

CBPF - CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

Rio de Janeiro

Monografia

CBPF-MO-007/85

NOÇÕES BÁSICAS SOBRE FÍSICA DE PARTÍCULAS

por

Anna Maria F. Endler e Sandra F. Amato

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas - CBPF/CNPq
Rua Dr. Xavier Sigaud, 150
22290 - Rio de Janeiro, RJ - Brasil



CNPq - Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico

SUMÁRIO

Prefácio.....	<i>i-ii</i>
Introdução.....	<i>iii-iv</i>
Capítulo 1: CONCEITOS BÁSICOS.....	1
1.1 <u>Hipótese de Yukawa sobre as forças nucleares.....</u>	1-4
1.2 <u>Descoberta e produção de mésons π.....</u>	4-9
1.3 <u>Partículas estranhas.....</u>	9-13
1.4 <u>Tipos de interações.....</u>	13-6
1.5 <u>Ressonâncias bariônicas e mesônicas.....</u>	16-22
1.6 <u>Classificação e constituição das partículas.....</u>	22
1.6.1 Classificação das partículas.....	22-3
1.6.2 Constituintes básicos: léptons, quarks e bósons de gauge.....	24-9
1.7 <u>Regras de conservação.....</u>	30
1.7.1 Número bariônico.....	30-1
1.7.2 Número leptônico.....	31
1.7.3 Conservação da estranheza e charm.....	32-4
1.8 <u>Leis de conservação e princípios de simetria.....</u>	34-5
1.8.1 Paridade.....	35-8
1.8.2 Paridade intrínseca.....	38-40
1.8.3 Conjugação de carga.....	41-4
1.8.4 Spin isotópico.....	45-55
1.8.5 Paridade G.....	56-8
1.8.6 Reversão no tempo - Teorema CPT.....	58-60
1.8.7 Transformação de Poincaré.....	60-5
1.9 <u>Aceleradores.....</u>	66-77
1.10 <u>Detetores.....</u>	77-81
1.10.1 Detetores visuais.....	81-7
1.10.2 Detetores eletrônicos.....	87-90
1.10.3 Espectrômetro.....	90-1

<u>Capítulo 2: ANÁLISE DE INTERAÇÕES OCORRIDAS EM CÂMARA DE BOLHA</u>	92
2.1 <u>Manipulação dos dados</u>	92-3
2.2 <u>Análise das fotografias</u>	93
2.2.1 Reconstrução geométrica.....	93-5
2.2.2 Aumento da projeção.....	95-7
2.2.3 Deslocamento estéreo.....	97-8
2.3 <u>Determinação do momento</u>	98
2.3.1 Raio de curvatura.....	98-9
2.3.2 Alcance.....	100-02
2.4 <u>Análise cinemática</u>	102-05
LEITURA ACONSELHADA.....	105-06
RESOLUÇÕES DOS EXERCÍCIOS.....	107-11
<u>Prática 1: IDENTIFICAÇÃO DE ELÉTRONS</u>	112-3
<u>Prática 2: IDENTIFICAÇÃO DE INTERAÇÕES</u>	114-5
<u>Prática 3: IDENTIFICAÇÃO DE DECAIMENTO</u>	116
<u>Prática 4: ESTIMATIVA DA MASSA E DA MEIA VIDA DE PARTÍCULA NEUTRA</u>	117-8
<u>Prática 4: DETERMINAÇÃO DO MOMENTO DO NEUTRINO EMITIDO NO DECAIMENTO DO π^+ EM REPOUSO</u>	119
<u>Prática 5: ESTIMATIVA DA SEÇÃO DE CHOQUE DE INTERAÇÃO</u>	120-1
<u>Prática 7: RESSONÂNCIAS</u>	122-3
<u>Prática 8: DECAIMENTO POR INTERAÇÃO FORTE</u>	124-51
RESOLUÇÕES DAS PRÁTICAS.....	152-61
Apêndice: UNIDADES NATURAIS.....	162-3

PREFÁCIO

A intenção principal desta monografia é introduzir o interessado nos conceitos básicos elementares da física de partículas.

Para se ter uma compreensão sólida destes conceitos, tão necessária como base para um estudo posterior, teórico ou experimental, mais desenvolvido deste ramo da física, é imprescindível que se adquira prática em manuseá-los. Por esta razão, foram incluídos no texto exercícios e práticas que o leitor deve procurar resolver, pois somente assim adquirirá treino para dominar profundamente o conhecimento básico deste assunto.

Nos últimos 30 anos, a física de partículas se desenvolveu drasticamente através de várias descobertas. Escrever um curso sobre física de partículas, abrangendo os diversos interessantes temas pesquisados na área, implicaria em se ter que redigir um enorme volume, além de se correr o risco que este se torne desatualizado rapidamente. Desta forma, optamos por escrever os conceitos básicos dando ênfase às suas aplicações.

Espera-se que deste enfoque brote o interesse para o estudo experimental das partículas que tem sido tanto negligenciado nos cursos de física no Brasil.

A segunda autora agradece aos professores Carlos Eduardo M. de Aguiar e Luiz Antonio dos Reis pela ajuda na elaboração das práticas.

Agradecemos aos professores Neusa Amato e Fernando M. Almeida Jr. a leitura crítica do manuscrito e sugestões valiosas, ao professor C.A.P. Galvão, Coordenador dos Cursos de Pós -

- ii -

-Graduação do CBPF, pelo estímulo e apoio desta publicação, e a Helena de Souza Ferreira o excelente trabalho de datilografia.

Rio de Janeiro, agosto 1985

A.M.F. Endler

S.F. Amato

INTRODUÇÃO

Esta monografia é dedicada principalmente ao estudante de física como uma preparação para o seu primeiro curso em física de partículas.

O primeiro capítulo apresenta os conceitos básicos em física de partículas; o segundo trata do método experimental da análise cinemática de interações entre partículas ocorridas em câmara de bolha. Em seguida são apresentados, juntamente com várias fotografias de interações ocorridas em câmara de bolha, oito roteiros de práticas a serem feitas. E finalmente, apresentamos, para conveniência do leitor, as respostas dos exercícios e as resoluções de alguns dos itens das práticas propostas.

O presente trabalho representa as primeiras aulas do curso de pós-graduação sobre partículas elementares, ministrado pela primeira autora, no CBPF em vários anos, no qual se viu a necessidade de se introduzir estes conceitos básicos, uma vez que a maioria dos estudantes não estava ainda familiarizada com estes.

Havendo no CBPF um grupo que trabalha em física experimental de partículas, surgiu a idéia de incorporar no curso acima mencionado, aulas práticas utilizando o material científico existente neste grupo. Esta medida tem por finalidade propiciar aos estudantes um aprofundamento dos conhecimentos adquiridos e fazê-los sentir a importância destes conceitos, bem como, estimulá-los para a pesquisa experimental. Os roteiros destas práticas foram executados pela segunda autora.

Por necessidade, assumimos conhecimentos elementares de física nuclear, mecânica quântica, eletromagnetismo e relatividade.

Capítulo 1: CONCEITOS BÁSICOS

1.1 Hipótese de Yukawa sobre as forças nucleares

O estudo da física de alta energia, também denominada física de partículas, teve como pedra fundamental o trabalho publicado em 1935 por Yukawa (Proc. Phys. Math. Soc. Japan 17, 48, 1935), e se iniciou com experiências utilizando-se a radiação cósmica que foi, até o início da década de 50, a única fonte disponível de partículas de alta energia.

O trabalho de Yukawa versava sobre a explicação das forças nucleares de curto alcance que agiam entre os nucleons.

O argumento de Yukawa se baseava no fato bem estabelecido que as forças eletromagnéticas podem ser bem compreendidas em termos de um campo cujos quanta são fótons. A força eletromagnética entre duas partículas carregadas é atribuída à troca de fótons e Yukawa brilhantemente demonstrou que a razão das forças eletromagnéticas terem longo alcance é uma consequência da massa zero do fóton. O alcance de uma força estaria então intimamente relacionado com a massa dos quanta do campo responsável pela interação.

A equação que Yukawa considerou como a equação de onda para uma partícula de massa diferente de zero foi justamente a equação relativística de Klein-Gordon. Esta equação é obtida substituindo-se, na equação clássica relativística correspondente, as observáveis por operadores e permitindo os operadores a atuarem na função de onda do campo. Assim, na relação relativística entre energia total E , momento p e massa m para o

quantum do campo,

$$E^2 - p^2 c^2 - m^2 c^4 = 0 \quad (1.1)$$

onde c é a velocidade da luz, substituímos E e p pelos operadores apropriados usados na mecânica quântica

$$E_{op} \rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \quad p_{op} \rightarrow -i\hbar \nabla$$

Operando na função de onda ψ , a equação (1.1) torna-se

$$\nabla^2 \psi - \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} \psi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0 \quad (1.2)$$

que é a equação de Klein-Gordon que descreve o campo escalar ψ associado às partículas de massa m .

Para $m = 0$, a equação (1.2) se reduz à equação de onda eletromagnética

$$\nabla^2 \psi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0$$

onde ψ é o potencial elétrico no espaço vazio. Para um potencial elétrico estático esfericamente simétrico obteremos a equação

$$\nabla^2 \psi = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) = -4\pi \rho(r) \quad (1.3)$$

onde r é a coordenada radial e $\rho(r)$ é a densidade de carga elétrica no meio. O potencial Coulombiano $\psi = q/r$ devido a uma carga q cuja densidade $\rho(r)$ é esfericamente simétrica em $r \leq R$, isto é

$$q = \int_0^R 4\pi r^2 \rho(r) dr$$

é uma solução da equação (1.3) para $r > R$.

- 3 -

Para $m \neq 0$ a parte independente do tempo da equação (1.2) será

$$\nabla^2 \psi - \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} \psi = 0$$

e tem uma solução esfericamente simétrica dada por

$$\psi = \frac{g}{r} e^{-\frac{mcr}{\hbar}} \quad \text{com } r > 0$$

como pode ser verificado por substituição. g é uma constante conhecida como constante de acoplamento para a interação.

A força $F = -\nabla\psi = (1 + mcr/\hbar)\exp(-mcr/\hbar) g/r^2$ se anulará para valores pequenos de r em $r_0 = \hbar/mc$, em primeira aproximação. Então o alcance r_0 da força será dado pelo comprimento de onda compton da partícula de massa m , isto é, \hbar/mc .

Yukawa postulou a existência de uma partícula (posteriormente detectada e denominada méson π ou píon) que estaria fortemente relacionada às forças nucleares, tendo estas uma constante de acoplamento suficientemente grande para explicar a interação forte. Esta partícula deveria ter uma massa suficiente para explicar o alcance observado das forças nucleares.

A análise fenomenológica das forças nucleon-nucleon a baixa energia indicou para estas forças um alcance da ordem de 10^{-13} cm, implicando para o píon uma massa da ordem de

$$m_{\pi} c^2 = \frac{\hbar c}{r_0} \approx 200 \text{ MeV.}$$

Este resultado pode também ser obtido aplicando o princípio de incerteza na

descrição do campo nuclear em termos de troca de píons. Nesta descrição, o nucleon é considerado como uma partícula que emite continuamente píons (até uma distância equivalente ao alcance das forças nucleares) e os reabsorve de tal forma que o nucleon é efetivamente circundado por uma nuvem de píons.

A não conservação temporária de energia que é implícita nos dois estados



é possível em intervalos de tempo permitidos pelo princípio de incerteza

$$\Delta E \Delta t \sim \hbar$$

sendo ΔE igual à energia em repouso do méson e Δt igual ao tempo em que o nucleon existe na condição mesônica.

Uma estimativa de Δt , o tempo entre emissão e absorção de um méson, é dado por r_0/c onde r_0 é o alcance das forças nucleares e c a velocidade da luz considerada como a velocidade do méson. Então

$$\Delta E \Delta t \sim \frac{\Delta E r_0}{c} \sim \hbar$$

Para $r_0 = 10^{-13}$ cm, tem-se $\Delta E = 200$ MeV que corresponderia à massa do méson.

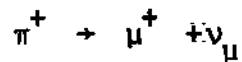
Neste modelo simplificado, pode-se esperar que os mésons emitidos aos extremos do campo nuclear são os que seriam mais facilmente removidos e apareceriam como produtos secundários numa interação forte.

1.2 Descoberta e produção de mésons π

Nos anos seguintes à publicação do trabalho de Yukawa, as investigações sobre a radiação cósmica indicaram a existência de um fluxo

considerável de partículas penetrantes cuja massa era cerca de duzentas massas eletrônicas e que foram mais tarde denominadas mésos μ ou múons. A observação de que a absorção destas partículas numa dada massa de ar era maior que na massa equivalente de um absorvente sólido mostrava que estas partículas seriam instáveis com uma vida média estimada em 2×10^{-6} seg. Do ponto de vista puramente teórico, era natural identificar esta partícula com a partícula proposta por Yukawa. Entretanto, a partícula de Yukawa, estando fortemente relacionada com as forças nucleares, deveria interagir fortemente com a matéria, e o méson μ não tendo esta propriedade, se diferenciava da partícula de Yukawa. O méson μ negativo, quando levado ao repouso num material, será atraído pelo núcleo mais próximo, e finalmente cairá na órbita de Bohr de menor raio (órbita κ). Como esta órbita é muito próxima do núcleo e em elementos pesados é uma grande parte dela dentro do núcleo, se o méson μ interagisse fortemente com o núcleo haveria pouca probabilidade de ocorrer o decaimento antes da interação. Em 1947 a experiência de Conversi, Pancini e Piccioni (Phys. Rev. 71, 209, 1947) mostrou que no carbono, uma grande porcentagem dos mésons μ negativos não interagem mas decaem normalmente, indicando que a interação nuclear dos mésons μ é muito mais fraca que a prevista pela teoria de Yukawa.

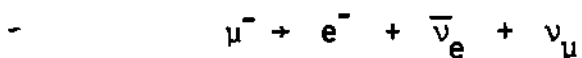
Com base nestes resultados, Marshak e Bethe (Phys. Rev. 72, 506-1947) sugeriram a existência de dois tipos de mésons. Os mésons μ não seriam identificados com a partícula de Yukawa, mas seriam os produtos do decaimento de mésons mais pesados, que teriam as propriedades, previstas por Yukawa, para o quantum da força nuclear. Neste mesmo ano, Lattes, Occhialini e Powell (Nature 160-453, 1947) encontraram eventos em emulsões nucleares que demonstravam a existência de um méson π ou píon, decaindo em repouso em um méson μ mono-energético e uma partícula neutra, mais tarde identificada com o neutrino muônico. Assim



Na mesma proporção em que ocorria o decaimento pi-mu, foram observados eventos que resultavam da captura do méson e a subsequente desintegração do núcleo. Estes eventos foram interpretados como a captura nucleônica de píons negativos, indicando que os píons têm interação forte com os núcleos.

