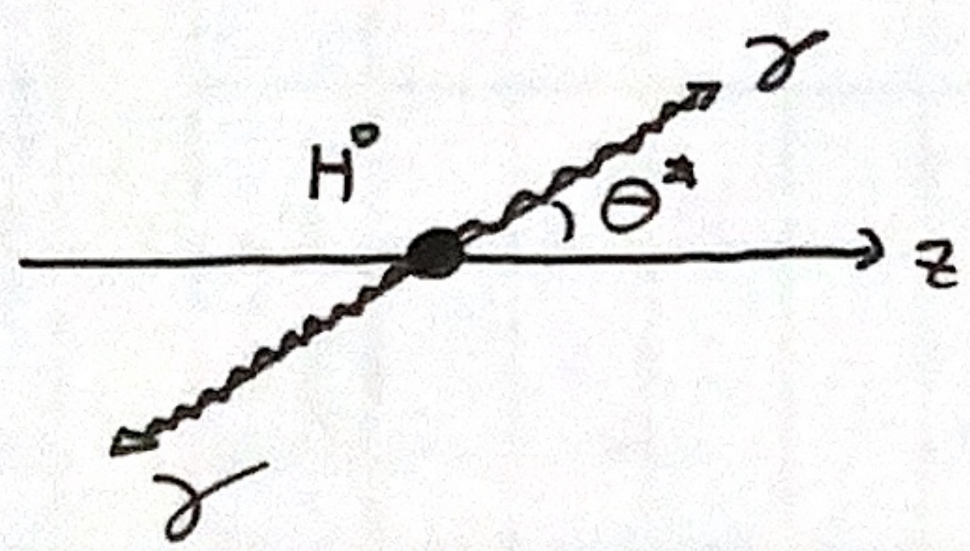
PARTICELLE ELEMENTARI 1

ESERCITAZIONI

$\boxed{\text{FOGLIO 1}}$

PARTICELLE 1 [E1 - 13032026] **CINEMATICA RELATIVISTICA**

1) a) NEL SR DEL CM: $H^0 \to \gamma\gamma$ (UTILIZZEREMO $\hbar = c = 1$)



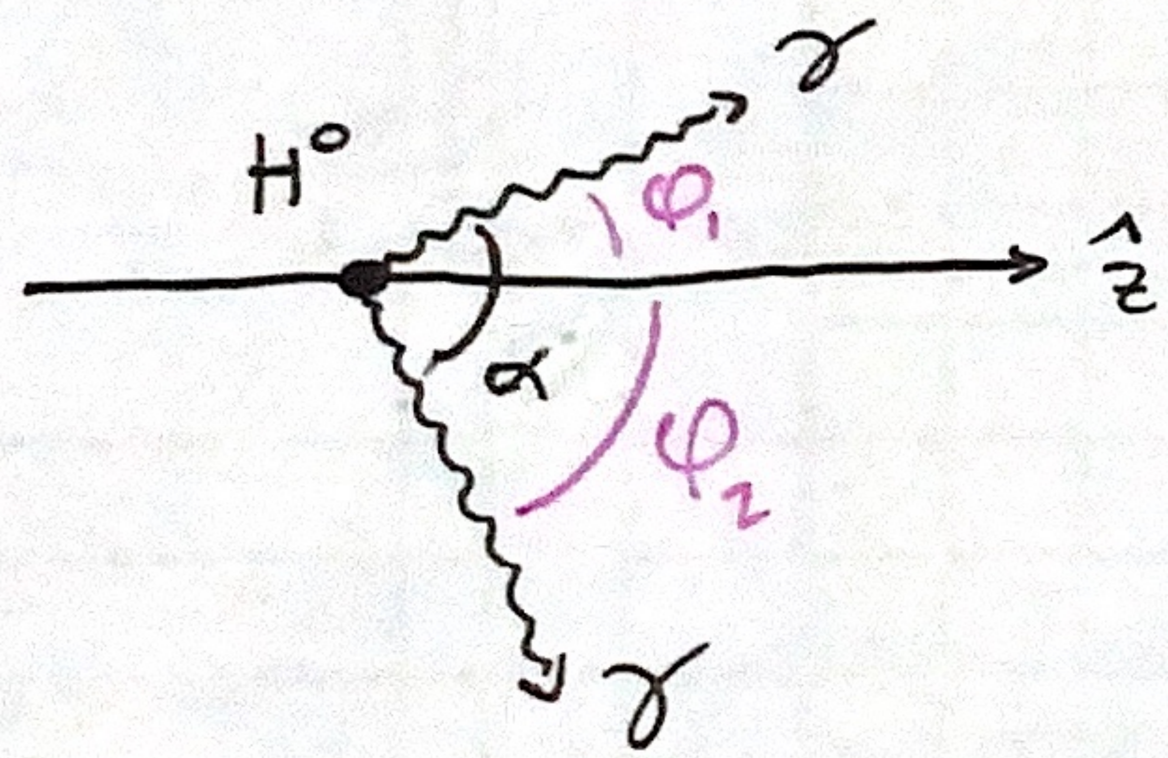
($\theta^* \longrightarrow *$ PERCHÈ IN CM)

$$p_H^* = (m_H, \vec{0})$$

ABBIAMO $|\vec{p}_1^{\,*}| = |\vec{p}_2^{\,*}|$ E VISTO CHE $m_\gamma = 0 \Rightarrow E_1^* = E_2^*$

