

RENDICONTI

ISTITUTO SUPERIORE DI SANITÀ

ISTITUTO SUPERIORE DI SANITÀ
BIBLIOTECA
INVENTARIO N. 7856



VOLUME XVII

ISTITUTO SUPERIORE DI SANITÀ
BIBLIOTECA
INVENTARIO N. 51365

ISTITUTO SUP SANITÀ
UFF. CONS. GNATARIO
RIC. NE II CTG - INV. N.

42384

ROMA: FONDAZIONE EMANUELE PATERNÒ
VIALE REGINA MARGHERITA, 299 - ANNO 1954

ISTITUTO SUPERIORE DI SANITÀ

DIRETTORE GENERALE
DOMENICO MAROTTA

CAPI DEI LABORATORI E DEGLI UFFICI

BIBLIOTECA: BRUNO MANZONE - *BIOLOGIA*: ANTONIO GALAMINI - *CHIMICA*:
DOMENICO MAROTTA - *CHIMICA TERAPEUTICA*: DANIELE BOVET - *FISICA*: GIU-
LIO CESARE TRABACCHI - *INGEGNERIA*: EUSEBIO VACINO - *MICROBIOLOGIA*:
GIUSEPPE PENSO - *PARASSITOLOGIA*: EZIO MOSNA - *SEGRETERIA DIDATTICA*-
MUSEO: MASSIMO PANTALEONI

CENTRO INTERNAZIONALE DI CHIMICA MICROBIOLOGICA: E. B. CHAIN F.R.S.

FOTOGRAFIE, TAVOLE, DIAGRAMMI, DISEGNI
ESEGUITI DAI FOTOGRAFI E DISEGNATORI DELL'ISTITUTO
A PICCIRILLI - A. PACELLI

DISEGNO NEL FRONTESPIZIO: FOCO A ROTA DI CARBONI ACCESI (1464)

284

1. Giorgio CORTELLESA. — Sulla localizzazione di particelle mediante contatori a scintillazione.

Riassunto. — Si calcola l'effetto dell'esistenza di un trasporto dell'energia in uno scintillatore, per ciò che riguarda la possibilità di localizzazione di particelle veloci, mediante contatori a scintillazione.

Résumé. — On calcule l'effet de l'existence d'un transport de l'énergie d'un scintillateur, pour ce qui concerne la possibilité de localiser des particules rapides, au moyen de compteurs à scintillation.

Summary. — The author has worked out the effect of the existence of an energy transfer in a scintillator, regarding the possibility of the localization of fast particles with scintillation counters.

Zusammenfassung. — Man berechnet die Wirkung einer bestehenden Energieübertragung eines Leuchtstoff in Bezug auf die Möglichkeit schnelle Partikel durch Zählung bei Szintillationzähler zu lokalisieren.

In un articolo recentemente apparso ⁽¹⁾ e che fa seguito ad una nota preliminare ⁽²⁾, viene descritto un dispositivo sperimentale che ha come scopo la localizzazione della traiettoria di particelle ionizzanti nel passaggio attraverso uno scintillatore. Il dispositivo consiste in un cilindro di vetro orizzontale contenente una soluzione di terfenile in xilolo, di raggio piccolo in confronto alla sua lunghezza d , e di due fotomoltiplicatori posti all'estremità del cilindro stesso (fig. 1). Si consideri una

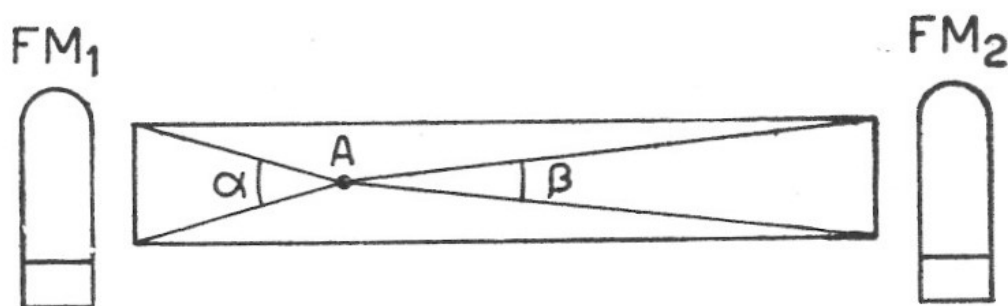


Fig. 1. — Dispositivo sperimentale per la localizzazione di particelle in uno scintillatore.