Experiências posteriores mostraram que os mésons π eram produzidos diretamente nas interações nucleares e, assim, as características gerais da radiação cósmica poderiam ser compreendidas através da produção de píons por partículas primárias energéticas (maioria prótons) da radiação cósmica que sofrem interações nucleares ao atravessarem a atmosfera. Muitos dos mésons π criados na atmosfera decaem em mésons μ e estes, interagindo pouco, sobrevivem na grande maioria até o nível do mar.

Trabalhos experimentais determinaram o esquema de decaímento dos mésons μ , a saber



onde e^+ , e^- , ν_e ($\bar{\nu}_e$) e ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) são pósitrons, elétrons, neutrinos (antineutrinos) eletrônicos e muônicos, respectivamente.

O estudo detalhado das propriedades dos mésons π foi feito com feixes de píons produzidos em aceleradores. Calcularemos para uma colisão próton-próton, a energia cinética T limiar que um próton incidente deve ter ao colidir com um próton em repouso para produzir um méson.

- 7 -

Sejam M e μ as massas do próton e méson respectivamente e p o momento do próton incidente que é dado por

$$p^2 c^2 = (T + Mc^2)^2 - M^2 c^4 .$$

Analisando a reação no sistema de laboratório (SL) temos:

$$\text{energia total inicial } E_i = T + 2Mc^2$$

$$\text{momento total inicial } P_i = p$$

e no sistema centro de massa (SCM) temos:

$$\text{energia total final } E_f = (2M + \mu)c^2$$

$$\text{momento total final } P_f = 0$$

Da invariância de $E^2 - P^2 c^2$ (em relação ao sistema de referência) resulta:

$$E_i^2 - P_i^2 c^2 = E_f^2 - P_f^2 c^2$$

Substituindo pelos valores acima indicados temos:

$$(T + 2Mc^2)^2 - p^2 c^2 = (2M + \mu)^2 c^4$$

e portanto

$$(T + 2Mc^2)^2 - (T + Mc^2)^2 + M^2 c^4 = (2M + \mu)^2 c^4$$

$$\text{donde } T = 2\mu c^2 + \frac{\mu^2 c^2}{2M}$$

A razão entre o primeiro termo e o segundo é aproximadamente 25 e então, a energia cinética limiar no sistema de laboratório é aproximadamente $2\mu c^2$, podendo ser desprezado o segundo termo.

Assim, um acelerador capaz de acelerar prótons a energias cinéticas da ordem de duas vezes a massa do pión ou maiores, poderá produzir pions quando os prótons colidirem com prótons (ou neutrons) estacionários.

Os pions positivos e negativos têm a mesma massa, dentro do erro experimental. A massa do pión positivo é

$$M_{\pi^+} = 139,5673 \pm 0,007 \text{ MeV}/c^2 .$$

As vidas médias dos pions positivos e negativos são as mesmas dentro do erro experimental.

A vida média do pión positivo é

$$\tau_{\pi^+} = (2,6030 \pm 0,0023) \times 10^{-8} \text{ seg.}$$

Na teoria de Yukawa, a independência de carga das forças nucleares implicava na necessidade da existência de mésons neutros além dos carregados.

Em 1950, foi demonstrada experimentalmente a existência de mésons neutros com uma massa pouco menor que a dos píons carregados.

O píon neutro tem uma massa de

$$M_{\pi^0} = 134,9630 \pm 0,0038 \text{ MeV}/c^2$$

e decai com uma vida média de

$$\tau_{\pi^0} = (0,83 \pm 0,06) \times 10^{-16} \text{ seg}$$

em dois raios gama:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma .$$

Um modo alternativo, porém raro (probabilidade 1,17%), do decaimento do π^0 é

$$\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma ,$$

quando um dos raios gama é internamente convertido em um par pósitron-elétron, denominado par de Dalitz.

Com probabilidade muito menor ($3,47 \times 10^{-6}$), ambos raios gama são convertidos internamente. O cálculo da probabilidade relativa do decaimento do π^0 produzindo par de Dalitz pode ser feito simplesmente usando a

eletrodinâmica quântica e não depende dos detalhes do mecanismo do processo de decaimento.

A grande diferença nas vidas médias dos píons neutros e carregados é devido a diferentes interações efetivas no decaimento.

1.3 Partículas Estranhas

No mesmo ano da descoberta do méson π , Rochester e Butler (Nature 160-855, 1947) revelaram a existência de partículas instáveis mais pesadas que o méson π , obtendo fotografias em câmara de Wilson de traços de partículas da radiação cósmica, os quais apresentavam a configuração de um V. Em uma das fotografias eles observaram um evento denominado V^0 correspondendo ao decaimento de uma partícula neutra em duas outras carregadas. Em outra fotografia eles observaram um evento V^+ correspondendo ao decaimento de uma partícula positiva em uma ou mais partículas neutras acompanhadas de uma partícula positiva.

Inúmeras investigações destes eventos V foram feitas na radiação cósmica e posteriormente utilizando-se aceleradores.

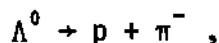
Em 1953, apesar da situação ainda confusa, foram estabelecidos dois grupos para estas partículas instáveis. Um consistia de partículas, denominadas hyperons, mais pesadas que os nucleons. Os símbolos Λ , Σ , Ξ foram usados para os vários hyperons detectados. O outro grupo era constituído por partículas, denominadas mésons κ ou káons, com massas intermediárias entre a dos píons e a dos nucleons.

A confusão sobre a identificação destas partículas era devida ao fato de elas apresentarem diferentes modos competitivos de decaimento. Foram observados os seguintes decaimentos dos hyperons e káons:

<u>hyperons</u>	<u>káons</u>
$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ (64,2%)	$\kappa^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$ (63,7%)
$\rightarrow n + \pi^0$ (35,8%)	$\rightarrow \pi^\pm + \pi^0$ (26,9%)
$\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ (51,6%)	$\rightarrow \pi^\pm + \pi^\pm + \pi^\mp$ (5,6%)
$n\pi^+$ (48,4%)	$\rightarrow \pi^\pm + \pi^0 + \pi^0$ (1,7%)
$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$	$\rightarrow \mu^\pm + \pi^0 + \nu_\mu$ (3,2%)
$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$	$\rightarrow e^\pm + \pi^0 + \nu_e$ (4,9%)
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$	$\left. \begin{array}{l} \kappa_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \text{ (68,7\%)} \\ \pi^0 + \pi^0 \text{ (31,3\%)} \\ \kappa_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \text{ (21,5\%)} \\ \pi^+ + \pi^- + \pi \text{ (12,6\%)} \\ \pi + \mu + \nu_\mu \text{ (26,9\%)} \\ \pi + e + \nu_e \text{ (38,8\%)} \end{array} \right\} \kappa^0$
$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$	

O grande problema apresentado por estas partículas era o fato de que elas eram produzidas em interações nucleares com uma probabilidade relativamente grande (cerca de 1% da produção pionica) em comparação com suas vidas médias longas (da ordem de 10^{-8} a 10^{-10} seg). Por isto, estas partículas foram denominadas estranhas.

Atribuindo o decaimento do Λ^0 à reação

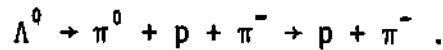


o cálculo da vida média do Λ^0 poderia ser obtido do tempo de interação da hipotética reação de produção



pois, pelo princípio de reversibilidade, o processo inverso pode ser escrito

- 11 -



O decaimento $\Lambda^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^- + p$ não conserva energia, mas poderia ocorrer virtualmente, isto é, num intervalo de tempo permitido pelo princípio de incerteza $\Delta t \sim \hbar/\Delta E$. O tempo de interação para reações do tipo 1.4, isto é, envolvendo píons e nucleons, é dado aproximadamente pelo tempo para o píon, com a velocidade aproximadamente igual a da luz, percorrer uma distância igual ao alcance das forças nucleares. Este tempo é, aproximadamente, 10^{-23} seg, que é muito menor que a vida média do Λ^0 ($\sim 10^{-10}$ seg). Em outras palavras, a vida média do Λ^0 é grande demais para podermos assumir que Λ^0 possa ser produzido por (1.4). Este problema foi resolvido pela hipótese, introduzida por Pais (Phys.Rev. 86-663, 1952), da produção associada de partículas estranhas. Segundo esta hipótese, os káons e hyperons são podem ser produzidos (ou destruídos) aos pares. Deste modo, o processo de produção (1.4) não pode ocorrer e há de fato confirmação experimental de que ocorrem os seguintes processos:



Gell-Mann (Suppl. Nuovo Cim. 4, 848-1956) e Nishijima (Progr.Th.Phys. 13-285, 1955) formalizaram o conceito de produção associada introduzindo um número quântico aditivo S denominado estranheza e postulando que nas interações fortes há conservação deste número quântico.

Associando aos κ^0 e κ^+ a estranheza $S = +1$ e aos hyperons Λ e Σ a estranheza $S = -1$, a conservação da estranheza nas interações fortes proíbe a reação (1.4) e permite as reações (1.5).

Atribui-se a uma antipartícula a estranheza igual e com sinal contrário ao da partícula correspondente.

A tabela abaixo dá os valores da estranheza atribuída a diferentes partículas

Partícula	$p; n; \pi^{\pm 0}$	$\kappa^+; \kappa^0$	$\kappa^-; \bar{\kappa}^0$	$\Lambda^0; \Sigma^{\pm 0}$	$\bar{\Lambda}^0; \bar{\Sigma}^{\pm 0}$	$\Xi^0; \Xi^-$
Estranheza	0	+1	-1	-1	+1	-2

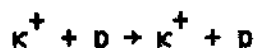
Observando os modos de decaimento dos hyperons e kãons, nota-se que estes processos não conservam a estranheza (exceto o decaimento do Σ^0) e portanto não podem ser realizados via interação forte. De fato, a vida média dos kãons e hyperons (da ordem de 10^{-8} a 10^{-10} seg) corresponde à escala de tempo típica das interações fracas.

O decaimento do Σ^0 , que é um processo de natureza eletromagnética, conserva a estranheza.

Certas consequências importantes podem ser obtidas através da conservação da estranheza nas interações fortes.

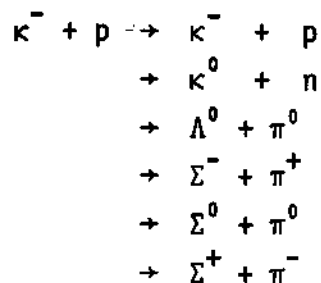
(a) Para kãons incidentes de baixa energia, a seção de choque para a interação κ^- -próton será muito maior que para a interação κ^+ -próton.

De fato, por conservação de estranheza, o único processo permitido a baixas energias para a interação κ^+ -próton é o espalhamento elástico

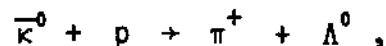


enquanto que os seguintes canais são possíveis para a interação κ^- -próton

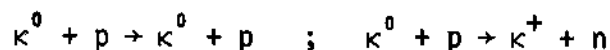
-13-



(b) A baixas energias, a absorção de $\bar{\kappa}^0$ por prótons pode produzir hyperons, como por exemplo a reação



enquanto que a interação de κ^0 com prótons consiste dos espalhamentos seguintes



Deste modo pode-se, em princípio, diferenciar o κ^0 do $\bar{\kappa}^0$, o que não seria possível pelos seus produtos de decaimento.

1.4 Tipos de Interações

As interações entre as partículas podem ser classificadas em diferentes tipos de acordo com suas intensidades.

Os quatro tipos de interações que ocorrem na natureza são apresentados na tabela seguinte.

Interação	Intensidade Relativa	Alcance em cm	Seções de Choque Típicas	Vidas Médias Típicas
Forte	10	10^{-13}	10^{-26} cm ²	10^{-23} seg
Eletromagnética	10^{-2}	∞	10^{-32} cm ²	10^{-16} seg
Fraca	10^{-5}	$\ll 10^{-13}$	10^{-38} cm ²	10^{-8} seg
Gravitacional	10^{-40}	∞	-	-

Como a interação gravitacional é muito mais fraca do que as outras, poderemos desprezã-la no estudo da física de partículas.

A seção de choque σ de uma reação é proporcional ao quadrado do elemento da matriz de transição T entre os estados final e inicial e à densidade ρ de estados disponíveis para as partículas finais

$$\sigma \propto |T|^2 \rho.$$

A intensidade da interação entra sob a forma de uma constante de acoplamento no elemento de matriz de transição para o processo considerado.

Para se ter uma estimativa da relação entre as intensidades das diferentes interações vamos considerar seções de choque medidas para processos típicos referentes às diferentes interações.

$$\begin{array}{ll} \gamma + p \rightarrow \gamma + p \text{ (eletromagnética)} & \sigma_e \sim 10^{-32} \text{ cm}^2 \\ \pi + p \rightarrow \pi + p \text{ (forte)} & \sigma_{fo} \sim 10^{-26} \text{ cm}^2 \\ \nu_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n \text{ (fraca)} & \sigma_{fr} \sim 10^{-38} \text{ cm}^2 \end{array}$$

Estas seções de choque, em unidades do quadrado do comprimento Compton λ_N do nucleon ($\lambda_N \sim 10^{-14}$ cm), serão:

$$\sigma_e \sim 10^{-4} \quad \sigma_{fo} \sim 10^2 \quad \sigma_{fr} \sim 10^{-10}$$

Fazendo a hipótese que nestas reações a seção de choque é proporcional ao quadrado da constante de acoplamento, e que os outros fatores não comuns possuem valores aproximadamente equivalentes, poderemos obter para as intensidades:

$$\text{eletromagnética} \sim 10^{-2} \quad \text{forte} \sim 10 \quad \text{fraca} \sim 10^{-5}$$

Consideremos agora as vidas médias τ . Como a probabilidade total de transição por unidade de tempo é o inverso da vida média τ podemos escrever

$$\tau_{fr}/\tau_{fo} \sim 10^{-26}/10^{-38} = 10^{12}$$

A vida média de "estados" que decaem por interação forte são da ordem do tempo nuclear característico, isto é, o tempo necessário para um píon, com velocidade da luz, percorrer uma distância igual ao alcance das forças nucleares

$$\tau \sim 10^{-23} \text{ seg}$$

Devido ao princípio de incerteza, a massa M destes estados é determinada com uma imprecisão ΔM tal que

$$\Delta M \sim \frac{\hbar}{c^2 \tau} \sim 10 \text{ a } 100 \text{ MeV}/c^2$$

Tais "estados" podem, por exemplo, ser formados pela colisão das partículas nas quais eles decaem, e são chamados ressonâncias; pois são vistos como ressonâncias na curva da seção de choque em função da energia incidente.

Apesar de possuírem vida média muito pequena, as ressonâncias têm números quânticos bem definidos e portanto podem ser consideradas partículas. Entretanto, convencionou-se denominar partículas somente aquelas que

não decaem por interação forte.