PER LA CONSERVAZIONE DELL'ENERGIA ABBIAMO $m_H = E_1^* + E_2^* \Rightarrow E^* = E_1^* = E_2^* = \frac{m_H}{2}$

NEL LAB → ORA H^0 SI MUOVE DUNQUE $p_H = (E_H, \vec{p}_H)$



FACCIAMO LA TL PER CM → LAB (LUNGO UN ASSE z)

$$E_{1,2} = \gamma^*\left(E^*_{1,2} + \beta^* p^{z*}_{1,2}\right)$$ (EQUAZIONI PER 1 E 2)

[BOOST: SEGNO + SE TL DA SR FERMO IN SR IN MOVIMENTO, SE NO SEGNO −

CON $p_{1,2}$ SOLO LUNGO z POICHÈ IL BOOST LO FACCIAMO LUNGO QUELLA DIREZIONE

$$p^{z*}_{1,2} = \pm E^*_{1,2} \cos\theta^*$$ (DA PRIMA SR CM)

ESSENDO SOLO H NEL SR CM È FACILE RICAVARE γ^* E β^*

IN CUI ABBIAMO: (VEDENDO COME IL SR DEL CM SI MUOVE RISPETTO LAB)

$$\beta^* = \frac{p_H}{E_H} = \frac{p_H}{\sqrt{p_H^2 + m_H^2}} = \frac{1}{\sqrt{2}}$$ ($m_H = p_H$ NEL NOSTRO CASO)

$$\gamma^* = \frac{E_H}{m_H} = \frac{\sqrt{m_H^2 + p_H^2}}{m_H} = \sqrt{2}$$

SCRIVIAMO QUINDI IL BOOST COME:

$$E_{1,2} = \gamma^* \left(E^*_{1,2} + \beta^* p^{z*}_{1,2}\right) = \gamma^* E^*_{1,2}\left(1 \pm \beta^* \cos\theta^*\right)$$
$$= \frac{E_H}{2}\left(1 \pm \beta^* \cos\theta^*\right)$$

POSSIAMO VALUTARE IL PRIMO PUNTO: → PER TROVARE MINIMO E MASSIMO POSSIAMO SOLO GIOCARE CON $\cos\theta^*$

$$E_{min} = \frac{E_H}{2}\left(1 - \beta^*\right) = 25{,}9 \text{ GeV} \; ; \quad E_{MAX} = \frac{E_H}{2}\left(1 + \beta^*\right) = 150{,}9 \text{ GeV}$$

E TROVARE LA DISTRIBUZIONE (SPETTRO DI ENERGIE)

$$\frac{dN}{dE_1} = \frac{dN}{d\cos\theta^*}\,\frac{d\cos\theta^*}{dE_1} = \frac{dN/d\cos\theta^*}{dE_1/d\cos\theta^*} \quad \text{CON} \quad \frac{dE_1}{d\cos\theta^*} = \frac{E_H \beta^*}{2} = \text{COSTANTE}$$

$$\frac{d}{d\cos\theta^*}\left(\frac{E_H}{2}\left(1 + \beta^* \cos\theta^*\right)\right)$$

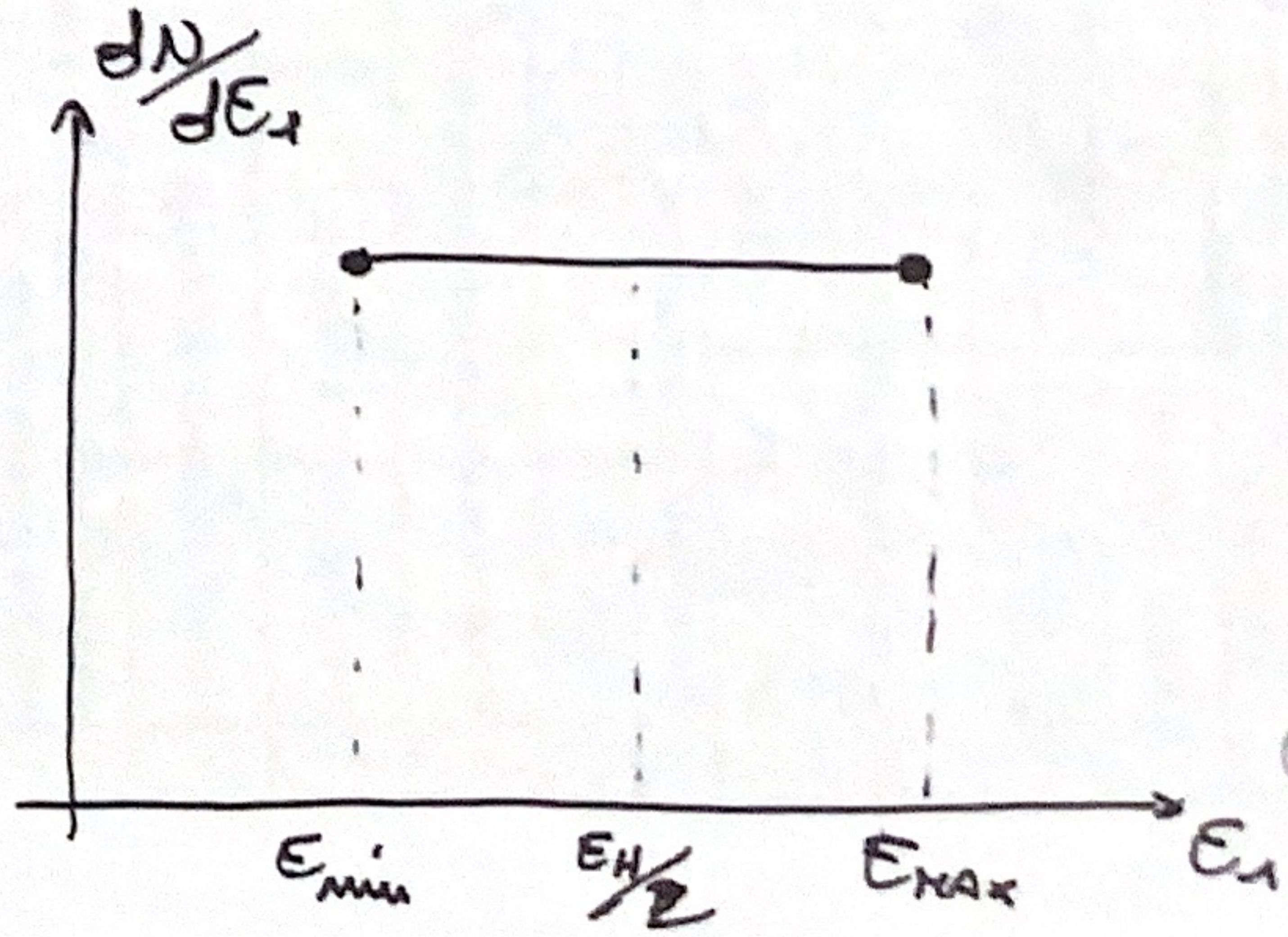
DOBBIAMO CONOSCERE COME GLI EVENTI SI DISTRIBUISCONO IN FUNZIONE DI $\cos\theta^*$ → OSSIA VOGLIAMO VEDERE LA PROBABILITÀ DI UN $\cos\theta^*$ VICINO O LONTANO DA 0.