⁽¹⁾ LUKE, C. L. YUAN, H. L. POSS: Phys. Rev., 81, 323, 1954.

⁽²⁾ LUKE, C. L. YUAN, H. L. POSS: R. S. I., 23, 553, 1952.

particella che incida sullo scintillatore in A perpendicolarmente all'asse del cilindro, dando luogo ad una scintillazione che a causa del piccolo raggio si può considerare puntiforme.

Se in tale scintillazione vengono emessi, pressochè istantaneamente, N_0 quanti di luce in tutto l'angolo solido, il numero n di quanti che giungono sul fotocatodo di ciascun fotomoltiplicatore sarà dato da N_0 moltiplicato per il rapporto tra l'angolo solido sotteso in A dal fotocatodo e l'angolo solido totale. Se α e β sono i due angoli solidi sottesi in A dai due fotocatodi sarà

$$n_1 = \frac{\alpha}{4\pi} N_0 \qquad n_2 = \frac{\beta}{4\pi} N_0$$

Il rapporto R tra i numeri di quanti che giungono sui due fotocatodi sarà quindi:

$$R = \frac{\alpha}{\beta} \qquad (1)$$

Poichè l'ampiezza dell'impulso in uscita di ciascun fotomoltiplicatore è proporzionale al numero di quanti incidenti sul relativo fotocatodo, misurando il rapporto tra le ampiezze degli impulsi in uscita dei due fotomoltiplicatori si ottiene il valore di R; da questo valore si risale al punto A in cui è avvenuta la scintillazione, tenendo conto delle due relazioni:

$$\alpha = \frac{S}{a^2} \qquad \beta = \frac{S}{b^2}$$

dove con S si indica l'area del fotocatodo, con a, b le distanze del punto A dai due fotomoltiplicatori (fig. 2).



Fig. 2. — Schematizzazione del dispositivo sperimentale.

Risulta infatti sostituendo nella (1)

$$R = \left(\frac{b}{a}\right)^2 \quad a + b = d \quad (2)$$

con cui, noto R , si calcola a .

Il metodo ora descritto è basato sull'ipotesi che la luce di scintillazione venga emessa da una regione di spazio molto prossima alla traiettoria delle particelle e che quindi la sorgente di luce di scintillazione possa essere considerata, con buona approssimazione, puntiforme.

Vi è però ragione di dubitare che una tale ipotesi sia sempre verificata. E' stato infatti dimostrato ^(3,4,5) in particolare per il sistema terfenilxilolo, che una parte dell'energia che le particelle cedono allo scintillatore subisce un trasporto via radiazione su distanze dell'ordine di alcuni millimetri prima di convertirsi in luce di fluorescenza. Le esperienze eseguite non escludono la possibilità che vi siano altri tipi di trasporto e non danno alcuna indicazione se l'energia venga trasportata prevalentemente via radiazione o per altra via. Vi è però la possibilità che l'ipotesi di una emissione della luce di fluorescenza localizzata negli immediati dintorni della traiettoria della particella incidente sia, almeno in parte, insostenibile. E' quindi di un certo interesse valutare l'influenza che avrebbe l'esistenza di un trasporto di energia su distanze dell'ordine di alcuni millimetri sui risultati ottenuti con un dispositivo sperimentale del tipo di quello di LUKE e coll.

Semplifichiamo il problema supponendo di eseguire il calcolo con uno scintillatore unidimensionale. Siano (fig. 2) O e O' i centri dei fotocatodi dei due fotomoltiplicatori e lo scintillatore sia posto sulla retta passante per O e O' . Sia A il punto in cui la particella incide sullo scintillatore. Supporremo, come precedentemente fatto, che nella scintillazione vengano emessi, in un tempo brevissimo, N_0 quanti di luce, in tutto l'angolo solido. Se si sceglie sul segmento OO' un sistema di ascisse di origine in A , faremo l'ipotesi che il numero dN di quanti emessi, in tutto l'angolo solido, da un trattino dx a distanza x da A , sia dato dalla legge:

$$dN = I e^{-\frac{|x|}{\sigma}} dx$$

⁽³⁾ M. AGENO, R. QUERZOLI: Rend. Ist. Sup. di Sanità, XV, 28, 1952.