1.5 Ressonâncias Bariônicas e Mesônicas

Sabemos da física nuclear que a seção de choque de espalhamento elástico de pions com núcleos apresenta picos reminiscentes do núcleo composto ressonante. O máximo da seção de choque é interpretado como a excitação do núcleo alvo num nível de energia do núcleo composto e a largura do pico na curva da seção de choque implica que o nível de energia é difuso, isto é, a excitação do nível tem vida curta.

A seção de choque de pions com o hidrogênio apresenta comportamento semelhante. A fig. 1.1 mostra a curva da seção de choque da reação $\pi^+ p$ em função da energia cinética dos pions (Bracci et al. CERN/HERA

72-1). Observa-se que a seção de choque apresenta um máximo em uma determinada energia cinética T do pion incidente que corresponde a uma massa do sistema (p, π) , ou seja, a uma energia E_0^* no SCM dada por:

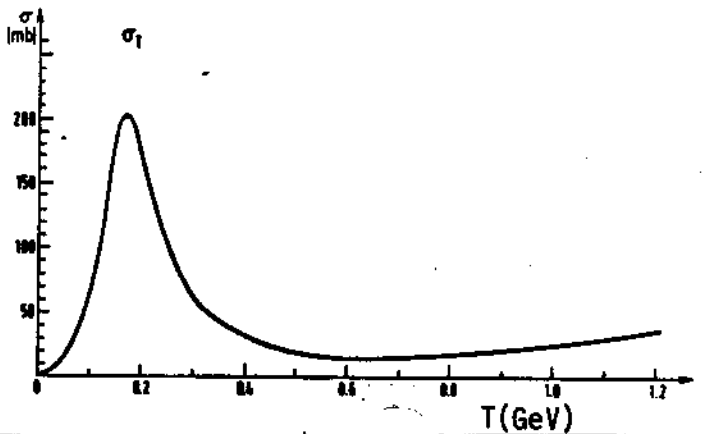


Fig. 1.1

$$E_0^{*2} = 2(T+\mu)M + \mu^2 + M^2$$

onde μ e M são em unidades naturais† as massas do pion e próton respectivamente.

A seção de choque pode ser representada por uma curva de Breit-Wigner com um máximo em $T = 175\text{MeV}$ correspondendo uma massa $M = E_0^*/c^2 = 1230\text{MeV}/c^2$ e largura $\Gamma = 120\text{ MeV}$

† A seguir, usaremos sempre unidades naturais (definidas no Apêndice).

$$\sigma(E^*) = \frac{(2J+1)}{(2S_1+1)(2S_2+1)} \times \frac{\pi \hbar^2}{|\vec{p}^*|^2} \times \frac{\Gamma^2}{(E^* - E_0^*)^2 + \Gamma^2/4}$$

onde E^* = energia total no SCM

E_0^*/c^2 = massa da ressonância

Γ = largura da ressonância

J = spin da ressonância (=3/2 neste exemplo)

S_1, S_2 = spins das partículas iniciais (aqui $S_1=1/2$, $S_2=0$)

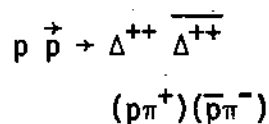
\vec{p}^* = momento da partícula incidente no SCM

Exercício 1.1

Mostre que a curva de Breit-Wigner é a função que se obtém quando se considera, em mecânica quântica, o decaimento de uma partícula com vida média \hbar/Γ

A medida da largura $\Gamma = 120$ MeV resulta numa meia vida de 0.55×10^{-23} seg para esta ressonância. Este estado é considerado como uma partícula instável e foi denominado $\Delta(1236)$. Podemos produzi-la bombardeando prótons com píons, mas devido à sua vida curta, ela imediatamente decairá em p e π .

Uma reação interessante é a formação de 2 partículas Δ pelo bombardeio de prótons com antiprótons



A fig. 1.2 mostra esquematicamente esta reação no SCM. Ambas as partículas Δ decaem imediatamente, de modo que, o estado final ob-

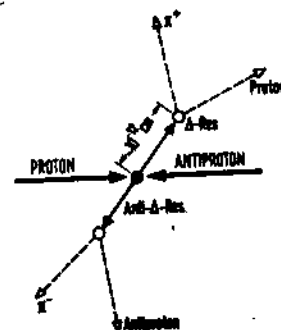
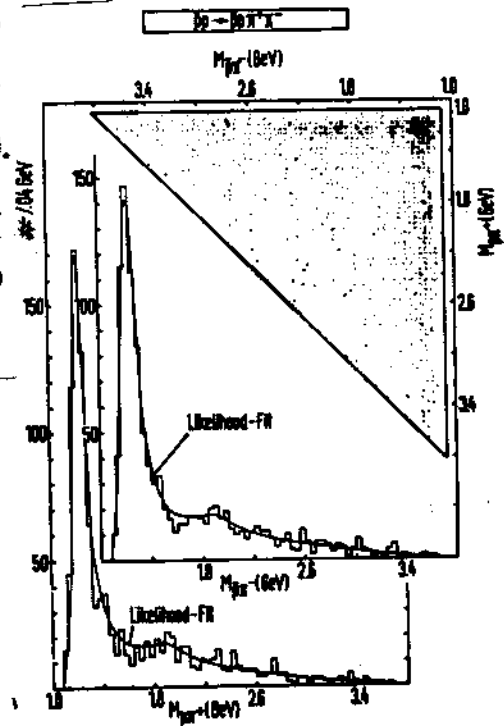


Fig. 1.2

servável é $p\pi^+ \bar{p}\pi^-$.

A fig. 1.3 apresenta os resultados de uma experiência com antiprôtons de 12 GeV incidentes em câmara de bolha (Drews, Diss Hamburg 1971). O gráfico, denominado gráfico de Dalitz, representa as distribuições das massas efetivas^(*) dos sistemas $(p\pi^+)$ e $(\bar{p}\pi^-)$. Observa-se os picos representativos dos estados, Δ^{++} e $\bar{\Delta}^{++}$ na massa 1230. Se a ressonância Δ fosse uma partícula estável, ter-se-ia uma função δ na distribuição da massa.



Exercício 1.2

Determine qual a energia mínima de um feixe de antiprôtons para se ter a reação $p \bar{p} \rightarrow \Delta^{++} \bar{\Delta}^{++}$.

Além do $\Delta(1236)$, ob -

Fig. 1.3

servou-se inúmeros estados excitados do nucleon conhecidos como ressonâncias nucleônicas (veja tab. 1.1) que decaem num estado final contendo o nucleon. A existência de estados excitados do nucleon sugere que devem existir também estados excitados para os p̄ions. Por causa da meia vida curta dos p̄ions, não é possível uma experiência de espalhamento $\pi\pi$ em que se observa diretamente o estado excitado (como no caso do espalhamento πp). Entretanto, pode-se produzir ressonâncias mesônicas observando-se o resultado de interações com produção de p̄ions (análogo ao que vimos na produção dos Δ na interação $p\bar{p}$). Por

(*) Define-se massa efetiva para um sistema de n partículas a quantidade dada por

$$M_{ef}^2 = \left(\sum_{i=1}^n E_i \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^n \vec{p}_i \right)^2$$

onde E_i e \vec{p}_i são as energias e momentos das partículas.

	M (MeV)	Γ (MeV)	I	S	P	Decai- mento
$N^*(1470)$	~1470	~200	1/2	1/2	+1	$N\pi\pi, N\pi$
$N^*(1520)$	~1530	~130	1/2	3/2	-1	$N\pi, N\pi\pi$
$N^*(1535)$	~1550	~100	1/2	1/2	-1	$N\eta, N\eta, N\pi\pi$
$N^*(1670)$	~1680	~150	1/2	5/2	-1	$N\eta, N\pi\pi$
$N^*(1688)$	~1680	~140	1/2	5/2	+1	$N\pi, N\pi\pi$
$N^*(1700)$	~1700	~200	1/2	1/2	-1	$N\eta, N\pi\pi, \Delta K$
$N^*(1780)$	~1780	~200	1/2	1/2	+1	$N\pi, N\pi\pi, N\eta$
$N^*(1860)$	~1840	~250	1/2	3/2	+1	$N\pi, N\pi\pi, K\Lambda$
$N^*(2190)$	~2150	~300	1/2	7/2	-1	$N\pi, \dots$
$\Delta(1236)$	1230	120	3/2	3/2	+1	$N\pi$
$\Delta(1650)$	~1650	~160	3/2	1/2	-1	$N\pi, N\pi\pi$
$\Delta(1670)$	~1670	~250	3/2	3/2	-1	$N\pi, N\pi\pi$
$\Delta(1890)$	~1890	~270	3/2	5/2	+1	$N\pi, N\pi\pi$
$\Delta(1910)$	~1910	~270	3/2	1/2	+1	$N\eta, N\pi\pi$
$\Delta(1950)$	~1950	~220	3/2	7/2	+1	$N\pi, N\pi\pi, \Sigma K$
Proton	938.26	0	1/2	1/2	+1	stabil
Neutron	939.55	$T = 918 s$	1/2	1/2	+1	$pe^-\nu_e$

Tab. 1.1

M = massa; Γ = largura; I = isospin; S = spin; P = paridade; T = vida média.

exemplo, consideremos a análise das reações $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ e $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$ apresentada por R. Erbe et al. em Phys. Rev. 175-1669, 1968.

A fig. 1.4 mostra para $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ as distribuições da massa efetiva do sistema ($\pi^+\pi^-$) para diferentes energias do fóton incidente. Com o aumento da energia do feixe, observa-se uma curva Breit-Wigner cada vez mais nítida no valor de 770 MeV da massa do sistema $\pi^+\pi^-$. Esta ressonância é denominada méson ρ e portanto, a reação considerada se realiza através do canal $\gamma p \rightarrow p\rho$. Analogamente para a reação $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$ se observa (fig. 1.5) uma ressonância na massa 783 MeV na distribuição da massa efetiva do sistema ($\pi^+\pi^-\pi^0$). Esta ressonância é denominada méson ω e a rea-

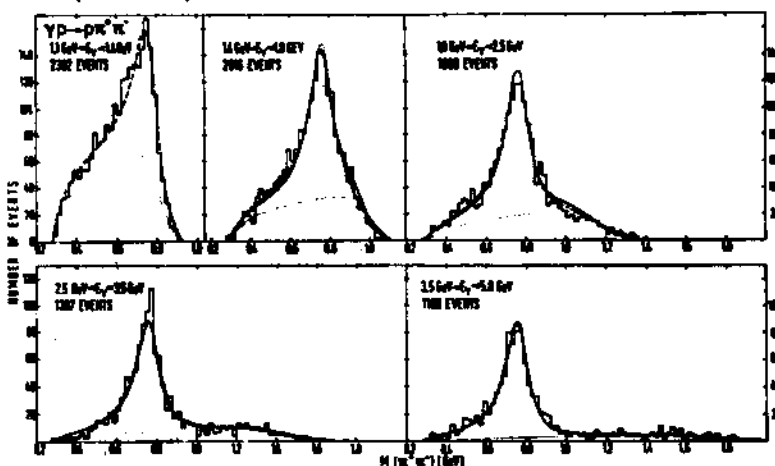
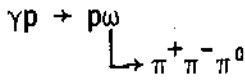


Fig. 1.4

ção acima pode ser escrita como:



Com métodos semelhantes, obteve-se um grande número de outras ressonâncias mesônicas (vide tabela 1.2). Elas se diferenciam das ressonâncias nucleônicas pelo fato que seus decaimentos

levam a um estado final contendo mésons ou fótons (ao contrário das ressonâncias nucleônicas que levam a um estado final contendo nucleon e píons). Os mésons J/ψ e ψ' possuem massa bem maior que os outros e meia vida muito longa (largura pequena). Outros mésons χ, Υ, χ_b com estas características já foram descobertos (para uma tabela completa vide "Review of Particle Properties" (Rev. of Modern Physics 56-2; 1984).

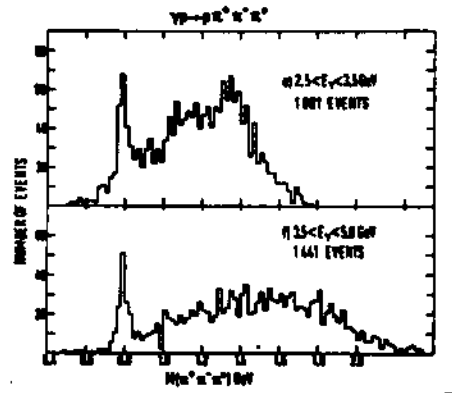


Fig.1.5

		M (MeV)	Γ (MeV)	I	Q	S	P	Decaimento
M = massa	η	549	0.0026	0; 0	0	0	-1	$\pi^+ \pi^- \pi^0, \pi^+ \pi^- \gamma, \gamma \gamma$
Γ = largura	ρ	~700	~400	0; 0	0	0	+1	$\pi \pi$
I = isospin	ω	770	150	1; $\pm 1, 0$	1	1	-1	$\pi \pi$
Q = carga	η'	783	10.0	0; 0	0	1	-1	$\pi^+ \pi^- \pi^0, \pi^0 \gamma$
S = spin	η	958	<1	0; 0	0	0	-1	$\eta \pi \pi, \pi^+ \pi^- \gamma, \gamma \gamma$
P = paridade	ϕ	1020	4.1	0; 0	0	1	-1	$K^+ K^-, K_s^0 K_L^0, \pi^+ \pi^- \pi^0$
T = meia vida	B	1228	120	1; $\pm 1, 0$	1	1	+1	$\omega \pi$
	f	1270	180	0; 0	0	2	+1	$\pi \pi, 4 \pi, K \bar{K}$
	A_2	1310	100	1; $\pm 1, 0$	2	1	+1	$\rho \pi, \eta \pi, \omega \pi \pi, K \bar{K}$
	ρ'	1516	40	0; 0	0	2	+1	$K \bar{K}$
	ρ	~1600	~400	1; $\pm 1, 0$	1	1	-1	$4 \pi, \pi \pi$
	ω	1680	160	1; $\pm 1, 0$	3	1	-1	$2 \pi, 4 \pi, K \bar{K}$
	J/ψ	3098	0.067	0; 0	0	1	-1	$> 3 \pi, \pi, K, \dots$
	$\psi'(3.7)$	3684	0.228	0; 0	0	1	-1	$P \bar{P}, \pi \pi J, \eta J, \gamma P, \gamma \chi$

	T(seg)					
Pion π^+	139.57	$2.6 \cdot 10^{-8}$	1; ± 1	0	-1	$\mu^{\pm(-)}$
Pion π^0	134.96	$0.8 \cdot 10^{-16}$	1; 0	0	-1	$\gamma \gamma$

Tab. 1.2

O méson J/ψ foi descoberto em 1974 em Brookhaven (Aubert et al. Phys. Rev. Lett. 33-1404-1974) e Stanford (Augustin et al. Phys. Rev. Lett. 33-1406-1974). A maioria dos mésons desta série ($\psi', \chi,$

τ , χ_b , etc) foram investigados nas interações de aniquilação e^+e^- com produção de pions, isto é, nas reações do tipo

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^+ \dots \pi^-\pi^- \dots \pi^0\pi^0 \dots K^+K^-$$

Na maioria das vezes produz-se 4 a 6 partículas carregadas.