PERÒ SICURAMENTE:

$$\frac{dN}{dE_1} = (\text{COST.}) \times (\text{COST.})$$

POICHÈ H HA SPIN = 0, DUNQUE NON C'È MOMENTO ANGOLARE E NON C'È PREFERENZA DI VALORI DI $\cos\theta^*$ (ELEMENTO DI VOLUME DELLE COORDINATE SFERICHE EQUIPROBABILE PER TUTTI I VALORI.

SE DISEGNAMO:



SAPPIAMO CHE dN/dE_1 SARÀ COMPLEMENTARE, VISTO CHE PER OGNI VALORE DI E_1, E_2 LA SOMMA DEVE DARE E_H.

b

POTREMMO SCRIVERE $\alpha = \varphi_1 + \varphi_2$ E FACENDO DELLE TRASFORMAZIONI GENERICHE TROVARE φ_1 E φ_2 DEI 2 FOTONI,

MA È MOLTO LUNGO E NON NE VALE LA PENA.

CONVIENE USARE LA VARIABILE s DI MANDELSTAM:

$$s_i = s_f \quad , \quad \underbrace{s^*}_{CM} = \underbrace{s}_{LAB}$$

(ESSENDO UN INVARIANTE DI LORENTZ)

MA ANCHE LA PROPRIETÀ, ESSENDO COLLEGATA AD E_{cm}, DI CONSERVARSI.

POSSIAMO QUINDI CERCARE:

$$s_i^* = s_f \quad : \quad m_H^2 = (p_{\gamma_1} + p_{\gamma_2})^2$$

$$= \underbrace{\cancel{p_{\gamma_1}^2}}_{=0} + \underbrace{\cancel{p_{\gamma_2}^2}}_{=0} + 2(E_1 E_2 - |\vec{p}_1||\vec{p}_2|\cos\alpha)$$

$$= 2E_1E_2(1-\cos\alpha)$$

$$= 4E_1E_2 \sin^2\frac{\alpha}{2} \quad \Rightarrow \quad \sin^2\frac{\alpha}{2} = \frac{m_H^2}{4E_1E_2}$$

$$= \frac{m_H^2}{E_H^2(1+\beta^*\cos\theta^*)(1-\beta^*\cos\theta^*)}$$

$$= \frac{m_H^2}{E_H^2(1-(\beta^*\cos\theta^*)^2)}$$

RICORDANDO $\gamma^* = \frac{E_H}{m_H}$ $\Rightarrow$ $\sin^2\frac{\alpha}{2} = \frac{1}{\gamma^{*2}(1-\beta^{*2}\cos^2\theta^*)}$

CERCHIAMO L'ANGOLO DI APERTURA MINIMO E MASSIMO:

⊕ $$\sin^2\left(\frac{\alpha_{MAX}}{2}\right) = \frac{1}{\gamma^{*2}(1-\beta^{*2})} = 1 \Rightarrow \alpha_{MAX} = \pi$$

$\cos^2\theta^* = 1$
$(\theta^* = 0, \pi)$

RELAZIONE TRA γ E β ⇝ INDIPENDENTEMENTE DAI NOSTRI VALORI DI γ^* E β^*.

