*) - Sperimentalmente $x(\tau = 0)$ è ottenibile mediante misure di distribuzioni angolari relative a scatterings elastici di particelle.

Nelle Figg. 9, 10 sono riportati i valori ottenuti di $R(\tau)$ per una apertura angolare $\theta = 7 \cdot 10^{-3}$ rad., in corrispondenza ai due assi (100) e (110).

Nella Fig. 11 i valori suddetti di $R(\tau)$ sono mostrati insieme ai corrispondenti valori ottenuti con un modello semplificato di crystallo, ad una sola stringa. L'esame delle curve indica che il riempimento della buca $R(\tau)$, così come è stato qui definito, non è particolarmente sensibile al modello di crystallo (modello ad una stringa e modello a più stringhe), almeno nella zona intermedia del campo di sensibilità del metodo.

Questo non significa però che in ogni caso i due modelli diano gli stessi risultati. La forma della buca ottenibile con il modello ad una stringa è infatti abbastanza diversa (per larghezza e asimmetria rispetto all'asse della stringa) da quella ottenuta con il modello completo a più stringhe, come si può vedere dalla Fig. 12.

Pur con tutte le riserve connesse al fatto che la statistica utilizzata per determinare $R(\tau)$ non è tale da dare errori trascurabili, tuttavia si può ragionevolmente concludere che il metodo illustrato per mette misure di vite medie nucleari corrispondenti a spostamenti medi, normali alla stringa, da 0.005 \AA a 5.0 \AA circa.

Questi limiti non dovrebbero essere molto critici rispetto alla struttura del crystallo (cfr. $R(\tau)$ ottenuto con una stringa sola) e permettono, nel nostro caso, misure di vite medie a partire da qualche unità in 10^{-18} sec. Il limite superiore delle vite medie misurabili è molto meno definito in quanto è sempre possibile ridurre lo spostamento medio trasversale, scegliendo opportunamente la direzione del fascio incidente.

Altri parametri, legati alla modificazione della forma della buca, si sono mostrati meno sensibili del riempimento $R(\tau)$.

L'autore desidera ringraziare il Prof. P. Bassi, il Prof. E. Fuschini, il Prof. C. Maroni, il Dott. A. Uguzzoni e il Dott. E. Verondini per utili discussioni e suggerimenti.

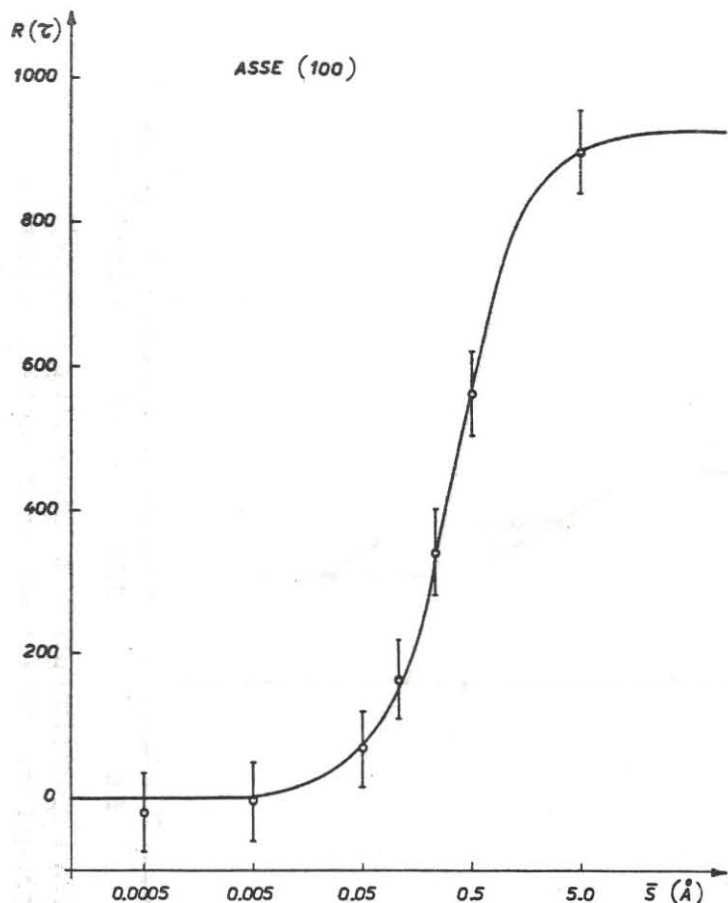


FIG. 9 - Andamento del riempimento delle buche, $R(z)$, così come è stato definito nel testo. Questi valori sono stati ottenuti da buche centrate attorno all'asse (100), per una apertura angolare di $7 \cdot 10^{-3}$ rad., ed un numero di eventi, nell'intero angolo solido, pari a $2.6 \cdot 10^8$. Il best-fit rappresentato in figura è stato ottenuto con una curva del tipo

$$y(x) = A / \{1 + \exp [(x-B)/C]\}$$

con $x = \log \bar{s}$.