Numa determinada energia do elétron e pósitron no SCM observa-se um enorme aumento da seção de choque, formando um pico de pequena largura. Isto significa que para esta energia há a formação de uma partícula com meia vida longa.

A fig. 1.6 (Peruzzi et al., Phys. Rev. Lett. 37-569; 1976) prova a existência dos mésons $J/\psi(3.1)$ e $\psi'(3.7)$. A aniquilação e^+e^- ocorre através de um estado intermediário, isto é

$$e^+e^- \rightarrow (J/\psi) \rightarrow \pi^+\pi^+ \dots \pi^-\pi^- \dots$$

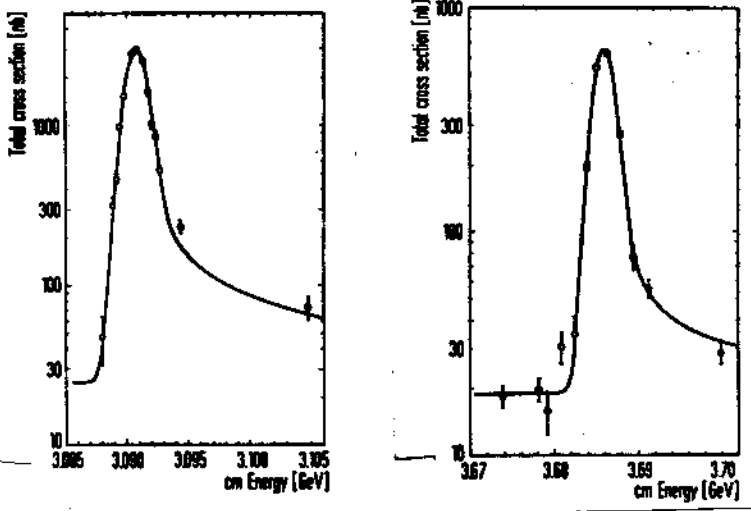


Fig. 1.6

Os estados obtidos pela aniquilação e^+e^- têm os mesmos números quânticos do fóton, isto é, Spin = 1 e Paridade = -1. Suas meias vidas em comparação com as outras ressonâncias (exemplo ρ, ω) são extremamente grandes. Esperava-se uma meia vida 10000 vezes menor, levando-se em conta suas massas grandes. A causa para um efeito tão grande deve ter como base um princípio novo até então desconhecido. Veremos mais tarde a explicação para este fato (seção 1.7.3) em que estes estados são considerados como estados ligados de um quark c e um antiquark \bar{c} . Estes estados são conhecidos por charmonium em analogia ao positronium que são estados ligados do elétron e pósitron.

Na categoria das partículas estranhas existem também

estados ressonantes de vida curta. Estas ressonâncias decaem, por interação forte, em partícula estranha e píons. Exemplos:

$$K^*(889) \rightarrow K\pi \quad \Gamma = 50 \text{ MeV}$$

$$Y(1385) \rightarrow \Lambda\pi^- \quad \Gamma = 35 \text{ MeV}$$

A tabela 1.3 apresenta algumas destas ressonâncias

		Q	S	M (MeV)	Γ (MeV)	Decaimento
Mesônicas	$K^*(892)$	0,1	+1	892	50	$K\pi$
	$K_N^*(1420)$	0,1	+1	1421	100	$K\pi, K^*\pi, K\rho$
Hiperônicas	$\Lambda(1405)$	0	-1	1405	40	$\Sigma\pi$
	$\Lambda(1520)$	0	-1	1518	16	$\Sigma\pi, N\bar{K}$
	$\Sigma(1385)$	$\mp 1,0$	-1	1385	35	$\Lambda\pi$
	$\Sigma(1670)$	$\pm 1,0$	-1	1670	~ 50	$N\bar{K}, \Sigma\pi, \Lambda\pi$
	$\Xi(1530)$	0, -1	-2	1532	9	$\Xi\pi$

Tab. 1.3

Q=carga ; S = estranheza ; M = massa ; Γ = largura

Exercício 1.3

Na reação $pp \rightarrow pn\pi^+$ a 12 GeV/c determine os valores máximo e mínimo da massa efetiva do sistema ($n\pi^+$).

1.6 Classificação e Constituição das Partículas

1.6.1 Classificação das Partículas

Um modo efetivo de classificar as partículas é em função do tipo principal de interação entre elas.

São chamadas hádrons as partículas cuja interação predominante entre elas é através da força nuclear forte.

Alguns dos hádrons decaem em partículas de uma outra classe chamadas léptons que exercem interação fraca. Seria errado concluir que os hádrons e os léptons pudessem somente interagir através das forças fortes ou fracas, respectivamente. Os membros que possuem carga elétrica tam

bem interagem eletromagneticamente.

O fóton é a única partícula que só exerce interação eletromagnética e os neutrinos só exercem interação fraca.

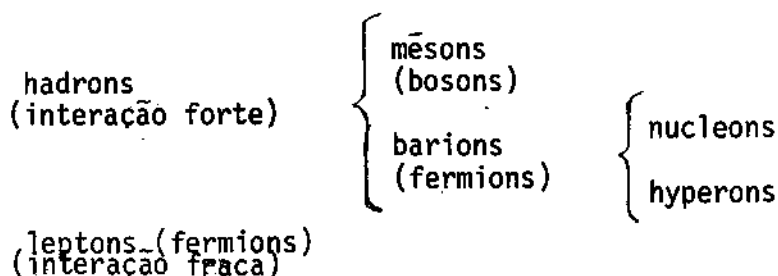
As partículas com spin semi-inteiro ($\frac{1}{2}\hbar$, $\frac{3}{2}\hbar$, $\frac{5}{2}\hbar$, etc) são chamadas férmions e obedecem à estatística de Fermi-Dirac. Aquelas com spin inteiro (0 , \hbar , $2\hbar$, etc) são chamadas bósons e obedecem à estatística de Bose-Einstein.

A estatística obedecida por uma partícula está relacionada com a simetria da função de onda que descreve um par de partículas idênticas, quando se faz a troca entre estas partículas.

A função de onda que descreve dois bósons idênticos deverá ser simétrica em relação à troca destas partículas, enquanto a que descreve dois férmions idênticos deverá ser antisimétrica.

A relação entre o spin da partícula e a estatística à qual ela obedece foi comprovada para fótons, elétrons, neutrons, prótons e mésons μ (Russel et al., Phys. Rev. Lett. 26, 46, 1971). Para as outras partículas, a verificação direta desta relação torna-se difícil devido à dificuldade de se obter feixes suficientemente intensos.

Os léptons são férmions e o fóton é um bóson. Os hádrons fermiônicos são chamados bárions e os bosônicos são denominados mésons. O termo méson, significando partícula de massa intermediária entre a do elétron e a do próton, foi originalmente atribuído ao múon, agora classificado como um lépton. Desta forma, o termo méson perdeu seu significado original e atualmente é usado para designar hádrons bosônicos. O grupo de bárions é constituído pelos nucleons e hyperons. Resumindo:



1.6.2 Constituintes Básicos: Léptons, Quarks e Bósons de Gauge

Como já foi mencionado anteriormente, existe um grupo de partículas fermiônicas chamadas léptons (do grego "leptos" que significa leve) que não exercem interação forte. A mais conhecida delas é o elétron e^- e com ele estão associados a sua antipartícula, o pósitron e^+ , e o neutrino ν_e e antineutrino $\bar{\nu}_e$ eletrônicos, que são produzidos juntamente com o elétron (ou positron) no decaimento β (por exemplo $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$).

Uma segunda família dos léptons consiste do múon, μ^- , juntamente com μ^+ , ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$. O múon se comporta identicamente ao elétron, com a única diferença que é cerca de 200 vezes mais pesado.

Na metade da década de 70 a família do lépton tauon τ , foi descoberta (Perl et al., Phys. Rev. Lett 35-1489-1975) pela análise da reação inclusiva^(*) de aniquilação

$$e^+e^- \rightarrow \mu^\pm e^\mp + \text{partículas não detetadas.}$$

As partículas não detetadas carregam energia e momento e se forem supostas serem neutrinos, a reação acima pode ser interpretada como a possível formação de léptons pesados τ (massa cerca de 18 GeV), isto é

$$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$$

os quais por sua vez decaem em léptons mais leves. Embora a existência do neutrino ν_τ ainda não esteja firmemente estabelecida, os decaimentos

$$\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$$

$$\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$$

e os correspondentes às antipartículas, parecem ocorrer (como também $\tau \rightarrow \text{hadron} + \nu_\tau$).

(*) Uma reação é chamada inclusiva, ao contrário de exclusiva, quando nem todas as partículas secundárias da reação são detetadas.

Nenhum outro lépton carregado é conhecido, pelo menos com massa inferior a 20 GeV (Bartel et al. Phys. Lett. 123B-353; 1983).

As diferentes famílias dos léptons existentes podem ser representadas pelos seguintes dupletes

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \text{ e suas antipartículas.}$$

As experiências de espalhamento $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ e $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ com o intuito de verificar se os léptons têm ou não estrutura, revelaram que no limite até 10^{-15} cm, eles podem ser considerados pontuais, sem estrutura e portanto elementares.

Por outro lado, os hádrons não são elementares. Já em meados da década de 60 foi feita a hipótese que os hádrons pudessem ser convenientemente considerados como compostos de constituintes fundamentais chamados quarks (Gell-Mann - Phys. Lett. 8-214; 1964 e Zweig - CERN Rep. TH 401; 1964). Na época, muitos consideravam os quarks como meras conveniências matemáticas para se estudar sistematicamente as propriedades dos hádrons. Entretanto, para surpresa de muitos, as experiências para se verificar a estrutura do próton, através do espalhamento de elétrons em prótons, revelaram que os prótons realmente possuem constituintes pontuais chamados pártons (da palavra "parts").

Estes pártons são de dois tipos: os quarks que são férmions e carregam cargas elétricas fracionárias e os glúons (da palavra glus = cola) que são bósons e eletricamente neutros.

Os quarks sofrem os efeitos de todas as interações e em particular das interações fortes. As forças fortes quark-quark são tão fortes que, como consequência, mantêm os quarks confinados nos hádrons e são presumivelmente a causa pela qual ainda não se observaram quarks livres. O bóson mediador destas interações entre quarks é o glúon, análogo ao fóton

nas interações eletromagnéticas. Os quarks e glúons exercem interação forte porque eles carregam um novo tipo de carga chamada cor, análoga à carga elétrica nas interações eletromagnéticas. Enquanto no caso elétrico se tem dois tipos de carga, positiva e negativa, existem três cores e três anticolors. Cada quark possui uma das três cores e cada antiquark uma das três anticolors, enquanto os glúons possuem uma cor e uma anticolor. Através dos glúons, os quarks interagem entre si mudando de cor. Existem 8 diferentes modalidades de glúons de acordo com a troca de cor que eles possibilitam. A teoria das interações fortes, ou seja da dinâmica das cores é chamada Cromodinâmica Quântica, em analogia à Eletrodinâmica Quântica que trata da dinâmica das cargas elétricas. Analogamente aos léptons, existem seis tipos, ou "sabores", de quarks, a saber: d, u, s, c, t, b, que podem ser agrupados em três famílias (ou gerações) e representados pelos seguintes dupletes:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s \\ c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b \\ t \end{pmatrix} \text{ e suas antipartículas.}$$

A tabela 1.4 apresenta os diferentes sabores dos quarks e léptons com suas características, agrupados em três diferentes gerações.

Quarks							Leptons			
sabor	M	Q	S	C	D	T	M	Q	geração	
Down, d	0.008	$-\frac{1}{3}$	0	0	0	0	e^-	0.0005	-1	} 1
Up, u	0.004	$+\frac{2}{3}$	0	0	0	0	ν_e	0	0	
Strange, s	0.15	$-\frac{1}{3}$	-1	0	0	0	μ^-	0.105	-1	} 2
Charm, c	1.2	$+\frac{2}{3}$	0	1	0	0	ν_μ	0	0	
Bottom, b	4.7	$-\frac{1}{3}$	0	0	-1	0	τ^-	1.8	-1	} 3
Top, t	>30	$+\frac{2}{3}$	0	0	0	1	ν_τ	0	0	

Tab. 1.4

M = massa (GeV), Q = carga elétrica

S,C,B,T são os números quânticos estranheza, "charm", "beauty" e "truth", respectivamente.

Os bárions são estados ligados de três quarks (qqq) e os mésons são estados ligados de um quark e um antiquark (q \bar{q}). Da mesma forma que as partículas carregadas formam entidades neutras (i.e., átomos), os quarks ligados formam partículas incolores (cor neutra). Isto significa que os três quarks em um bárion devem ter diferentes cores tais que o conjunto seja incolor. Semelhantemente a cor do quark e a anticor do antiquark num meson se cancelam para resultar um efeito neutro.

As composições quarkônicas de alguns dos mésons (q \bar{q}) e dos bárions (qqq) são apresentadas na tabela 1.5.

Mesons						
	0 ⁻	Massa	1 ⁻	Massa	2 ⁺	Massa
<i>u\bar{d}, d\bar{u}</i>	π^+	140	ρ^+	770	A_2^+	1317
<i>(u\bar{u} - d\bar{d})/$\sqrt{2}$</i>	π^0	135	ρ^0		A_2^0	
<i>u\bar{s}, s\bar{u}</i>	K^+	494	K^{*+}	892	K^{*+}	1434
<i>d\bar{s}, s\bar{d}</i>	K^0, \bar{K}^0	498	K^{*0}, \bar{K}^{*0}	898	K^{*0}, \bar{K}^{*0}	
<i>(u\bar{u} + d\bar{d})/$\sqrt{2}$</i>	η	549	ω	782	f	1273
<i>s\bar{s}</i>	η'	958	ϕ	1020	f'	1516
<i>c\bar{d}, d\bar{c}</i>	D^+	1868	D^{*+}	2009	D^{*+}	?
<i>c\bar{u}, u\bar{c}</i>	D^0, \bar{D}^0	1863	D^{*0}, \bar{D}^{*0}	2006	D^{*0}, \bar{D}^{*0}	?
<i>c\bar{s}, s\bar{c}</i>	F^+	1970	F^{*+}	2140?	F^{*+}	?
<i>c\bar{c}</i>	χ_c	2980	ψ	3097	χ	3551

Barions				
	$\frac{1}{2}^+$	Massa	$\frac{3}{2}^+$	Massa
<i>uuu, ddd</i>	p, n	939	Δ^{++}, Δ^+	1232
<i>uud, uud</i>	$\Sigma^{+,0,-}$		Δ^+, Δ^0	
<i>uus, uds, dds</i>	Λ	1116	$\Sigma^{*+,0,-}$	1385
<i>uds</i>	Ξ^0, Ξ^-	1318	Ξ^{*0}, Ξ^{*-}	1533
<i>uss, dss</i>			Ω^-	1672
<i>sss</i>				

Tab. 1.5

O fato dos três quarks constituintes de um bárion terem cores diferentes explica o fato que na composição do Δ^{++} ou Δ^- é possível se ter três quarks de iguais sabores com spins paralelos para se ter no conjunto o estado de spin 3/2 do Δ^{++} ou Δ^- , pois sendo os quarks férmions, pelo princípio de exclusão de Pauli, não se poderia ter três quarks idênticos no mesmo estado.