È IL CASO PARTICOLARE PER CUI I 2γ SONO EMESSI LUNGO LA DIREZIONE $\hat{z}$ (L'ALTRO CASO È $\alpha = 0$)

⊕ $$\sin^2\left(\frac{\alpha_{min}}{2}\right) = \frac{1}{\gamma^{*2}} = \frac{1}{2} \Rightarrow \frac{\alpha_{min}}{2} = \frac{\pi}{4} \Rightarrow \alpha_{min} = \pi/2$$

$\cos^2\theta^* = 0$
$\theta^* = \pi/2$

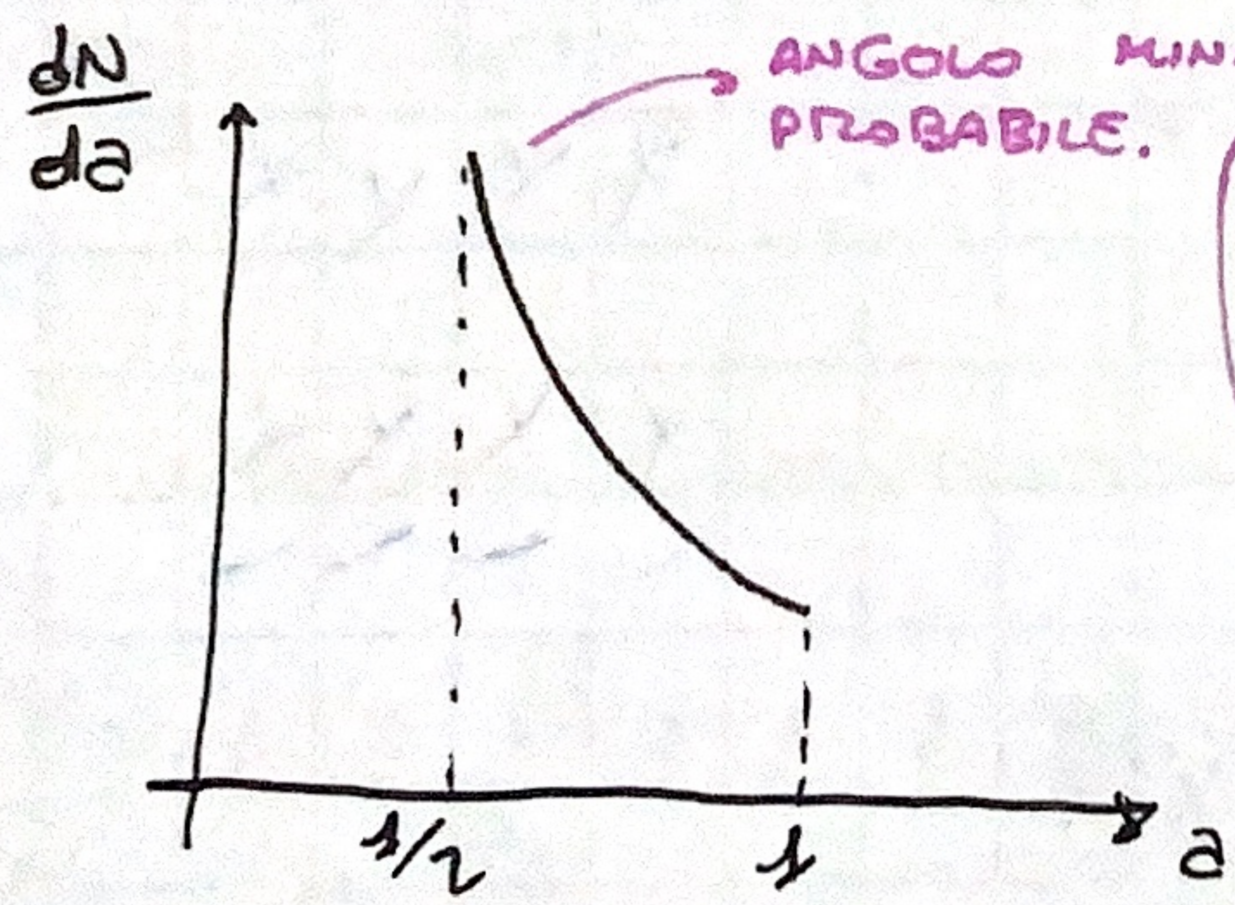
→ LUI NON È GENERICO PER QUALSIASI γ^*, MA DIPENDE DALLA SCELTA DEL PROBLEMA.

QUESTA RELAZIONE È GENERALE, E POSSIAMO SPECIFICARLA METTENDO IL NOSTRO DATO.

PONENDO $a = \sin^2\frac{\alpha}{2}$ VEDIAMO:

$$\frac{dN}{da} = \frac{dN}{d\cos\theta^*}\,\frac{d\cos\theta^*}{da} = \frac{dN/d\cos\theta^*}{da/d\cos\theta^*} = (\text{COSTANTE}) \Big/ \frac{(-2\beta^{*2}\cos^2\theta^*)}{[\gamma^{*2}(1-\beta^{*2}\cos^2\theta^*)]^2}$$

DISEGNANDO:



→ ANGOLO MINIMO È PIÙ PROBABILE.

(→ I VALORI DI θ^* INTERMEDI TRA θ^*_{min} E θ^*_{MAX} DANNO CONTRIBUTI PIÙ VICINI A θ^*_{min}.)

NON ABBIAMO PIÙ UNA DISTRIBUZIONE COSTANTE

IN PARTICOLARE, $[\gamma^{*2}(1-\beta^{*2}\cos^2\theta^*)]^2$ È UNA FUNZIONE LIMITATA TRA γ^{*2} E $\gamma^{*2}(1-\beta^*)^2$, ED È IN NOSTRO PEZZO A NUMERATORE. PERÒ $(-2\beta^{*2}\cos^2\theta^*)$ CHE STA A DENOMINATORE PORTA AD UNA "DIVERGENZA" QUANDO $\cos\theta^* = 0$ (MINIMO).