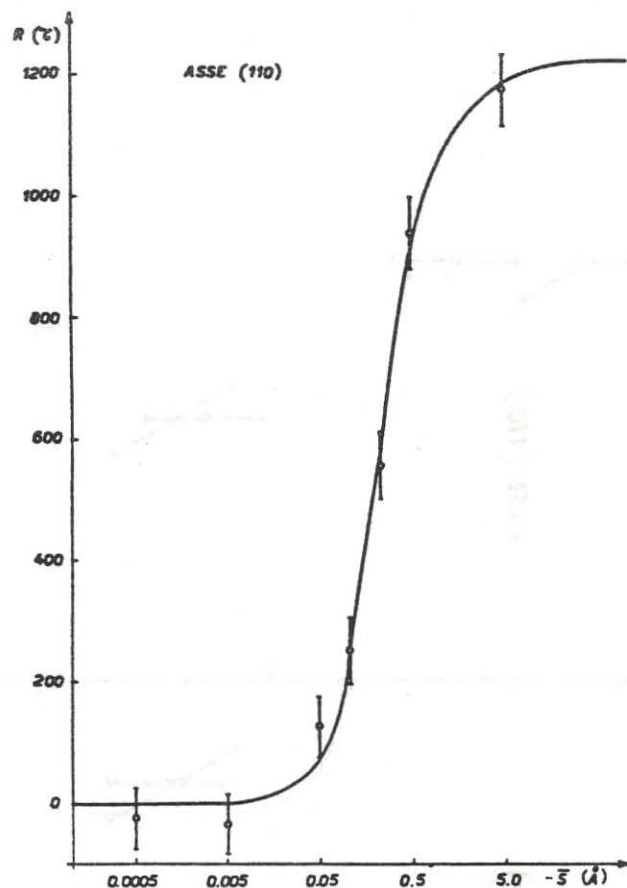


FIG. 10 - Idem con Fig. 9, relativamente all'asse (110). Il diverso valore di "saturazione" della curva, rende conto del minore riempimento della buca con $\bar{s} = 0$ nel caso di questo asse, in confronto alla corrispondente buca relativa allo asse (100) (a parità, naturalmente, di apertura angolare e di numero di eventi considerati).