⁽⁴⁾ M. AGENO, R. QUERZOLI: Rend. Ist. Sup. di Sanità, XV, 32, 1952.

⁽⁵⁾ M. AGENO, G. CORTELESSA: Rend. Ist. Sup. di Sanità, XV, 159, 1952.

dove I è una costante da determinare imponendo che il numero di quanti emesso da tutto lo scintillatore sia N_0 , e σ ha il significato di cammino libero medio di trasporto dell'energia che poi appare come luce di fluorescenza.

Se si stabilisce che il verso positivo dell'asse delle ascisse sia quello che da O va verso O' , la x varia tra $-OA$ e AO' e quindi sarà:

$$N_0 = I \int_{-OA}^{AO'} e^{-\frac{|x|}{\sigma}} dx \quad (3)$$

che determina fissato il punto A , il valore della costante I .

Calcoliamo ora il numero di quanti che giungono sui fotocatodi. Introduciamo le distanze $OA = a$ e $O'A = b$ dei due fotomoltiplicatori dal punto di incidenza della particella e introduciamo anche sul segmento OO' un punto variabile P_x di ascissa x .

Per ottenere un numero di quanti dn , fra tutti quelli dN emessi nel trattino dx , che incidono sul fotocatodo in O , dovremo moltiplicare dN per il rapporto fra l'angolo solido sotteso nel punto P_x da detto fotocatodo e l'angolo solido totale:

$$dn = dN \frac{\Omega_{P_x}}{4\pi} = I \frac{\Omega_{P_x}}{4\pi} e^{-\frac{|x|}{\sigma}} dx$$

Il numero di quanti ricevuto in totale dal fotocatodo in O sarà:

$$n_1 = \frac{I}{4\pi} \int_{-OA}^{AO'} \Omega_{P_x} e^{-\frac{|x|}{\sigma}} dx \quad (4)$$

Per semplificare il calcolo approssimiamo l'angolo solido Ω_{P_x} ponendo

$$\Omega_{P_x} = \frac{S}{OP_x^2} \quad (5)$$

dove S è l'area del fotocatodo.

Questa espressione approssimata per l'angolo solido cessa però di essere valida quando il punto emittente è assai prossimo ad uno dei fotocatodi. Per evitare questo inconveniente, anzichè estendere l'integrazione, secondo la (4) da O a O' , limiteremo l'integrale tra -3σ e $+3\sigma$

e supponendo fissata la costante I di proporzionalità in modo tale che anzichè la (3) si abbia:

$$N_0 = I \int_{-3\sigma}^{+3\sigma} e^{-\frac{|x|}{\sigma}} dx$$

Ciò porta evidentemente ad una alterazione trascurabile di quella distribuzione esponenziale delle sorgenti della luce di fluorescenza ch'è ragionevole ammettere dato che il contributo totale alla luce di fluorescenza da parte dei punti dello scintillatore distanti per più di tre cammini liberi dal punto ove è avvenuto il passaggio della particella è assai piccolo.

Inoltre l'uso dell'espressione approssimata (5) per l'angolo solido farà sì che il nostro calcolo sia valido solo per punti di attraversamento che hanno dagli estremi una distanza sensibilmente maggiore delle dimensioni trasversali dei fotocatodi.

L'integrale da calcolare risulta allora:

$$\int_{-3\sigma}^{+3\sigma} \frac{e^{-\frac{|x|}{\sigma}}}{(a-x)^2} dx = \int_{-3\sigma}^0 \frac{e^{-\frac{|x|}{\sigma}}}{(a-x)^2} dx + \int_0^{3\sigma} \frac{e^{-\frac{|x|}{\sigma}}}{(a-x)^2} dx$$

Cambiando nel primo dei due integrali x in $-x$ e invertendo i limiti di integrazione, si ottiene:

$$n_1 = \frac{S I}{4 \pi} \left\{ \int_0^{3\sigma} \frac{e^{-\frac{x}{\sigma}}}{(a+x)^2} dx + \int_0^{3\sigma} \frac{e^{-\frac{x}{\sigma}}}{(a-x)^2} dx \right\} = \frac{S I}{2 \pi} \int_0^{3\sigma} \frac{a^2 + x^2}{(a^2 - x^2)^2} e^{-\frac{x}{\sigma}} dx$$