(2) $e^+ e^- \longrightarrow \phi \to K^+ K^-$

$m_\phi = 1.020$ GeV $\qquad m_K = 0.495$ GeV

a

1. CM $\quad |p_+^*| = |p_-^*| \qquad E_+^* = E_-^* = \frac{m_\phi}{2} \approx 510$ MeV

2. LAB $\to \vec{p}_- = 0$

USIAMO DI NUOVO S: $\quad s_f^* = s_i$

$$m_\phi^2 = (p_+ + p_-)^2$$
$$= m_e^2 + m_e^2 + 2(E_+ E_- - \vec{p}_+ \cdot \vec{p}_-)$$
$$= 2m_e^2 + 2m_e E_+$$

$$\Rightarrow E_+ = \frac{m_\phi^2 - 2m_e^2}{2m_e} \sim \frac{m_\phi^2}{2m_e} \sim 10^6 \text{ MeV}$$

$m_e \sim 0.5$ MeV

DUNQUE VEDIAMO CHE LA SITUAZIONE 1 RICHIEDE MENO ENERGIA PER ESSERE REALIZZATA. POTEVAMO ASPETTARCI CHE FAR COLLIDERE DUE FASCI IN MOVIMENTO È PIÙ CONVENIENTE CHE AVERE UN BERSAGLIO FISSO. IL LABORATORIO DI FRASCATI È STATO COSTRUITO CON IL METODO 1.

b

PER GLI ALTRI PUNTI PRENDIAMO 2. → FACENDO FINTA SIA CONVENIENTE

$E_\phi = E_+ + m_e \sim E_+$ (CONSERVAZIONE DELL'ENERGIA)

$$\beta = \frac{\sqrt{E_\phi^2 - m_\phi^2}}{E_\phi} \sim 1 \sim 0.999$$

→ m_ϕ TRASCURABILE

(5)

$\Leftarrow$ FACCIAMO LA TRASFORMAZIONE DI LORENTZ:

$$E_{K_1} = \gamma_\phi \left(E^*_{K_1} + \beta_\phi p_1^{z*} \right)$$

IN CUI ABBIAMO $\gamma_\phi = \frac{E_\phi}{m_\phi} \sim 1000$

PER I MOTIVI DEL PROBLEMA 1

$$E_{K_1} = \gamma_\phi \left(\frac{m_\phi}{2} + p_1^* \cos\theta^* \right) \quad ; \quad p_1^* = \sqrt{\frac{m_\phi^2}{4} - m_K^2}$$

$= \sqrt{E^{*2} - m^2}$

~ 636 GeV

SE VOGLIAMO IL MASSIMO PRENDIAMO $\cos\theta^* = 1$

E VEDIAMO CHE $E_{K_1} < E_\phi$, POICHÈ VEDIAMO CHE p_1 È MOLTO PICCOLO.

CIOÈ, NELLO STATO INIZIALE AVEVAMO CHE UNA DELLE DUE PARTICELLE AVEVA TUTTO L'IMPULSO, MENTRE LA SECONDA ERA ADDIRITTURA FERMA; DOPO IL DECADIMENTO DI ϕ ABBIAMO CHE IL K HA ENERGIA MASSIMA MINORE DI QUELLA DELLA ϕ, OSSIA UNA SITUAZIONE DIVERSA RISPETTO LO STATO INIZIALE. CIÒ È DOVUTO ALLE MASSE; INFATTI, NELLO STATO INIZIALE AVEVAMO MASSE TRASCURABILI RISPETTO QUELLA DI ϕ, MENTRE IN QUELLO FINALE MENO CHE MAI, ANZÌ LA MASSA È APPENA SUFFICIENTE A PRODURLI.

UNA DELLE DUE SI PRENDEVA TUTTA L'ENERGIA E L'ALTRA NESSUNA.

MOTIVO PER CUI VENGONO PRODOTTI I K QUASI FERMI (p_1^* MOLTO PICCOLO)

$m_\phi \sim 1000$ MeV

E $m_K \sim 500$ MeV

IN QUESTO PROBLEMA PRENDIAMO LE UNITÀ STANDARD E DUNQUE $c = 3 \cdot 10^8 \, m/s$.

3) PER PRODURRE ν SFRUTTIAMO $\pi^+, K^+ \to \mu^+ \nu_\mu$, MA SE ACCELERIAMO MOLTO LE PARTICELLE INIZIALI, $p = 200$ GeV $\gg$ LE MASSE, ALLORA IL DECADIMENTO PRODUCE μ^+ E ν_μ, GRAZIE AL BOOST FORTISSIMO, SOSTANZIALMENTE LUNGO LA DIREZIONE DEL BOOST STESSO. (DUNQUE DEL π O K).

a) ABBIAMO LA DISTANZA $d = \gamma(d^* + \beta c t^*)$.

NEL CM È UN DECADIMENTO A DUE CORPI.

$$\begin{matrix} \pi^+ \\ K^+ \end{matrix} \to \mu^+ \nu_\mu$$

$\Rightarrow d^* = 0$ E QUINDI

π^+ (O K^+) NEL SR CM SONO FERMI

$$d = \gamma\beta c t^* \quad \text{CON} \quad \gamma\beta = \frac{E_{\pi,K}}{m_{\pi,K}} \frac{p_{\pi,K}}{E_{\pi,K}} = \frac{p_{\pi,K}}{m_{\pi,K}}$$

DA QUESTO STATO POI IL μ DECADE E NOI RIMANIAMO SOLO CON IL ν NELLA DIREZIONE CHE CI INTERESSA.