Os quarks constituintes dos hádrões apresentados na tabela 1.5 são os chamados quarks de valência. Através de suas cargas e de

seus números quânticos, S, C, B e T, eles são responsáveis pelos números quânticos dos hádrons. Além destes quarks, os hádrons possuem um mar de pares de quark e antiquark correspondentes, cujos números quânticos se cancelam e portanto não contribuem para o número quântico do hádron.

Os hádrons possuem, portanto, as seguintes três classes de constituintes:

- a) quarks de valência
- b) glúons
- c) pares de quark-antiquark

A Fig. 1.7 mostra uma visualização da estrutura do próton em que os quarks u,u,d estão ligados por glúons e acompanhados por pares de quark-antiquark formando um mar.

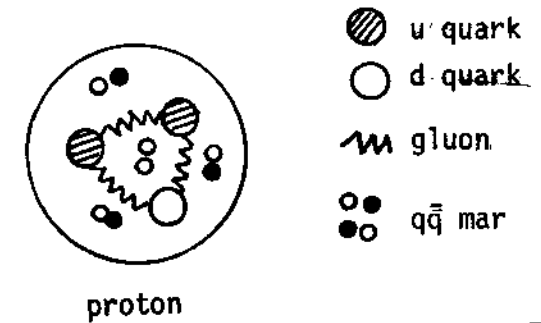


Fig. 1.7

Enquanto o número e tipo dos quarks de valência são fixados pelos números quânticos dos hádrons, o número dos quarks (e anti-quarks) do mar e dos glúons são ilimitados.

Assim como o glúon na Cromodinâmica Quântica e o fóton na Eletrodinâmica Quântica, existem os bósons intermediários carregados eletricamente W^\pm e o neutro Z^0 , das interações fracas. A grande massa destas partículas (as partículas W^\pm pesam cerca de 87 vezes mais que o próton e a Z, 98 vezes) foi responsável pela demora de suas descobertas que ocorreram em 1983.

O decaimento β , sendo uma interação fraca entre léptons e núcleons, ou mais fundamentalmente entre léptons e quarks constituintes dos núcleons, pode ser interpretado como, por exemplo, $u \rightarrow d e^+ \nu_e$, através da troca do quantum W^\pm .

Estes bósons responsáveis pelas diferentes interações são conhecidos como bósons de gauge.

	Bósons de Gauge	carga	spin	massa (GeV)
Interação Eletromagnética	γ	0	1	0
Interação Fraca	W^{\pm}	± 1	1	$82,1 \pm 1,7$
	Z^0	0	1	$93,0 \pm 1,7$
Interação Forte	glúons	0	1	0

Na física moderna, deseja-se fortemente uma unificação de todas as interações, isto é, pretende-se entender todas as forças existentes através de uma única força fundamental. No modelo de Glashow-Weinberg-Salam foi possível unificar a força fraca com a eletromagnética, tal que ambas as forças são formas diferentes de uma única força conhecida por força eletrofraca. A prova experimental decisiva da unificação eletro-fraca ocorreu pela descoberta dos bósons W e Z em colisões próton-antipróton a 540 GeV. A Figura 1.8 visualiza a formação do W^+ e Z^0 nas colisões $p-\bar{p}$.

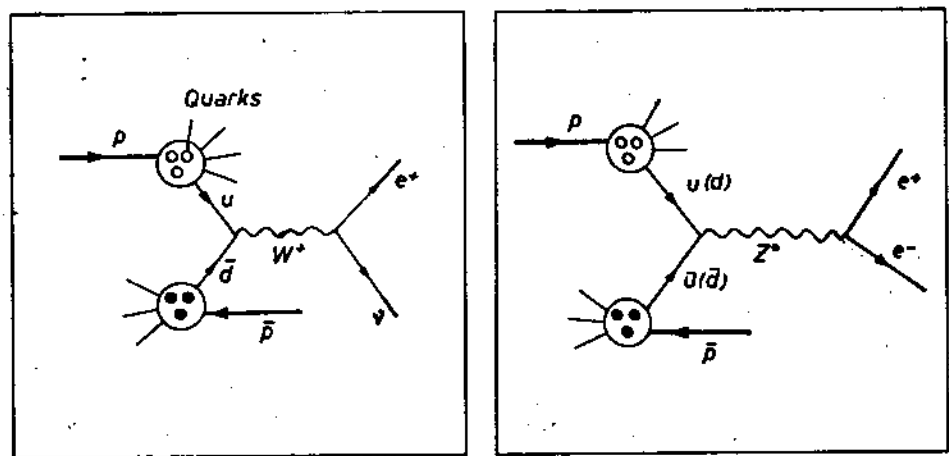


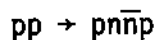
FIGURA 1.8

Na verdade, somente as experiências futuras mostrarão se realmente já encontramos os constituintes elementares da matéria, ou se a descrição aqui apresentada necessita ser estendida.

1.7 Regras de Conservação

1.7.1 Número Bariônico

O decaimento dos bárions e suas ressonâncias (nucleônicas e hiperônicas) levam sempre a estados finais contendo o próton (ou neutrão que no estado final após o decaimento conterá um próton). Esta é uma consequência da regra de conservação do número bariônico. Esta regra implica que o número de bárions menos o número de antibárions em todo processo físico se conserva. Por exemplo, numa reação próton-próton tem-se no estado inicial 2 bárions e portanto o número de bárions menos o número de antibárions no estado final será 2. Vários estados finais são possíveis, por exemplo



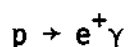
e em todos eles se evidencia a regra de conservação do número bariônico.

Atribui-se aos bárions o número quântico bariônico $B = 1$ e às suas antipartículas o valor $B = -1$ e à toda outra partícula $B = 0$.

A regra de conservação do número bariônico é, em seu significado para a Física, semelhante à lei de conservação da carga elétrica.

A conservação do número bariônico garante que o próton é uma partícula estável pois ele é o bárion de menor massa.

Em princípio seria possível que o próton fosse instável; por exemplo, ele poderia decair em elétron e fóton, isto é,



e isto implicaria na violação da conservação do número bariônico. Entretanto pode ser que o próton decaia mas que sua meia vida seja muito grande tornando difícil a detecção do seu decaimento. Experiências realizadas (Reines et al., Phys. Rev. Lett. 32 - 493 - 1974) estabeleceram o limite inferior da meia

vida do próton:

$$\tau_p > 2 \times 10^{30} \text{ anos} .$$

Este valor comparado com a estimativa da idade do Universo ($\sim 10^{10}$ anos) é muito grande, o que explicaria o fato de nós ainda existirmos apesar de se considerar o próton como uma partícula instável.

1.7.2 Número Leptônico

Para os léptons introduzimos o número quântico leptônico eletrônico L_e , o mesônico L_μ e o tauônico L_τ que independentemente se conservam em toda reação.

Associamos aos léptons os seguintes números leptônicos:

$$\left(e^- \right) \rightarrow L_e = 1 \quad \left(\mu^- \right) \rightarrow L_\mu = 1 \quad \left(\tau^- \right) \rightarrow L_\tau = 1$$

Às antipartículas associamos o número leptônico igual e com sinal contrário do da partícula correspondente.

No caso de se atribuir massas aos neutrinos, espera-se pela teoria eletrofraca que os números leptônicos não se conservem. Sendo pequenas as massas atribuídas aos neutrinos ($m_{\nu_e} < 0.000046 \text{ MeV}$, $m_{\nu_\mu} < 0.5 \text{ MeV}$ e $m_{\nu_\tau} < 164 \text{ MeV}$), a não conservação dos números leptônicos poderia ser observada em oscilações de neutrinos. Atualmente, este assunto tem sido intensamente investigado em diversas experiências. A violação da conservação do número leptônico tem sido, também, investigada na tentativa de se detectar o decaimento $\mu \rightarrow e + \gamma$.

1.7.3 Conservação da Estranheza e Charm

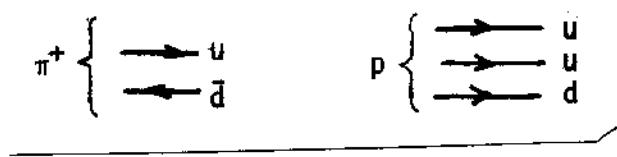
Os números quânticos estranheza S e charm C são conservados nas interações fortes e eletromagnéticas, mas não são conservados nas interações fracas. Por exemplo, S não é conservado em $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ e S e C não são conservados em $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, enquanto os decaimentos por interação forte como $\phi^0 \rightarrow K\bar{K}$ e $J/\psi \rightarrow D\bar{D}$ conservam S e C .

É interessante mencionar que este modo de decaimento do ϕ^0 é o mais frequente (cerca de 80%) de todos os possíveis decaimentos de ϕ^0 , apesar de que o seu decaimento em três π deveria ser o mais provável, considerando-se as energias dos estados inicial e final ($m(\pi) \approx 140$ MeV e $m(K) \approx 500$ MeV). Este fato encontra fundamento na regra de Zweig (CERN Report TH-412, 1964).

Esta é uma regra que determina a preferência de certos decaimentos de hádrons em outros hádrons e pode ser visualizada da seguinte maneira:

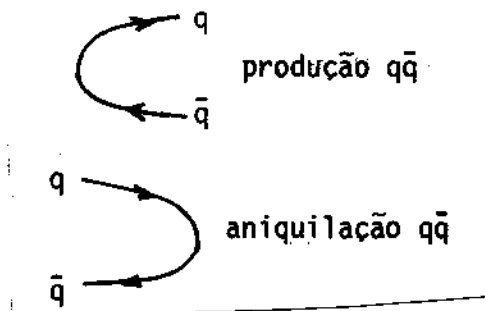
Toda reação hadrônica pode ser representada por um diagrama em que para cada um dos constituintes dos hádrons se associa uma linha com um sentido. As partículas são representadas na direção do seu movimento enquanto as antipartículas na direção contrária.

Exemplos:

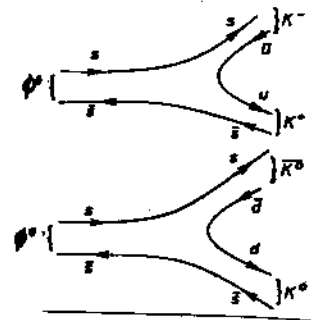


A produção ou aniquilação de um par de quar-antiquark $q\bar{q}$ será representada por uma linha única.

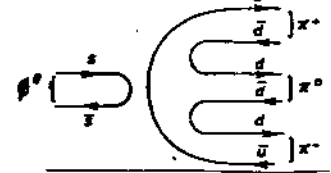
Exemplos:



Os decaimentos de ϕ^0 em $K\bar{K}$ são representados por:



enquanto o decaimento do ϕ^0 em 3π será representado por:

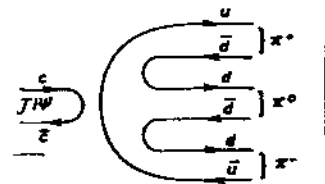


Pela regra de Zweig, os processos cujos diagramas não possibilitam continuar as linhas do estado inicial ao final são processos menos favoráveis que os outros.

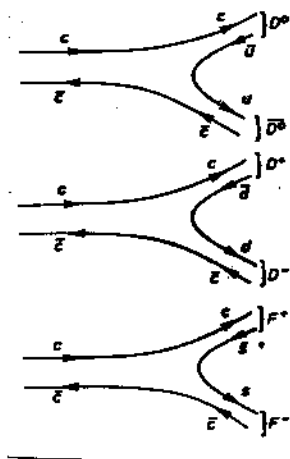
Como o ϕ^0 , conforme esta regra, não pode decair com facilidade em 3π , ele terá uma meia vida maior que a esperada para uma ressonância. Desta forma podemos entender porque o ϕ^0 é uma ressonância cuja largura (4,1 MeV) é muito inferior às larguras típicas encontradas nas ressonâncias (~ 100 MeV).

Analogamente, os diagramas dos decaimentos que poderiam ocorrer para o méson J/ψ são os seguintes:

Os decaimentos $J/\psi \rightarrow D\bar{D}$ ou $J/\psi \rightarrow F\bar{F}$



favorecidos pela regra de Zweig não podem ocorrer porque a massa total dos produtos de decaimento é maior que a massa do J/ψ . A pequena largura da ressonância J/ψ (Fig. 1.6) é explicada pelo fato de que dos decaimentos acima considerados, aquele que realmente ocorre é o que é o mais desfavorável pela regra de Zweig.



Exercício 1.4: Quais das seguintes reações são proibidas e explique porque:

bidas e explique porque:

- a) $p \rightarrow e^+ + \gamma$; b) $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$; c) $\pi^0 + \pi^- \rightarrow \bar{n} + p$; d) $n \rightarrow p + e^+ + \nu_e$; e) $\pi^0 + n \rightarrow \pi^- + \bar{p}$
- f) $\bar{n} + n \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$; g) $\pi^+ + n \rightarrow \pi^- + p$

Exercício 1.5

Especifique as possíveis partículas que tomam parte nas reações

$$\pi \rightarrow \mu + \nu$$

$$\mu \rightarrow e + \nu + \nu$$

Mostre que no decaimento do méson π , o méson μ é emitido no SCM com uma energia cinética de 4,12 MeV. Por que os elétrons no decaimento do méson μ em repouso não são monoenergéticos ?

1.8 Leis de Conservação e Princípios de Simetria

As reações entre as partículas são muitas e variadas, mas somente aquelas reações que são consistentes com certas leis de conservação é que podem ocorrer. As leis de conservação estão relacionadas com a invariância das propriedades de um sistema físico isolado em relação a certas transformações.