In modo analogo si trova per il numero di quanti che incidono sui fotocatodo del fotomoltiplicatore posto in O' :

$$n_2 = \frac{S I}{2 \pi} \int_0^{3\sigma} \frac{b^2 + x^2}{(b^2 - x^2)^2} e^{-\frac{x}{\sigma}} dx$$

Risulta dunque

$$R = \frac{n_1}{n_2} = \frac{\int_0^{3\sigma} \frac{a^2 + x^2}{(a^2 - x^2)^2} e^{-\frac{x}{\sigma}} dx}{\int_0^{3\sigma} \frac{b^2 + x^2}{(b^2 - x^2)^2} e^{-\frac{x}{\sigma}} dx}$$

I due integrali che qui compaiono sono stati valutati numericamente per $OO' = 20$ cm che è la distanza adottata da LUKE e coll. nella loro esperienza, e $\sigma = 0,2; 0,5; 1,0$ cm dopo averli posti nella forma:

$$\int_0^{3\sigma_0} \frac{1+u^2}{(1-u^2)^2} e^{-\frac{u}{\sigma_0}} du$$

con: $u = \frac{x}{a} \quad \sigma_0 = \frac{\sigma}{a}$ oppure $u = \frac{x}{b} \quad \sigma_0 = \frac{\sigma}{b}$ rispettivamente.

La tabella I contiene i risultati del calcolo per diversi valori di a con $\sigma = 0,5$ cm.

TABELLA I

a	b	R	$R_{loc} = (b/a)^2$	$(R - R_{loc})/R_{loc}$	
7,5 cm	12,5 cm	2,810	2,778	1,15	10^{-2}
5	15	9,285	9,000	3,17	»
4	16	17,04	16,00	6,53	»
3	17	35,29	32,11	9,90	»

I valori di R calcolati secondo la (6) sono posti a confronto con quelli calcolati secondo la (2), supponendo l'emissione della luce localizzata nel punto investito dalla particella incidente. Come si vede l'errore sistematico nella localizzazione della particella nullo (come è ovvio) se la particella passa per il punto medio dello scintillatore può assumere valori rilevanti per punti prossimi ad uno dei fotocatodi. Ciò è dimostrato graficamente nella fig. 3 in cui per i tre valori di σ su citati è indicato l'errore percentuale in R in funzione della distanza dal centro dello scintillatore.

Per poter correggere i valori sperimentali di R così da poter desumere da essi il punto di incidenza della particella a mezzo della già citata formula

$$R = (d-a)^2/a^2 = (b/a)^2 \quad (2)$$

ci si può servire di una curva di taratura dell'apparato del tipo di quella data in figura 4. Essa ci dà per $\sigma = 0,5$ cm e con la geometria di LUKE e coll. la relazione tra R e R_{loc} . Se, facendo uso di detta curva, si ricava dal valore sperimentale R il valore di R_{loc} che si otterrebbe con una sorgente puntiforme posta nel punto effettivo d'incidenza della particella, si può da R_{loc} risalire al valore di a applicando la (2). Per poter far ciò è evidentemente necessario conoscere il valore di σ .