VALUTANDO IL CAMMINO MEDIO

$$\langle d \rangle = \gamma\beta c \underbrace{\tau}_{\text{VITA MEDIA}} = \begin{cases} \pi: & (\gamma\beta)_\pi c \tau_\pi = 11,2 \text{ km} \\ K: & (\gamma\beta)_K c \tau_K = 1,5 \text{ km} \end{cases}$$

$\tau \to \langle t^* \rangle$

$\langle d \rangle \to$ CAMMINO PRIMA DI DECADERE

NEL SISTEMA PROPRIO SAPPIAMO, DOPO UN t^*:

$$N_{\pi,\text{RIMASTI}}(t^*) = N_\pi e^{-t^*/\tau}$$

(LEGGE DEL DECADIMENTO RADIATTIVO)

$$\frac{N_{DEC}(t^*)}{N} = 1 - e^{-t^*/\tau} \to \text{PRENDO } \bar{t}^* \text{ CON } 1 \text{ km} = d = L$$

$$\Rightarrow \bar{t}^* = \frac{L}{\beta\gamma c}$$

DUNQUE:

$$\frac{N_{DEC}(\bar{t}^*)}{N_\pi} = 1 - e^{-L/(\beta\gamma)_\pi c \tau_\pi}$$

$\to$ A DENOMINATORE ABBIAMO PROPRIO $\langle d \rangle$.

DUNQUE, A FISSATA LUNGHEZZA L DEL TUBO A VUOTO OTTENIAMO RISULTATI DIVERSI A SECONDA DI $\langle d \rangle$.

LO POSSIAMO ANCHE FARE PER K ANALOGO, E OTTENERE COMPLESSIVAMENTE:

$$\frac{N_{DEC}(\bar{E}^*)}{N_{\pi,K}} = \begin{cases} \pi & 8,5\ \% \\ K & 51,4\ \% \end{cases}$$

SAREMMO TENTATI DI DIRE CHE CONVIENE UTILIZZARE SOLO K, MA C'È DA CONSIDERARE CHE, NONOSTANTE IL 51,4 % DI DECADIMENTI AVVENGA ENTRO 1 km, NON TUTTI I DECADIMENTI DI K PRODUCONO $\mu^+ \nu_\mu$.

K HA ANCHE ALTRI DECADIMENTI POSSIBILI

4) E_{SOGLIA} = ENERGIA MINIMA PER UN DATO PROCESSO.

a) $p\gamma \to p\pi^0$ USIAMO LA VARIABILE DI MANDELSTAM.

$$s_i = s_f^* \quad : \quad (p_{p_i} + p_\gamma)^2 = (p_{p_f}^* + p_{\pi^0}^*)^2$$

PER DEFINIZIONE DI SR DEL CM E CONSERVAZIONE MOMENTO.

ABBIAMO SEMPRE $\vec{p}_{p_f}^{\,*} = -\vec{p}_{\pi^0}^{\,*}$ MA LA SCELTA MINIMA (CHE È FISICAMENTE POSSIBILE) È : $\vec{p}_{p_f}^{\,*} = -\vec{p}_{\pi^0}^{\,*} = 0 \Rightarrow$ SCELTA SOGLIA

IN QUESTO MODO PRODUCIAMO SOLO LE MASSE E NON SPRECHIAMO ENERGIA PER PRODURRE PARTICELLE NELLO STATO FINALE IN MOVIMENTO.

COSÌ :

$$(p_{p_i} + p_\gamma)^2 = (m_p + m_{\pi^0})^2$$

SOGLIA

$$\cancel{m_p^2} + 2\left(\bar{E}_p E_\gamma - |\vec{p}_p||\vec{p}_\gamma| \cos\alpha\right) = \cancel{m_p^2} + 2 m_p m_{\pi^0} + m_{\pi^0}^2$$

POSSIAMO DIRE $\bar{E}_p E_\gamma \sim |\vec{p}_p||\vec{p}_\gamma|$ POICHÈ SIAMO AD ALTE ENERGIE (PER IL γ VALE SEMPRE)

DUNQUE

$$2\bar{E}_p E_\gamma (1-\cos\alpha) = 2 m_p m_{\pi^0} + m_{\pi^0}^2$$

$$\bar{E}_p = \frac{2 m_p m_{\pi^0} + m_{\pi^0}^2}{2E_\gamma(1-\cos\alpha)}$$ → DOBBIAMO FISSARE LE VARIABILI PER OTTENERE QUALCOSA.