Recordemos dois resultados importantes da Mecânica Quântica:

a) Quando uma observável B (correspondendo ao operador hermitiano B) que não tenha dependência explícita do tempo comuta com a Hamiltoniana H, i.e.,

$$[H, B] = 0$$

então o valor médio desta observável $\langle \psi | B | \psi \rangle$ onde $|\psi\rangle$ é o vetor estado, é constante no tempo. Diz-se que a observável é uma constante de movimento e isto significa uma lei de conservação. Analogamente, num processo de espalhamento descrito pelo operador S temos que se $[B, S] = 0$ então $\langle \psi | B | \psi \rangle$ é constante do tempo.

b) Na Mecânica Quântica, se $|\phi\rangle$ e $|\psi\rangle$ descrevem possíveis estados de um sistema físico, a quantidade $|\langle \psi | \phi \rangle|^2$ está relacionada a resultados de uma

medida experimental. Por esta razão, operadores τ definidos no espaço de Hilbert dos vetores de estado, que transformam $|\psi\rangle$ e $|\phi\rangle$ mas que deixam $|\langle\psi|\phi\rangle|^2$ invariante, têm uma importância especial. Os operadores unitários U e os antiunitários A pertencem à classe de operadores τ que tem esta propriedade. A uma transformação física corresponde no espaço de Hilbert um operador unitário ou antiunitário. No caso em que o problema físico é invariante em relação à esta transformação, o operador correspondente comuta com o operador hamiltoniano do sistema. Combinando os dois resultados acima, temos que se U corresponder a uma observável B , ou for uma função desta observável, i.e. , $U = f(B)$ tal que $[H,U] = 0$ implique $[H,B] = 0$ então o valor médio $\langle\psi|B|\psi\rangle$ é uma constante de movimento. É importante salientar que a um operador antiunitário não se pode fazer corresponder uma observável.

Quando o sistema físico é invariante em relação a uma transformação, isto é, a transformação aplicada ao sistema deixa as propriedades físicas do sistema inalteradas, dizemos que a transformação é uma simetria em relação ao sistema. Uma simetria representada por um operador antiunitário é a reversão do tempo; as outras transformações de simetria são representadas por operadores unitários.

Toda simetria que está relacionada a uma observável corresponde a uma grandeza conservada (teorema de Noether).

Consideremos agora algumas simetrias especiais.

1.8.1 Paridade

A operação paridade é o nome que se dá à transformação de reflexão das coordenadas espaciais em relação à origem e denotaremos por P o operador correspondente

$$\vec{r}' = P\vec{r} = -\vec{r}$$

Este operador comuta com a Hamiltoniana H de uma partícula livre, isto é

$$[P,H] = 0$$

Em consequência existem autovalores e autofunções simultâneos de H e P , isto é

$$P\psi(\vec{r}) = P\psi(\vec{r})$$

O resultado de se aplicar P duas vezes é restaurar a situação original, isto é

$$P(P(\psi(r))) = P(\psi(-r)) = \psi(r)$$

mostrando que o autovalor de P^2 é $+1$ e então os autovalores de P serão $+1$ ou -1 correspondendo a autoestados de paridade par ou ímpar, respectivamente. Se $\psi(\vec{r})$ for uma autofunção simultânea de P e H , então $\psi(\vec{r})$ terá uma definida paridade (ímpar (-1) ou par $(+1)$).

Quando uma partícula está num autoestado do momento angular orbital, ela é descrita por uma função de onda cuja parte angular são os harmônicos esféricos $Y_{\ell m}(\theta, \phi)$ onde θ e ϕ são os ângulos polares do vetor posição da partícula

$$Y_{\ell}^m(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{(2\ell+1)(\ell-m)!}{4\pi(\ell+m)!}} P_{\ell}^m(\cos\theta) e^{im\phi}$$

em que P_{ℓ}^m são os polinômios de Legendre.

Em coordenadas polares (r, θ, ϕ) a operação paridade tem o efeito de transformar

$$\begin{aligned} r &\rightarrow r \\ \theta &\rightarrow \pi - \theta \\ \phi &\rightarrow \pi + \phi \end{aligned}$$

E portanto $P_{\ell}^m(\cos\theta) \rightarrow P_{\ell}^m(-\cos\theta) = (-1)^{\ell-m} P_{\ell}^m(\cos\theta)$ pois P_{ℓ}^m é um polinômio de grau $\ell-m$ e

$$e^{im\phi} \rightarrow (-1)^m e^{im\phi},$$

tal que

$$Y_{\ell}^m \rightarrow (-1)^{\ell-m} (-1)^m Y_{\ell m} = (-1)^{\ell} Y_{\ell}^m$$

Consequentemente as funções harmônicas esféricas têm paridade $(-1)^{\ell}$.

A paridade não é uma quantidade aditiva; a paridade de um sistema é o produto das paridades de suas partes constituintes. Por exemplo, se duas partículas 1 e 2 estão em estados de momento angular $\ell_1 m_1$ e $\ell_2 m_2$ a parte angular da função de onda do sistema das duas partículas será $Y_{\ell_1}^{m_1}(\theta_1 \phi_1) \cdot Y_{\ell_2}^{m_2}(\theta_2 \phi_2)$.

Aplicando a operação paridade, os vetores posição de cada uma das partículas são revertidas, isto é,

$$\begin{aligned} \vec{r}_1 &\rightarrow -\vec{r}_1 \\ \vec{r}_2 &\rightarrow -\vec{r}_2 \end{aligned}$$

e portanto ter-se-á

$$Y_{\ell_1}^{m_1}(\theta_1 \phi_1) Y_{\ell_2}^{m_2}(\theta_2 \phi_2) \rightarrow (-1)^{\ell_1 + \ell_2} Y_{\ell_1}^{m_1}(\theta_1 \phi_1) Y_{\ell_2}^{m_2}(\theta_2 \phi_2)$$

A paridade do sistema das duas partículas será $(-1)^{\ell_1 + \ell_2}$.

Consideremos agora a ligação entre uma reflexão em relação a um plano, denominada reflexão espelho e a reflexão no espaço, isto é, a transformação paridade (todas as coordenadas são refletidas).

Se fizermos primeiro uma reflexão espelho R_{xy} em relação ao plano xy e em seguida uma rotação $R_z(\pi)$ de 180° em torno do eixo z , teremos:

	R_{xy}		$R_z(\pi)$
x	$\longrightarrow x$	x	$\longrightarrow -x$
y	$\longrightarrow y$	y	$\longrightarrow -y$
z	$\longrightarrow -z$	$-z$	$\longrightarrow -z$

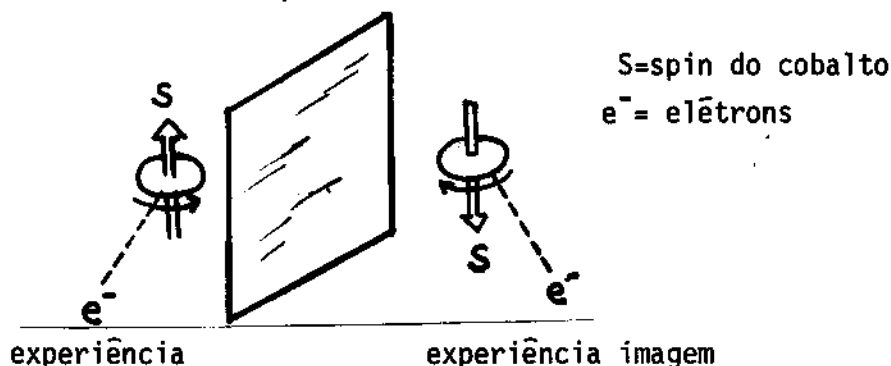
Concluimos que a reflexão no espaço P pode ser obtida por uma rotação de um estado já transformado por uma reflexão espelho. Como os sistemas físicos são invariantes diante de rotações então o estudo da invariância de sistemas físicos diante da transformação paridade pode ser feito através da simetria diante de uma reflexão espelho.

Era de se esperar que os resultados de uma experiência não se alterasse quando passamos de um sistema de coordenadas destrógero pa

ra um levôgero, isto é, que é invariante diante de uma reflexão espelho (e portanto conserva a paridade). Entretanto com o trabalho de Lee e Yang (Phys. Rev. 104 - 254 - 1956) e a demonstração experimental pela Sra. Wu et al. (Phys. Rev. 105 - 1457 - 1957) ficou comprovado que a paridade não se conserva nas interações fracas.

Na experiência da Sra. Wu foram utilizados átomos de Co^{60} e foi estudada a distribuição angular dos elétrons resultantes do decaimento β do Co^{60} . O resultado das medidas indicou que os elétrons são emitidos de preferência na direção contrária à direção do spin do núcleo, i.e., a distribuição angular apresenta uma assimetria frente-trás. Como o vetor spin do núcleo (vetor axial) e o vetor momento (vetor polar) dos elétrons emitidos se transformam de maneira diferente diante de uma reflexão espelho, conclue-se que numa experiência imagem-espelho (simétrica em relação a um plano), os elétrons deveriam ter preferência para serem emitidos na direção do spin e portanto contrário ao resultado da experiência (Fig. 1.7).

Fig. 1.7



Este fato implica que a Natureza não é invariante em relação a uma reflexão espelho, isto é, há violação desta invariância e portanto a paridade não se conserva.

Nas interações forte e eletromagnética, há conservação da paridade.

1.8.2 Paridade Intrínseca

Na física atômica e na física nuclear, ao classificar

mos os níveis energéticos, a paridade do sistema é obtida em função do movimento orbital dos elétrons e nucleons. Em física de partícula surge uma nova situação porque o número e tipo de partículas mudam numa reação. Nestas circunstâncias, o conceito de conservação de paridade nas interações eletromagnéticas e fortes necessita que se designe para cada partícula uma definida paridade intrínseca η .

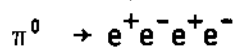
A paridade total P de um sistema composto de duas partículas a e b com paridades intrínsecas η_a e η_b e num estado de momento angular orbital relativo ℓ será

$$P = \eta_a \eta_b (-1)^\ell$$

A não ser o fóton ($\eta_\gamma = -1$) e o π^0 ($\eta_{\pi^0} = -1$) todas as outras partículas tem paridade relativa.

O fóton tem as propriedades de transformação idênticas às do vetor potencial eletromagnético \vec{A} que depende de correntes que circulam e estas obviamente mudam de sinal diante de uma operação paridade. Consequentemente a paridade intrínseca do fóton é ímpar.

A paridade do pión neutro pode ser estabelecida das observações da polarização dos raios γ resultantes do seu decaimento. É difícil de se medir diretamente a polarização destes fótons. Entretanto, quando os fótons se convertem internamente em pares de elétrons, i.e., pares de Dalitz, eles guardam a memória da polarização dos fótons (Kroll e Wada -Phys. Rev. 98 - 1355 - 1955). Usando o raro modo de decaimento do π^0 em dois pares de elétrons, i.e.,



a paridade do π^0 pode ser deduzida pela distribuição dos ângulos entre os planos dos dois pares de elétrons. A medida experimental (Plano et al., Phys. Rev. Lett. 3, 525 - 1959) resultou para o méson π^0 uma paridade ímpar.

Se descrevermos os fêrmions pela equação de Dirac, mostra-se que, para fêrmions, toda antipartícula tem paridade oposta à da partícula correspondente.

Para bósons, as antipartículas têm a mesma paridade que as partículas.

Portanto, temos a regra:

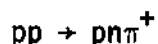
Fêrmions: paridade da antipartícula = (-1) paridade da partícula;

Bósons : paridade da antipartícula = $(+1)$ paridade da partícula.

Convenciona-se atribuir a paridade par ao próton e conseqüentemente a ímpar ao antipróton.

A paridade relativa do neutron e próton não pode ser observada pois o número de nucleons no estado inicial é igual ao final e não existe nenhuma reação em que o número de neutrons relativo ao número de prótons varie sem a criação de antipartículas ou mésons.

Exemplos



Atribui-se ao neutron a paridade par. Com estas atribuições, a paridade relativa dos píons carregados em relação à dos nucleons pode ser obtida experimentalmente e o resultado é uma paridade ímpar.

Um méson que tem spin zero e paridade intrínseca ímpar, isto é, $J^P = 0^-$, deve ser representado por uma função de onda que tem as propriedades de transformações diante das rotações e inversões iguais às dos pseudoescalares. Por isso estes mésons são denominados pseudoescalares, i.e.,

$$J^P = 0^- \rightarrow \text{mésons pseudoescalares}$$

Analogamente:

$$J^P = 0^+ \rightarrow \text{mésons escalares}$$

$$J^P = 1^- \rightarrow \text{mésons vetoriais}$$

$$J^P = 1^+ \rightarrow \text{mésons pseudovetoriais.}$$

1.8.3 Conjugação de Carga

Por causa da existência de partículas e antipartículas, é útil se definir um operador unitário C que converte o vetor estado de uma partícula no vetor estado da antipartícula correspondente. Esta operação reversa portanto o sinal da carga Q , número bariônico B , números leptônicos L , L_e , L_μ , L_τ e estranheza S , deixando inalteráveis os momentos linear e angulares. Conseqüentemente, o spin não se altera mas o momento magnético troca de sinal.

A operação conjugação de carga transformaria o átomo de hidrogênio (p, e^-) em antihidrogênio (\bar{p}, e^+). As propriedades físicas deste antiátomo são as mesmas do átomo, isto é, os níveis de energia são os mesmos pois as equações das interações eletromagnéticas são simétricas em relação à troca das cargas.

Era de se esperar que esta simetria existisse também para as outras interações. Entretanto o fato experimental observado (Alikhanov et al., JETP 11, 1380 - 1960) em que o μ^- e o μ^+ dos decaimentos do π^- e π^+ , respectivamente, têm helicidades^(*) contrárias, comprova a violação da conservação da conjugação de carga nas interações fracas (vide fig. 1.8).



Figura 1.8

^(*) Define-se helicidade Λ ao produto escalar $\Lambda = \frac{\vec{J} \cdot \vec{P}}{|\vec{P}|}$ onde \vec{J} e \vec{P} são os momentos angular e linear, respectivamente.

Ambas as interações forte e eletromagnética são conhecidas serem invariantes diante da transformação de conjugação de carga. Assim, por exemplo, a seção de choque da reação $K^+p \rightarrow K^+p$ é esperada ser idêntica à da reação $K^-\bar{p} \rightarrow K^-\bar{p}$.

Como C reverte o sinal de Q, B, L_e, L_μ, L_τ e S , então somente estados neutros com $B = L_e = L_\mu = L_\tau = S = 0$ são autoestados de C , com autovalores $C = +1$ ou -1 (uma segunda aplicação de C volta ao estado inicial).

Exemplos

$$\gamma, \rho^0, \omega^0, \phi^0, J/\psi \quad C = -1$$

$$\pi^0, \eta^0 \quad C = +1$$

A explicação porque o fóton tem $C = -1$ é a seguinte: como C inverte o sinal da carga elétrica que é a fonte do campo eletromagnético, então inverterá também o sinal dos potenciais escalar ϕ e vetorial \vec{A} . Conseqüentemente, na função de onda do fóton inverterá também o sinal.

Como o π^0 decai em 2γ por interação eletromagnética que é invariante diante da conjugação de carga, teremos para o π^0

$$C_{\pi^0} = C_\gamma C_\gamma = (-1)(-1) = +1$$

e o decaimento em 3γ é proibido. De fato, experiências comprovam a não existência do decaimento $\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ (Duclos et al., Phys.Lett. 19 - 253 - 1965).