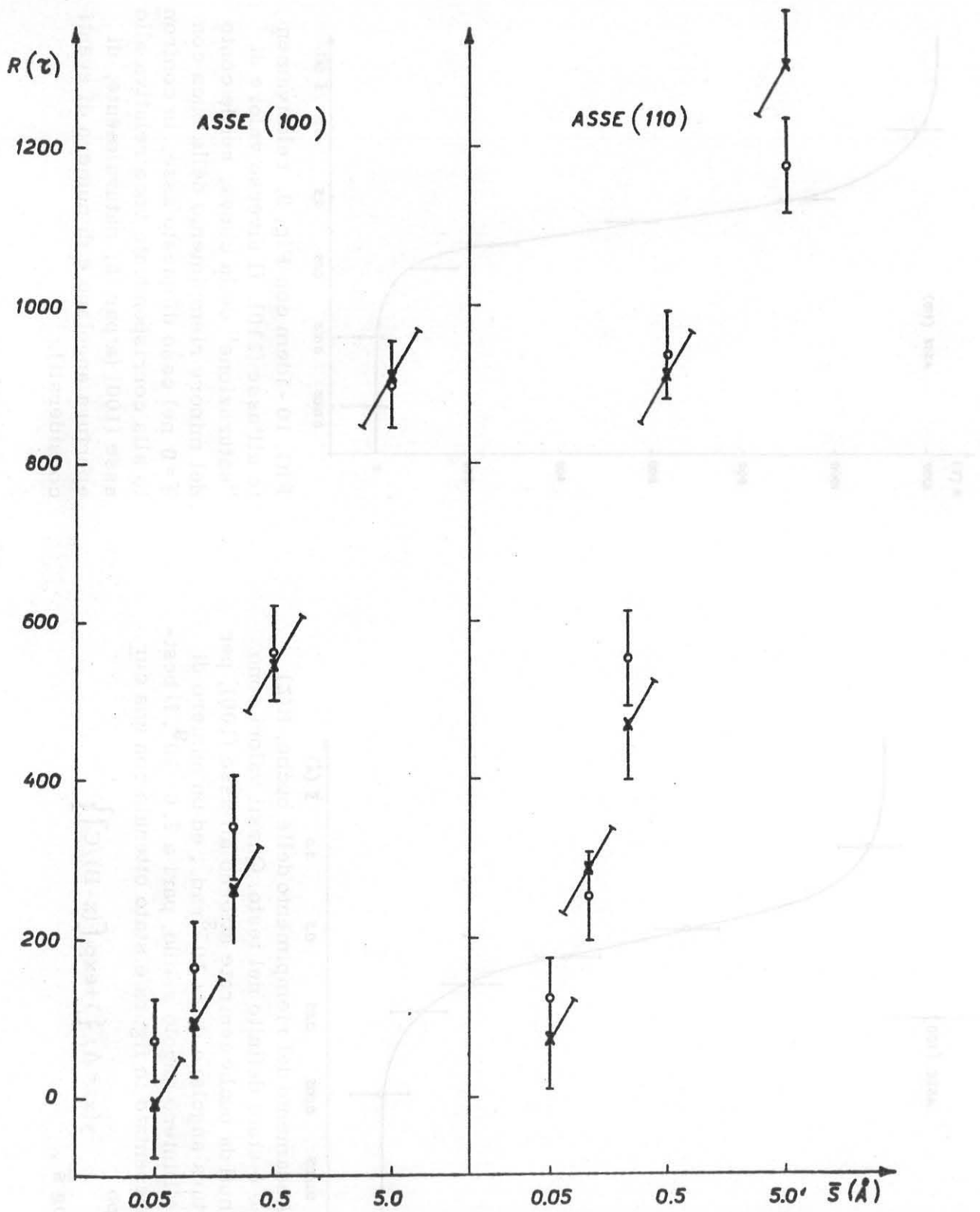


FIG. 11 - Confronto fra i riempimenti $R(\tau)$ ricavati dal modello semplificato ad una stringa (croci) e quelli del modello completo a più stringhe (cerchi).