GUARDIAMO $E_\gamma \to \langle E_\gamma \rangle = 2,822\, k_B T \sim 0,66\ meV$

$$\bar{E}_p = \frac{2 m_p m_{\pi^0} + m_\pi^2}{2\langle E_\gamma \rangle (1-\cos\alpha)}$$

E PER $(1-\cos\alpha)$ VOGLIAMO IL CASO CHE RENDE IL DEN. MASSIMO POSSIBILE $\Rightarrow$ MINIMO DI $(1-\cos\alpha) \Rightarrow \alpha = \pi$

$$\bar{E}_p = \frac{2 m_p m_{\pi^0} + m_\pi^2}{4\langle E_\gamma \rangle} = 1,06 \cdot 10^{20}\ eV$$

6 SFRUTTANDO CHE IL PROCESSO AVVENGA A SOGLIA:

$$E_{p_i} + \underbrace{\cancel{\langle E_\gamma \rangle}}_{\text{TRASCURABILE A SOGLIA}} = \underbrace{E_{p_f} + E_{\pi^0}}_{p_f \text{ E } \pi^0 \text{ A SOGLIA NON SI MUOVONO NEL CM}}$$ (CONSERVAZIONE DELL'ENERGIA)

→ $p_{p_f}^* = p_{\pi^0}^* = 0$

$$\Rightarrow \bar{E}_{p_i} = \gamma^* (m_p + m_{\pi^0})$$

→ TRASFORMAZIONE DI LORENTZ

CI INTERESSA:

$$\frac{\bar{E}_{p_i} - \bar{E}_{p_f}}{\bar{E}_{p_i}} = 1 - \frac{\bar{E}_{p_f}}{\bar{E}_{p_i}} = 1 - \frac{\gamma^* m_p}{\gamma^*(m_p + m_{\pi^0})} = \frac{m_{\pi^0}}{m_p + m_{\pi^0}} \simeq 13\%$$

C ABBIAMO IL CAMMINO PRIMA DI INTERAGIRE:

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma}$$

MA CI SERVE IL # DI γ PER UNITÀ DI VOLUME. A QUELLA ENERGIA. IN UN CASO GENERICO, IL # DI ATOMI (MASSIVI) PER UNITÀ DI VOLUME È:

$$n = \frac{\rho N_A}{A}$$

MENTRE SAPPIAMO CHE PER I FOTONI ABBIAMO LA DISTRIBUZIONE DI PLANK:

$$n(E_\gamma, T) = \frac{8\pi}{(hc)^3} \frac{E_\gamma^2}{e^{E_\gamma/kT} - 1}$$

È IL # DI γ PER UNITÀ DI VOLUME E DI ENERGIA.

PER TROVARE n DOBBIAMO INTEGRARE:

$$a = \frac{E_\gamma}{kT}$$

$$n = \int n(E_\gamma, T)\, dE_\gamma = \frac{8\pi}{(hc)^3} \int_0^\infty dE_\gamma \frac{E_\gamma^2}{e^{E_\gamma/kT} - 1} = 8\pi \int_0^\infty \left(\frac{kT}{hc}\right)^3 \frac{a^2}{e^a - 1}\, da$$

$$\simeq 8\pi \left(\frac{kT}{hc}\right)^3 \cdot 2{,}40$$

$$\simeq 400\ \gamma/cm^3$$

E SE $\sigma \sim 100\,\mu b$ ABBIAMO CHE:
$(10^{-28}\,cm^2)$

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma} \simeq 2.5 \cdot 10^{20}\ Km.$$

QUESTO È MAGGIORE DELLE DIMENSIONI DELLA VIA LATTEA. PER CUI SE OSSERVIAMO UN p CON $E \sim 10^{20}\ eV$, ALLORA (NON CONOSCENDO SORGENTI DI TALI PROTONI NELLA MW) VUOL DIRE CHE ESSO VIENE DA FUORI. PERÒ PERCORRENDO PIÙ DI 1 CAMMINO MEDIO DOVREBBE (IN MEDIA) DECADERE NEL π^0 PRIMA DI ARRIVARE A NOI. ESPERIMENTI HANNO MOSTRATO CHE CI ARRIVANO PROTONI CON ENERGIA SUPERIORE E HANNO RISOLTO IL PROBLEMA.