Analogamente, observando-se os modos de decaimento concluímos que:

$$\eta^0 \rightarrow 2\gamma \quad C = +1$$

$$\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma \quad C = -1$$

$$\omega^0 \rightarrow \pi^0\gamma \quad C = -1$$

$$\phi^0 \rightarrow \eta^0\gamma \quad C = -1$$

$$J/\psi \rightarrow \rho^0\pi^0 \quad C = -1$$

Consideremos agora o positronium que é um estado ligado do pósitron e elétron com momento angular l e spin total S ($S=1$ é o estado triplete e $S=0$ é o estado singlete). Com a aplicação de C , os sinais das cargas das duas partículas são trocados sem se alterar as partes espaciais e de spin da função de onda. O elétron e o pósitron podem ser considerados como uma única partícula em dois estados de carga. Em se tratando de 2 férmions idênticos, a função de onda deve ser antisimétrica em relação à troca das partículas. Para se trocar as duas partículas devemos trocar

- a) as posições das partículas
- b) os estados de spin das partículas
- c) as cargas das partículas.

Escrevemos a função de onda do positronium como o produto de 3 funções dependentes das coordenadas espaciais, do spin e das cargas

$$\psi(\text{total}) = \phi(\text{espacial})\alpha(\text{spin})\chi(\text{carga})$$

e impomos a condição que ψ deva ser antisimétrica em relação à troca das duas partículas.

A função ϕ será expressa pelos harmônicos esféricos e portanto terá simetria $(-1)^l$.

O estado de spin triplete é simétrico e o estado de spin singlete é antisimétrico em relação à troca das partículas. De fato, pela composição de momentos angulares podemos escrever

Spin 1

$$\begin{aligned} m = 1 \quad |1,1\rangle &= \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle_{e^-} \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle_{e^+} \\ m = 0 \quad |1,0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle_{e^-} \left| \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle_{e^+} + \left| \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle_{e^-} \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle_{e^+} \right] \\ m = -1 \quad |1,-1\rangle &= \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle_{e^-} \left| \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle_{e^+} \end{aligned}$$

Spin 0

$$m = 0 \quad |0,0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle_{e^-} \left| \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle_{e^+} - \left| \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle_{e^-} \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle_{e^+} \right]$$

Portanto a função $\alpha(\text{spin})$ tem simetria $(-1)^{S+1}$.

Seja C o fator que a função adquire diante da troca das cargas.

Como a função $\psi(\text{total})$ deverá ser antisimétrica deveremos ter

$$(-1)^\ell (-1)^{S+1} C = -1$$

$$\text{ou} \quad C = (-1)^{\ell+S}$$

isto é, o positronium é um autoestado de C com autovalor $C = (-1)^{\ell+S}$. Em consequência, o estado fundamental singlete do positronium ($\ell=0, S=0$), decai em 2 fótons ($C=+1$) e o tripleto ($\ell=0, S=1$) denominado orthopositronium decai em 3 fótons ($C=-1$). A Fig. 1.9 mostra os diagramas do positronium em que o spin do elétron e o do pósitron são representados por setas e os fótons por uma linha ondulada.

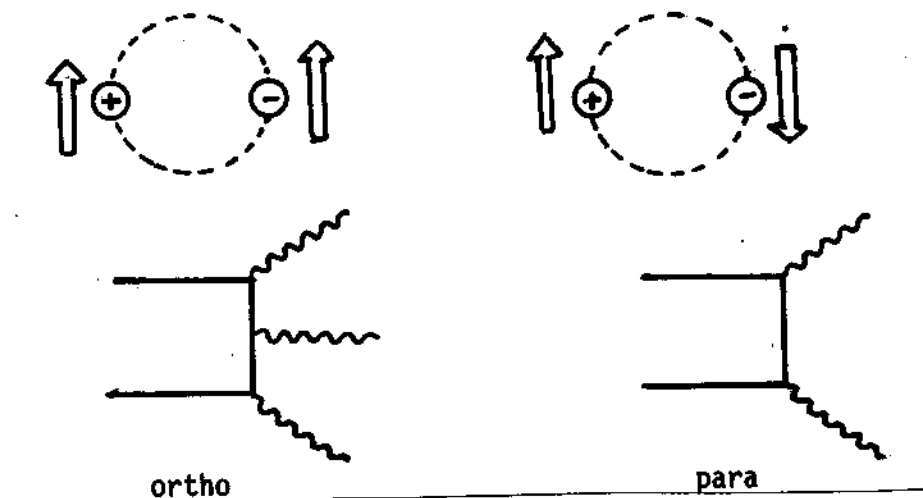


Fig. 1.9

As meias vidas dos ortho e parapositronium são diferentes. Em eletrodinâmica quântica podemos dizer que para cada fóton a mais que toma parte numa reação, a intensidade da reação diminui de um fator α igual à constante de acoplamento ($\alpha = 1/137$). Em consequência o orthopositronium vive mais que o parapositronium.

1.8.4 Spin Isotópico

Ao observarmos as propriedades dos hadrons notamos que eles podem ser agrupados em multipletes tais que seus membros tenham os mesmos números quânticos bariônico B , estranheza S , spin J , e paridade P , e aproximadamente a mesma massa, mas diferentes cargas. Alguns exemplos são:

$$\begin{array}{lll}
 M_p = 938,2 \text{ MeV} & M_n = 939,5 \text{ MeV} & \\
 M_{\pi^+} = 139,6 \text{ MeV} & M_{\pi^0} = 134,9 \text{ MeV} & M_{\pi^-} = 139,6 \text{ MeV} \\
 M_{\Sigma^+} = 1189,3 \text{ MeV} & M_{\Sigma^0} = 1192,4 \text{ MeV} & M_{\Sigma^-} = 1197,3 \text{ MeV}
 \end{array}$$

Em cada caso, o multiplete de partículas pode ser considerado sendo diferentes estados da carga de uma única entidade. A diferença de massas entre os membros de um multiplete é tal que pode ser atribuída à energia própria eletromagnética devido à existência da carga. Já em 1932, Heisenberg (Z. Physik 77, 1 - 1932) havia postulado que o próton e o nêutron são dois estados de carga do nucleon. Vamos representar estes dois estados do nucleon como:

$$|p\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad |n\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Introduzimos os operadores I_+ e I_-

$$I_+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad I_- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

que transformam o nêutron em próton e vice-versa, isto é,

$$I_+ |n\rangle = |p\rangle \quad I_- |p\rangle = |n\rangle$$

Estes operadores não são hermitianos mas podemos construir os operadores I_1 e I_2 como

$$I_1 = \frac{1}{2} (I_+ + I_-) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$I_2 = \frac{1}{2} (I_+ - I_-) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$$

e introduzir I_3 como:

$$I_3 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

em que os estados próton e neutron são autoestados de I_3 com autovalores $+1/2$ e $-1/2$, respectivamente.

Reconhecemos que as matrizes $2I_1, 2iI_2$ e $2I_3$ são idênticas às matrizes de Pauli usadas no tratamento de estados de momento angular de partículas com spin $J = 1/2$. Por analogia, introduzimos um vetor spin isotópico ou isospin \vec{I} com as mesmas propriedades formais do spin \vec{J} . Enquanto o spin \vec{J} é um vetor no espaço ordinário tridimensional, o vetor \vec{I} é um vetor no espaço artificial tridimensional interno.

O nucleon é uma partícula com spin isotópico $I=1/2$ tendo $2I + 1 = 2 \times 1/2 + 1 = 2$ possíveis estados de carga; o próton com $I_3 = 1/2$ e o neutron $I_3 = -1/2$.

Este formalismo pode ser aplicado para decrever os diferentes estados de carga dos multipletes de partículas denominados multiple - tes de isospin. Exemplos:

	I_3	Q	$ I, I_3\rangle$
nucleon $I = 1/2$	p $1/2$	1	$ 1/2 \ 1/2\rangle$
	n $-1/2$	0	$ 1/2 \ -1/2\rangle$
mésom π $I = 1$	π^+ $+1$	+1	$ 1 \ 1\rangle$
	π^0 0	0	$ 1 \ 0\rangle$
	π^- -1	-1	$ 1 \ -1\rangle$

-47-

ressonância Δ $I = 3/2$

Δ^{++}	+3/2	+2	$ 3/2 \ 3/2\rangle$
Δ^+	+1/2	+1	$ 3/2 \ 1/2\rangle$
Δ^0	-1/2	0	$ 3/2 \ -1/2\rangle$
Δ^-	-3/2	-1	$ 3/2 \ -3/2\rangle$

As partículas de um isospin-multiplete não têm exatamente as mesmas massas, como era de se esperar, caso houvesse simetria exata. Entretanto, a quebra de simetria com a pequena variação da massa é atribuída a efeitos eletromagnéticos das cargas. De fato, nas interações eletromagnéticas o spin isotópico I não é conservado; porém há conservação de I_3 . Nas interações fortes há conservação de I e I_3 . A conservação de I_3 nas interações é uma consequência da conservação da carga e número bariônicos. Esta simetria de isospin é, da mesma forma como a de spin, descrita pelo grupo de simetria $SU(2)^{(*)}$ de matrizes 2×2 com determinante 1. Este grupo descreve tanto as possíveis orientações do spin de uma partícula como também os possíveis estados de carga de uma partícula.

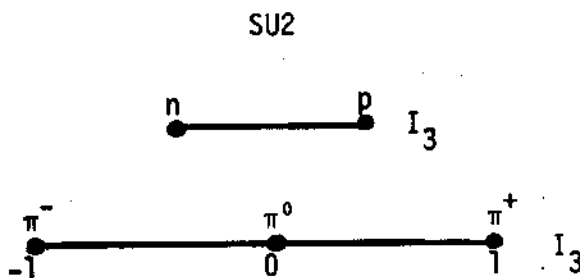


Fig. 1.10

A relação entre a carga Q e a terceira componente I_3 do spin é dada pela fórmula de Gell-Mann-Nishigima (Gell-Mann- Phys. Rev. 92-833-1953 e Nishigima - Prog. Theor. Phys. 10, 581 - 1953)

$$Q = I_3 + \frac{B+S}{2}$$

onde B é o número bariônico e S a estranheza.

A grandeza $B+S$ é designada hipercarga Y

$$Y = B + S$$

Agupando os hádrons em multipletes de isospin de mesmo spin J e paridade P e posicionando-os num gráfico I_3 versus Y (Fig.1.11a) ob-

(*)Conforme a nomenclatura da teoria dos grupos, $SU(2)$ significa o grupo especial unitário de dimensão 2.

temos os multipletes característicos da representação do grupo de simetria SU(3). Este grupo, com estrutura semelhante ao grupo SU(2), descreve as possíveis partículas de mesmo spin e paridade mas com diferentes isospin e estranheza.

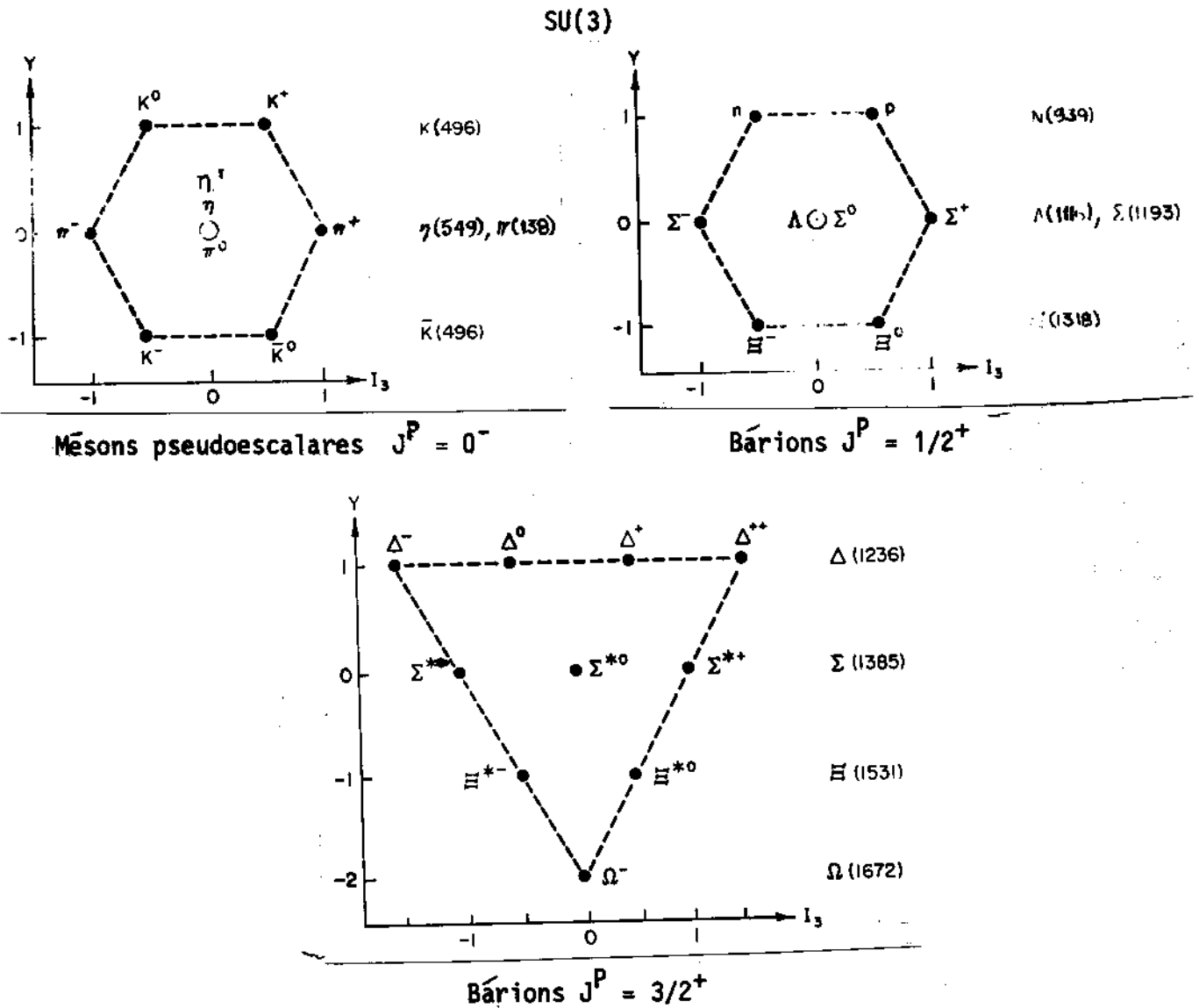


Fig. 1.11a

Se a simetria SU(3) fosse exata, todos os membros de um destes supermultipletes deveriam se diferenciar somente pelos números quânticos I_3 e Y . Na realidade esta simetria é quebrada.