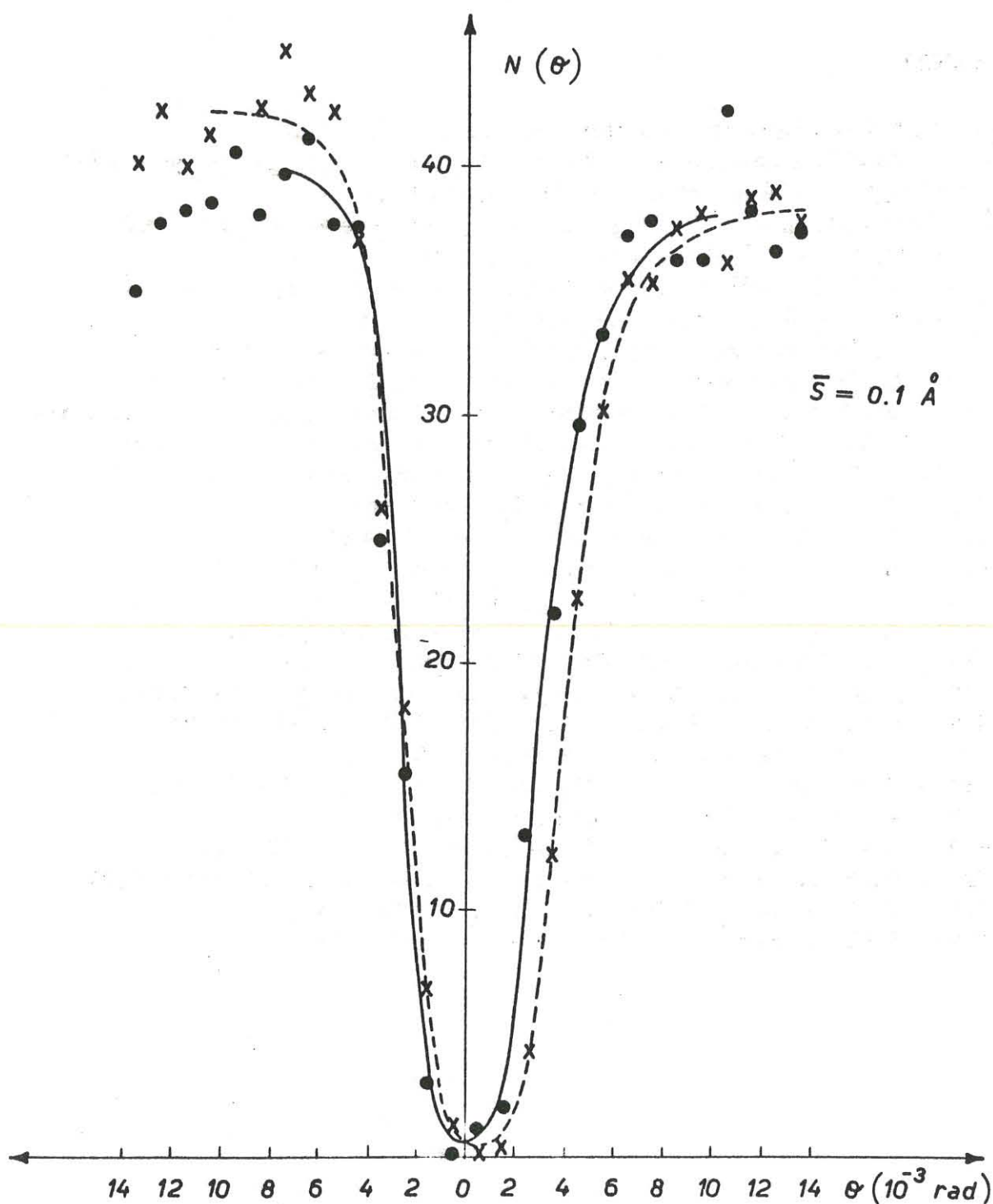


FIG. 12 - Confronto tra due buche ottenute con i due diversi modelli, ad una stringa (curva tratteggiata, croci) e a più stringhe (curva continua, punti), corrispondenti allo stesso valore dello spostamento medio. Nonostante l'accordo dei valori di $R(\zeta)$ di Fig. 11 è evidente la diversità nella forma delle due buche. In particolare la buca del modello ad una stringa è sensibilmente più larga e fortemente asimmetrica. Questa asimmetria della buca, legata anch'essa come il riempimento allo spostamento medio \bar{s} , scompare completamente, entro gli errori statistici, quando si considerano tutte le stringhe del cristallo.

REFERENZE. -

- (1) - C. Erginsoy, Phys. Rev. Letters 15, 360 (1965).
- (2) - D.S. Gemmel, R.E. Holland, Phys. Rev. Letters 14, 945 (1965).
- (3) - A.F. Tulinov, Phys. Letters 18, 304 (1965).
- (4) - C. Ellegaard, N.O. Lassen, Mat. Fys. Medd. 35, 16 (1967).
- (5) - B. Domeij, Arkiv Fysik 32, 179 (1966).
- (6) - J.U. Andersen, E. Uggerhoj, Can. J. Phys. 46, 517 (1968).
- (7) - E. Uggerhoj, Phys. Letters 22, 382 (1966).
- (8) - F. Brown et al., Phys. Rev. Letters 20, 1449 (1968).
- (9) - M. Maruyama et al., Phys. Letters 29B, 414 (1969).
- (10) - W.M. Gibson, K.O. Nielsen, Proc. II Intern. Symp. on Phys. and Chem. of Fission, Vienna (1969), in corso di pubblicazione.
- (11) - L.C. Feldman, Thesis, New Brunswick, New Jersey (1967).
- (12) - J. Lindhard, Phys. Letters 12, 126 (1964).
- (13) - J. Lindhard, Mat. Fys. Medd. 34, 14 (1965).
- (14) - A.F. Tulinov, Soviet Phys. - Doklady, 10, 463 (1965).
- (15) - O.S. Oen, Phys. Letters 19, 358 (1965).
- (16) - A.F. Tulinov, Soviet Phys. - Uspekhi 8, 864 (1966).
- (17) - J.U. Andersen, Mat. Fys. Medd. 36, 7 (1967).
- (18) - E. Bogh, J.L. Whitton, Phys. Rev. Letters 19, 553 (1967).
- (19) - K. Komaki, F. Fjimoto, Phys Letters 29A, 544 (1969).
- (20) - T. Ericson, Adv. Phys. 9, 425 (1960).
- (21) - K.A. Eberhard et al., Nuclear Phys. A125, 673 (1969).
- (22) - A. Uguzzoni, in corso di pubblicazione.
- (23) - K.A. Gschneidner Jr., Solid State Phys. 16, 275 (1964).
- (24) - B.W. Batterman, D.R. Chipman, Phys. Rev. 127, 690 (1962).
- (25) - V.G. Molière, Z. Naturforsch, 2A, 133 (1947).
- (26) - J.H. Barrett, Bull. Am. Phys. Soc. 14, 372 (1969).

413