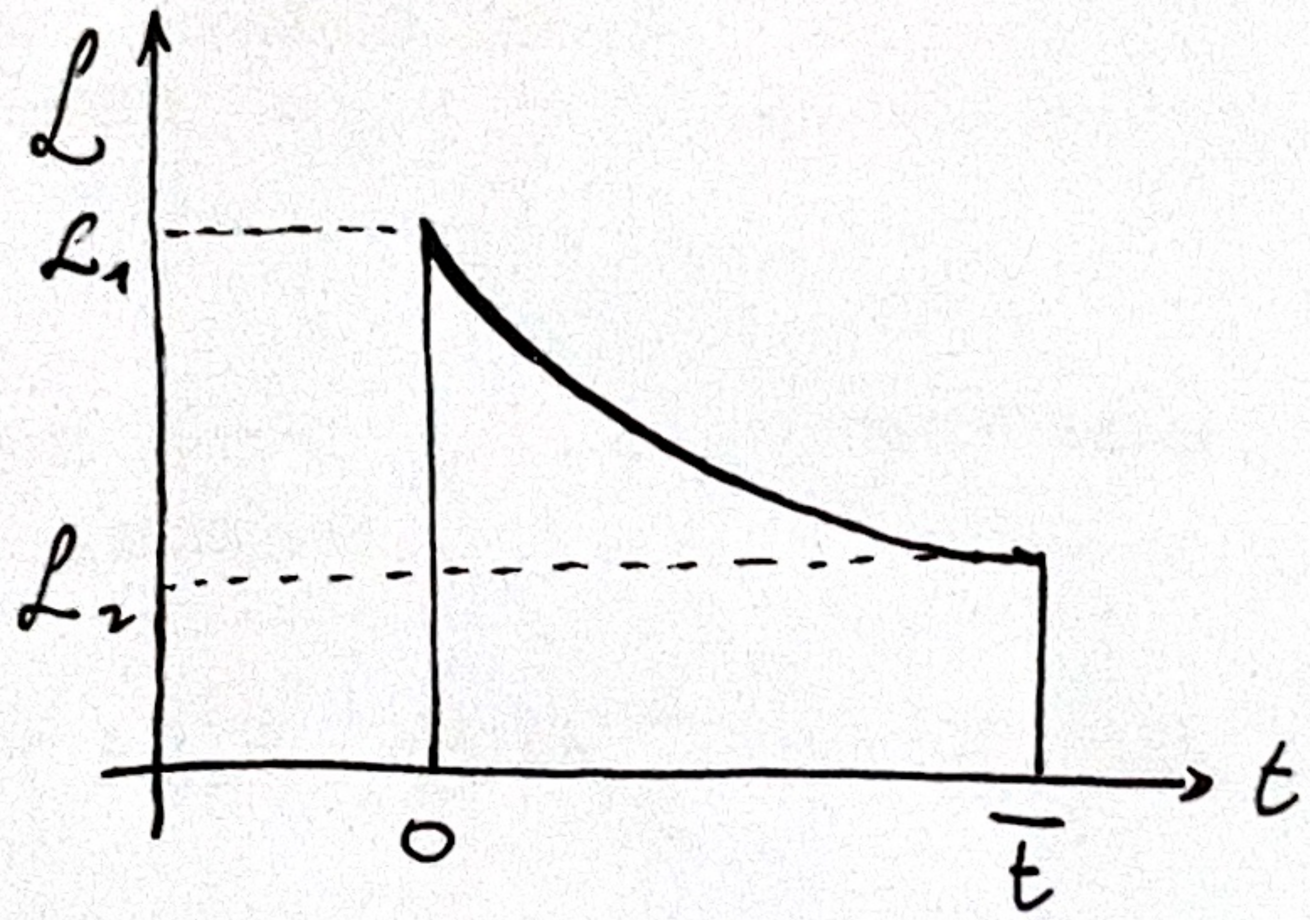
5

$$\mathcal{L}_1 = 2.2 \cdot 10^{32}\ Hz/cm^2$$

$$\mathcal{L}_2 = 0.7 \cdot 10^{32}\ Hz/cm^2$$

$$\bar{t} = 6h$$

PER CUI ABBIAMO:



$\underline{\underline{a}}$ ABBIAMO CHIARAMENTE:

$$\mathcal{L}_{INT} = \int_0^{\bar{t}} \mathcal{L}\, dt = \mathcal{L}_1 \int_0^{\bar{t}} dt\, e^{-t/\tau} = \mathcal{L}_1 \tau (1 - e^{-\bar{t}/\tau})$$

$$\mathcal{L}(t) = \mathcal{L}_1 e^{-t/\tau}$$

MA NOI CONOSCIAMO $\mathcal{L}_2 = \mathcal{L}(\bar{t}) = \mathcal{L}_1 e^{-\bar{t}/\tau} \Rightarrow \tau = \dfrac{\bar{t}}{\ln\left(\frac{\mathcal{L}_1}{\mathcal{L}_2}\right)} \sim 18860\,s$

COSÌ POSSIAMO CALCOLARE: $\mathcal{L}_{INT} \sim 2.82 \cdot 10^{36}\ cm^{-2} = 2.82\ pb^{-1}.$

b SAPENDO CHE:

$$\dot{N} = \frac{dN}{dt} = \mathcal{L}\sigma$$

CHE SE INTEGRATA IN t CI DÀ:

$$\langle N \rangle = \mathcal{L}_{INT}\,\sigma \sim 14,1$$

NUMERO MEDIO MISURATO NEGLI ESPERIMENTI (CON INCERTEZZA POISSONIANA)

c W^+ E W^- HANNO LO STESSO B. GUARDIAMO PRIMA IL DECADIMENTO IN LEPTONI:

$$\langle N_{ee} \rangle = \langle N \rangle BF_{ee}^2 = 1.53$$

E PER GLI ADRONI SARÀ:

$$\langle N_{hh} \rangle = \langle N \rangle BF_{hh}^2 = 6.24$$

IL DECADIMENTO COMBINATO SARÀ:

$$\langle N_{eh} \rangle = 2\langle N \rangle BF_e\, BF_h \simeq 6.33.$$

DOVUTO AL FATTO CHE SIA W^+ CHE W^- POSSONO REALIZZARE LO STESSO DECADIMENTO.

LA SOMMA DELLE 3 OVVIAMENTE DEVONO DARE $\langle N \rangle$

d ABBIAMO LA PROBABILITÀ DI UN DECADIMENTO LEPTONICO:

$$P(0\ \langle N_{ee}\rangle) = e^{-\langle N_{ee}\rangle} = 21,7\ \%$$

DISTRIBUZIONE POISSONIANA

E PER TROVARE IL PUNTO DELL'ESERCIZIO:

$$1 - P(0 \mid \langle N_{ee}\rangle + \langle N_{eh}\rangle) = 1 - e^{-(\langle N_{ee}\rangle + \langle N_{eh}\rangle)} \simeq 100\%.$$

CIOÈ GUARDIAMO LA CONDIZIONE OPPOSTA PER TROVARE LA RICHIESTA.

NOTA NON È STRANO PARLARE DI PROBABILITÀ DI NON VEDERE e, PIUTTOSTO CHE VEDERE h, POICHÈ NEI RIVELATORI È FACILE RIVELARE LEPTONI AL CONTRARIO DEGLI ADRONI.