

LNF - 64/2
30. 1. 1964.

**C. Schaerf: PRODUZIONE DI FOTONI MONOCROMATICI MEDIANTE
L'ANNICILAZIONE DI POSITRONI IN ELEMENTI LEGGERI. -**

(Nota interna: n. 232)

Nota interna: n. 232
30 Gennaio 1964.

**C. Schaerf: PRODUZIONE DI FOTONI MONOCROMATICI MEDIANTE
L'ANNICILAZIONE IN VOLO DI POSITRONI IN ELEMENTI LEGGERI.**

Lo scopo di questa nota è di effettuare un ennesimo calcolo della produzione di fotoni mediante l'annichilazione di positroni in elementi leggeri e di confrontare questo con la produzione da normale bremsstrahlung. Per semplicità considererò il caso che il materiale in cui avviene l'annichilazione sia idrogeno. In fondo darò una semplice regola per estrapolare i risultati nel caso che si usassero altri materiali.

La sezione d'urto totale di annichilazione per positroni contro un elettrone a riposo è data, nel limite ultrarelativistico da:

$$\sigma_A = 2.5 \times 10^{-27} \frac{m}{E} \left(\ln \frac{2E}{m} - 1 \right) \text{ cm}^2$$

dove:

E = energia del positrone in MeV,
m = massa dell'elettrone = 0.511 MeV.

Il numero di elettroni per centimetro quadrato presenti in un bersaglio di idrogeno lungo t lunghezze di radiazione è dato da:

$$N_H = 3.44 \times 10^{25} t ,$$

pertanto il numero di fotoni di annichilazione di energia $K = E$ (MeV) emessi per positrone incidente sarà approssimativamente:

$$n_A = 27.4 t/K .$$

Per ottenere l'energia irradiata basterà moltiplicare per K :

$$w_A = 27.4 t .$$

Analogamente per la produzione di fotoni di bremsstrahlung nell'intervallo di energia ΔK :

$$n_B = f(E, K) t \Delta K/K ,$$

2.

e per l'energia irradiata per positrone :

$$w_B = tE .$$

Per comprendere l'utilità di questo processo al fine di effettuare delle esperienze di fisica mi limiterò a considerare due particolari tipi di esperienze.

Primo caso. -

Ci interessa il rapporto tra il numero di fotoni emessi per annichilazione ed il numero di fotoni emessi in un intervallo di energia ΔK intorno ad una energia leggermente inferiore a quella in esame. E' ragionevole assumere che l'intervallo di energia accettato dal rivelatore sia proporzionale alla energia in esame e possiamo assumere che sia del 2%:

$$\Delta K = 0.02 K ;$$

semplificheremo inoltre le ipotesi ponendo per brevità $f(E, K) = 1$. Con ciò otteniamo che il rapporto segnale/fondo sarà dato da:

$$n_A/n_B = 1400/K . \quad (K \text{ in MeV})$$

Secondo caso. -

Ci interessa il rapporto tra il numero di fotoni emessi per annichilazione ed il numero di fotoni emessi di energia superiore ad una energia assegnata ϵ . In questo caso si ha:

$$n_B = t \ln(E/\epsilon) ,$$

e quindi per il rapporto segnale fondo:

$$n_A/n_B = 27.4 / (K \ln(E/\epsilon)) .$$

Tanto per fissare le idee supponiamo di effettuare una esperienza di fotodisintegrazione nucleare per una energia di fotoni di 200 MeV e supponiamo che il fondo sia costituito da tutti gli altri processi di fotodisintegrazione possibili. In questo caso possiamo prendere:

$$\epsilon = 15 \text{ MeV}$$

$$K = 200 \text{ MeV}$$

da cui :