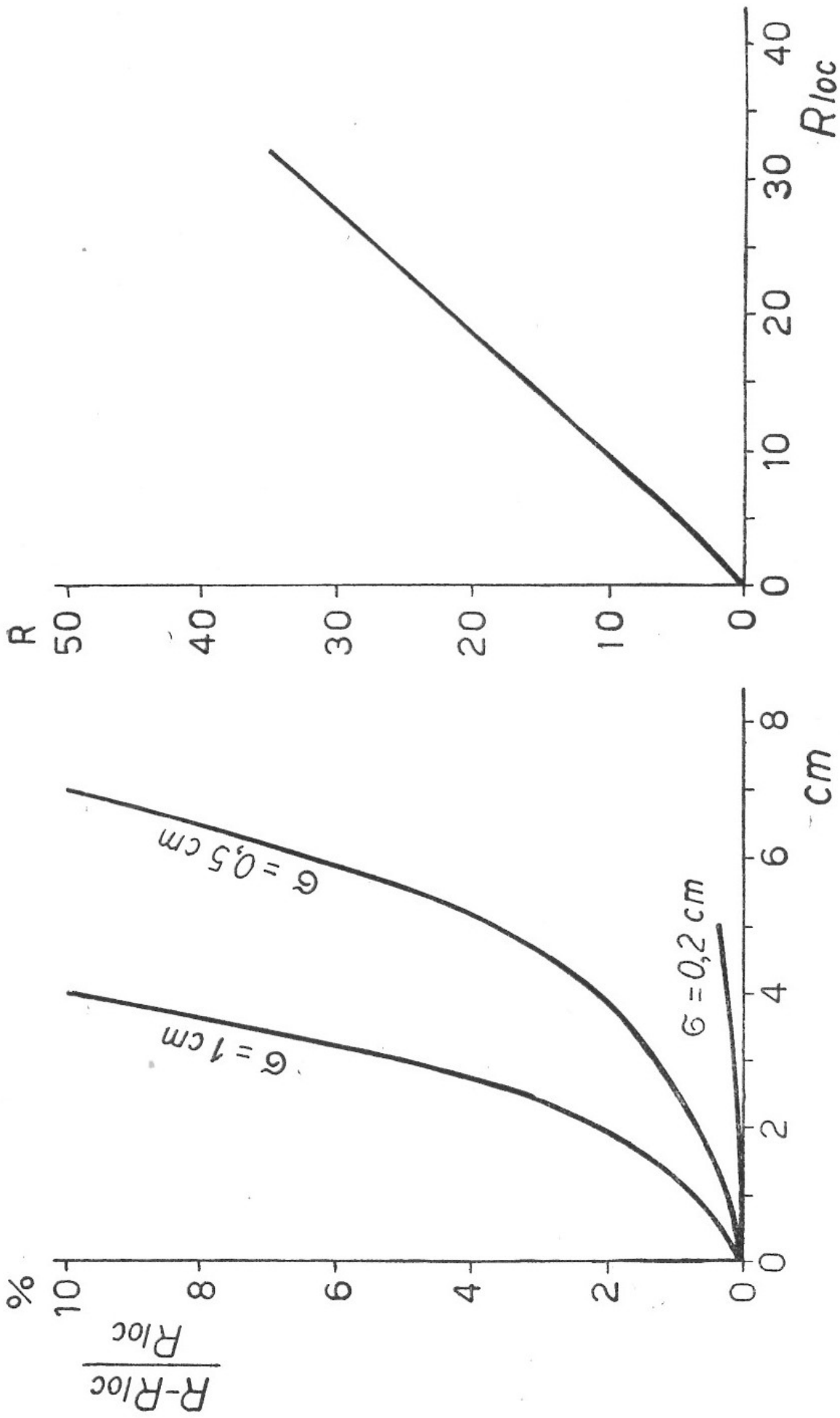


Fig. 4. — Curva di taratura dell'apparato per $\sigma = 0,5$.

Fig. 3. — Errore percentuale in R in funzione della distanza dal centro dello scintillatore.

Viceversa si può pensare di utilizzare l'effetto in questione per trarre informazioni quantitative sul trasporto d'energia attraverso lo scintillatore.

Disponendo infatti di una radiazione eccitatrice assai localizzata (le particelle α del Polonio potrebbero ad esempio servire bene allo scopo) si ponga tale sorgente in posizione eccentrica ben nota fra i due fotomoltiplicatori. Sarà allora calcolabile con precisione $R_{loc} = \left(\frac{b}{a}\right)^2$

Misurando quindi R con precisione si potrà, per esempio interpolando tra le curve della figura 3, dedurre il valore di σ . Nel caso che risulti entro gli errori sperimentali $R \simeq R_{loc}$ se ne dovrà concludere che la frazione di energia che prima di venir emessa come luce di fluorescenza subisce nello scintillatore un trasporto dell'ordine di qualche millimetro è trascurabile in confronto a quella emessa come tale localmente nella zona direttamente investita dalla radiazione eccitatrice.

Roma - Istituto Superiore di Sanità - Laboratorio di fisica.