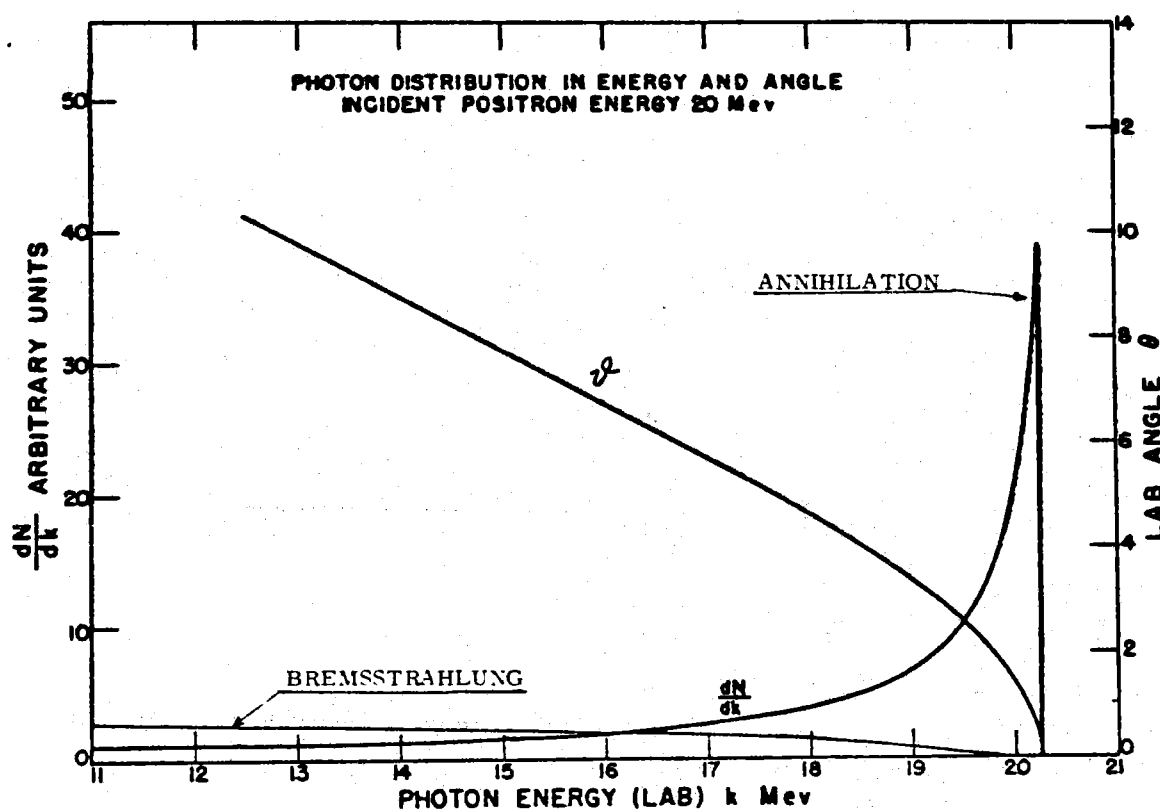
$$n_A/n_B = 27.4/520 = 0.05 .$$

Se usiamo altri materiali invece di idrogeno la situazione è leggermente peggiore di quella indicata. Il numero di fotoni di annichilazione per

nucleo cresce come Z mentre i fotoni di bremsstrahlung crescono come $Z(Z+1)$. Pertanto il rapporto segnale fondo è inversamente proporzionale a $(Z+1)/2$. Normalizzando il rapporto segnale fondo ad 1 per l'idrogeno, otteniamo per i vari materiali la seguente tabella:

Materiale	Z	Fondo (Z) Fondo (H)
Idrogeno	H	1
Idruro di Litio	LiH	1.5
Litio	Li	2

Nei calcoli precedenti abbiamo assunto che i fotoni di annichilazione emessi siano monocromatici ed emessi tutti in avanti. Questo è vero solamente nel limite ultrarelativistico. Per energie dei positroni dell'ordine di qualche decina di MeV questa approssimazione non è più molto valida. Si deve tuttavia tenere presente che trattandosi di un processo a due corpi ad ogni angolo di emissione del fotone corrisponderà una ben determinata energia. I fotoni di massima energia saranno ovviamente emessi in avanti. Pertanto ci si può sempre riportare al caso dei fotoni monocromatici con opportune collimazioni quando ciò sia compatibile con la divergenza angolare del fascio incidente. Il caso generale è stato studiato da Penner⁽¹⁾ il quale presenta un grafico dei risultati per positroni di 20 MeV. In questo grafico, riprodotto nella figura, sono riportati lo spettro dei fotoni di annichilazione e



4.

il rispettivo angolo di emissione. Se si usa un collimatore che accetta un certo angolo intorno alla direzione iniziale vediamo, usando la curva a tratto continuo indicata con ϑ , quale sia l'energia emessa a quel dato angolo e di poi introdurremo nella curva a tratto continuo indicata con dN/dk un taglio in corrispondenza di quella energia. Lo spettro di fotoni di annichilazione sarà pertanto quello indicato alla destra del nostro taglio e zero alla sua sinistra. Per ottenere lo spettro totale dei fotoni dobbiamo aggiungere a questo spettro quello di bremsstrahlung.

Sulla stessa figura ho presentato con una linea lo spettro di bremsstrahlung che sarebbe emesso nel bersaglio in cui avviene l'annichilazione nella ipotesi che non vi sia collimazione. Per un bersaglio di idrogeno i due spettri sono espressi nelle stesse unità e sono direttamente confrontabili. Per altri materiali lo spettro di bremsstrahlung cresce relativamente a quello di annichilazione per un fattore

$$(Z + 1)/2 .$$

Conclusione. -

In conclusione possiamo dire che il fascio di annichilazione può presentare un notevole interesse per quegli esperimenti in cui il rivelatore sia sensibile solamente a fotoni emessi in una ristretta banda di energia. Nel caso che il rivelatore sia sensibile a fotoni di energia superiore ad una data soglia sembra che l'utilità sia limitata a fotoni di alcune decine di MeV.

(1) - S. Penner, Production of monoenergetic photon beams by positron annihilation in flight, September 1958.