Já vimos que a não conservação do isospin nas interações eletromagnéticas teve como consequência o fato que os membros de um mes

mo multiplete de isospin (por exemplo, p e n) não têm a mesma massa. Analogamente, a não conservação da estranheza nas interações fracas implica a existência de grandes diferenças de massa entre os diversos multipletes de isospin pertencentes a um mesmo SU(3) multiplete (por exemplo: $m(\pi) \approx 140$ MeV e $m(K) \approx 500$ MeV).

Quando a simetria SU(3) foi proposta para a classificação das partículas por Gell-Mann e Zweig em meados da década de 60, nem todas as partículas dos diversos multipletes eram conhecidas. A descoberta do Ω^- (Barnes V. et al., Phys. Rev. Lett. 12, 204, 1964) com as propriedades previstas foi um sucesso enorme da teoria.

Dos multipletes de SU(3), os que são matematicamente mais simples são os tripletes fundamentais 3 e $\bar{3}$ constituídos pelos quarks e anti-quarks respectivamente (Fig. 1.11b).

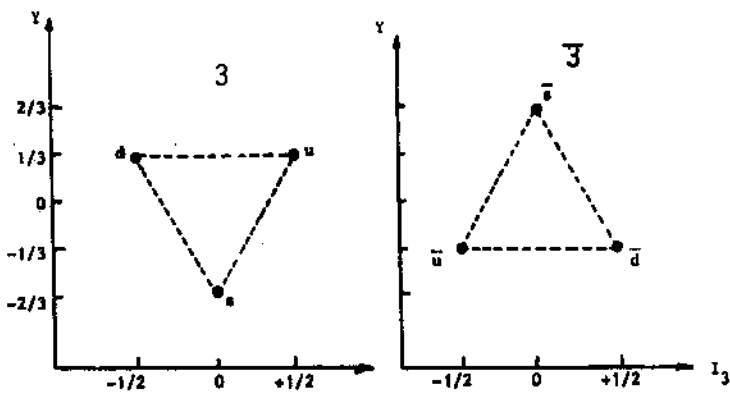


Figura 1.11b

Os multipletes dos mésons e bárions podem ser obtidos pela combinação destes tripletes fundamentais (mésons $3 \otimes \bar{3}$ e os bárions $3 \otimes 3 \otimes 3$). Em princípio poder-se-ia formar não só mésons de

dois quarks e dois antiquarks (isto é, $3 \otimes 3 \otimes \bar{3} \otimes \bar{3}$) como também bárions de 4 quarks e um antiquark (isto é, $3 \otimes 3 \otimes 3 \otimes 3 \otimes \bar{3}$). Tais configurações, chamadas exóticas, contendo mais que o número mínimo de quarks, não foram, até agora, observadas experimentalmente.

Com a descoberta das partículas com o novo número quântico — o charm — há necessidade de se substituir o grupo SU(3) pelo SU(4) que descreva as possíveis partículas com igual spin e paridade mas diferentes isospin, hipercarga e charm.

A Fig. 1.12 mostra o esquema dos mésons pseudoescalares (pg.50).

A relação de Gell-Mann e Nishigima precisa ser estendida para incorporar o número quântico C e teremos

$$Q = I_3 + \frac{(B+S+C)}{2}$$

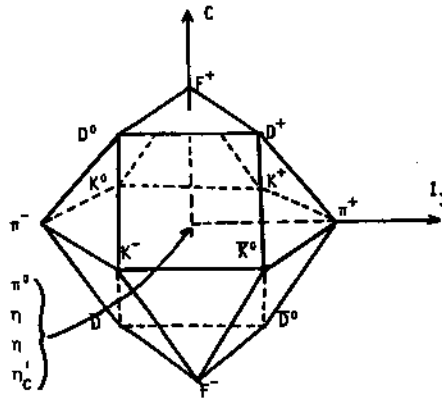


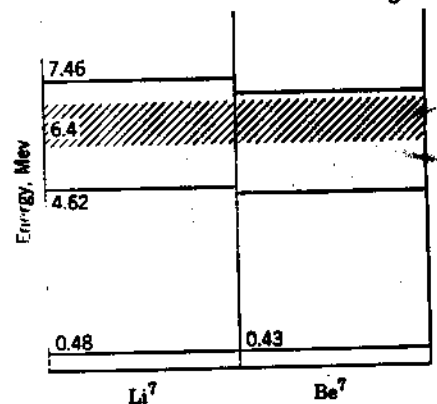
Fig. 1.12

Embora tenhamos introduzido o conceito de isospin por uma consideração de estrutura de multiplete, este conceito é de muito maior importância porque a interação forte depende do spin isotópico do sistema de partículas e não das cargas individuais das partículas de um multiplete. É o princípio da independência das cargas das forças nucleares.

Historicamente foi através da observação da semelhança dos níveis de energia dos núcleos espelhos^(*) que se verificou a independência das cargas das forças nucleares, isto é, a interação entre os nucleons não se modifica quando trocamos os prótons em neutrons e vice-versa. A Fig. 1.13 mostra os níveis de energia do Li^7 e Be^7 .

Fig. 1.13

O princípio da independência de carga foi testado experimentalmente ao se estudar o espalhamento np e pp.



(*) Núcleos espelhos são núcleos com mesmo número de nucleons mas com números de prótons e neutrons trocados. Ex.: $Li^7(3p,4n)$ e $Be^7(4p,3n)$.

A prova da invariância do isospin nas interações fortes foi comprovada em inúmeras reações como: $\pi^+d \rightarrow pp$ $np \rightarrow d\pi^0$ (Wilson et al. Phys. Lett. 35B - 83 - 1971) ($I(\pi_0^+) = 1$ $I(d) = 0$ $I(p,n) = 1/2$). Como os operadores de isospin obedecem às mesmas relações de comutação dos operadores de momento angular, as regras de adição dos vetores de isospin são as mesmas que as dos vetores de momento angular.

Ao se considerar um sistema de 2 nucleons, a função de onda ψ correspondente será dada por

$$\psi = \phi(\text{espacial})\alpha(\text{spin})\chi(\text{isospin})$$

em que $\chi(\text{isospin})$ poderá estar no estado triplete ($I=1$) que é simétrico ou no estado singlete ($I=0$) que é antissimétrico em relação à troca das partículas.

No estado triplete teremos para χ

$$|1\ 1\rangle = |1/2\ 1/2\rangle|1/2\ 1/2\rangle = |p\rangle_1|p\rangle_2$$

$$\begin{aligned} |1\ 0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |1/2\ 1/2\rangle|1/2\ -1/2\rangle + |1/2\ -1/2\rangle|1/2\ 1/2\rangle \} = \\ &= \frac{1}{2} \{ |\bar{p}\rangle_1|\bar{n}\rangle_2 + |n\rangle_1|p\rangle_2 \} \end{aligned}$$

$$|1\ -1\rangle = |1/2\ -1/2\rangle|1/2\ -1/2\rangle = |n\rangle_1|n\rangle_2$$

e no estado singlete teremos para χ

$$\begin{aligned} |0\ 0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |1/2\ 1/2\rangle|1/2\ -1/2\rangle - |1/2\ -1/2\rangle|1/2\ 1/2\rangle \} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |p\rangle_1|n\rangle_2 - |n\rangle_1|p\rangle_2 \} \end{aligned}$$

O sistema de 2 prótons ou 2 neutrons está num estado de spin isotópico 1 enquanto o de um próton e um neutron é uma mistura do estado de isospin 1 com isospin 0.

$$\begin{aligned}
|3/2 \ 3/2\rangle &= |\pi^+\rangle |p\rangle \\
|3/2 \ 1/2\rangle &= \sqrt{2/3} |\pi^0\rangle |p\rangle + 1/\sqrt{3} |\pi^+\rangle |n\rangle \\
|3/2 \ -1/2\rangle &= \sqrt{2/3} |\pi^0\rangle |n\rangle + \sqrt{1/3} |\pi^-\rangle |p\rangle \\
|3/2 \ -3/2\rangle &= |\pi^-\rangle |n\rangle \\
|1/2 \ 1/2\rangle &= -1/\sqrt{3} |\pi^0\rangle |p\rangle + \sqrt{2/3} |\pi^+\rangle |n\rangle \\
|1/2 \ -1/2\rangle &= 1/\sqrt{3} |\pi^0\rangle |n\rangle - \sqrt{2/3} |\pi^-\rangle |p\rangle
\end{aligned} \tag{1.6}$$

Os espalhamentos elásticos $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$ e $\pi^-p \rightarrow \pi^-p$ e a reação troca de carga $\pi^-p \rightarrow n\pi^0$ são reações do sistema πN que podem ser tratadas experimentalmente.

Para determinar a amplitude de espalhamento destas reações em função das amplitudes para estados de isospin puro, teremos que usar as funções de onda de isospin dos sistemas (π^+p) , (π^-p) e $(n\pi^0)$. Estas funções podem ser obtidas através das relações anteriores (1.6) (ou pela Tabela 1.4). Teremos

$$\begin{aligned}
|\pi^+\rangle |p\rangle &= |3/2, 3/2\rangle \\
|\pi^-\rangle |p\rangle &= 1/\sqrt{3} |3/2, -1/2\rangle - \sqrt{2/3} |1/2, -1/2\rangle \\
|\pi^0\rangle |n\rangle &= \sqrt{2/3} |3/2, -1/2\rangle + 1/\sqrt{3} |1/2, -1/2\rangle
\end{aligned} \tag{1.7}$$

Para o espalhamento elástico $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$ existe somente o estado $I=3/2$, de modo que a amplitude de espalhamento S pode ser escrita como

$$\langle \pi^+p | S | \pi^+p \rangle = S_{3/2}$$

Para o espalhamento elástico $\pi^-p \rightarrow \pi^-p$ teremos que considerar o espalhamento em $I = 1/2$ e $I = 3/2$. Conforme as relações (1.7) o estado π^-p contém o estado em $I = 1/2$ com peso $-\sqrt{2/3}$ e conforme a relação (1.6) o estado π^-p está no estado de isospin $I = 1/2$ com peso $-\sqrt{2/3}$ portanto a contribuição de amplitude em $I = 1/2$ para o espalhamento elástico π^-p será com peso $(-\sqrt{2/3})^2 = 2/3$. Com o mesmo raciocínio obtêm-se a contribuição da amplitude

em $I = 3/2$ para $\pi^- p \rightarrow \pi^- p$ como sendo com peso $(1/\sqrt{3})(1/\sqrt{3}) = 1/3$. Portanto,

$$\langle \pi^- p | S | \pi^- p \rangle = \frac{2}{3} S_{1/2} + \frac{1}{3} S_{3/2} \quad .$$

Analogamente para a reação de troca de carga obtem-se

$$\langle \pi^0 n | S | \pi^- p \rangle = \sqrt{2}/3 S_{3/2} - \sqrt{2}/3 S_{1/2} \quad .$$

Como a ressonância Δ foi observada no sistema $\pi^+ p$, ela deve ter $I = 3/2$. Na região desta ressonância, desprezando a amplitude com $I = 1/2$ teremos

$$\begin{aligned} \langle \pi^+ p | S | \pi^+ p \rangle &= S_{3/2} \\ \langle \pi^- p | S | \pi^- p \rangle &= \frac{1}{3} S_{3/2} \\ \langle \pi^0 p | S | \pi^- p \rangle &= \sqrt{2}/3 S_{3/2} \end{aligned}$$

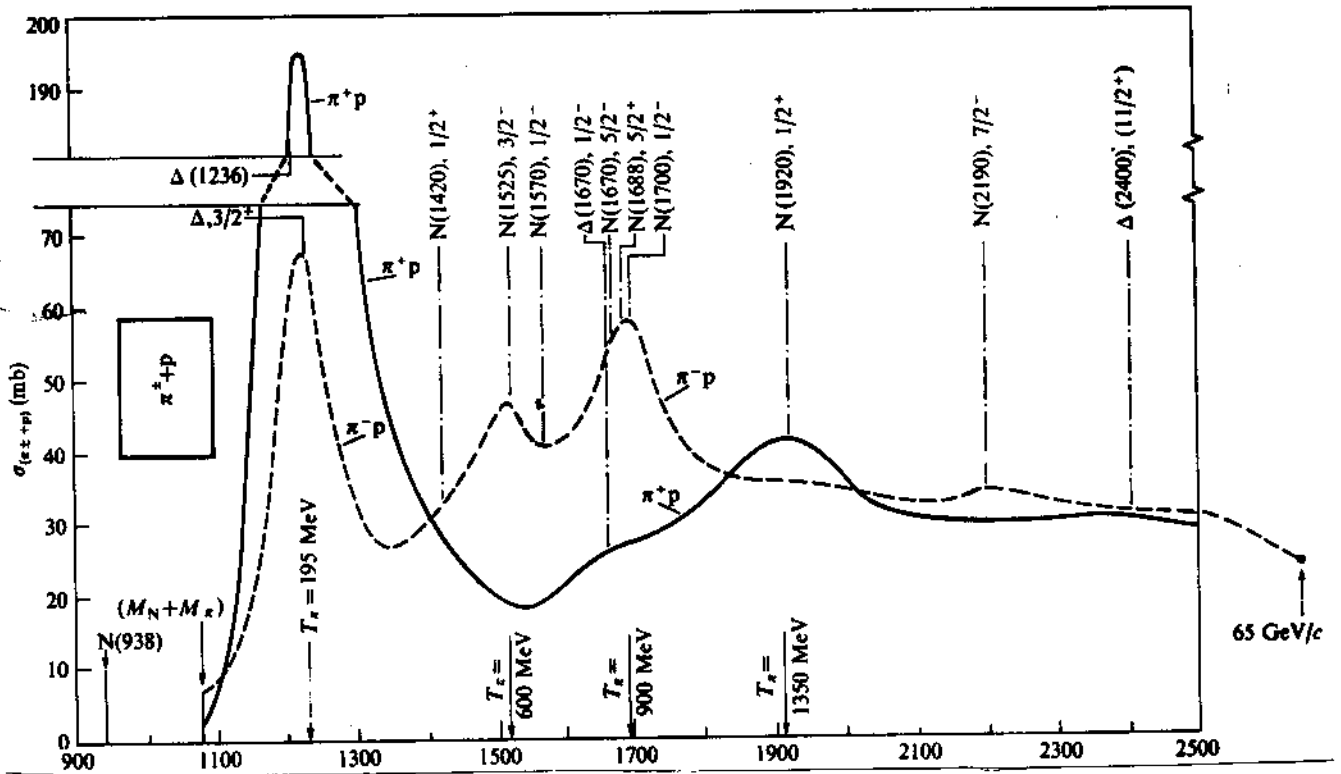
E portanto a relação entre as seções de choque σ nesta região da ressonância será

$$\begin{aligned} \sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) : \sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^- p) : \sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) &= \\ = |\langle \pi^+ p | S | \pi^+ p \rangle|^2 : |\langle \pi^- p | S | \pi^- p \rangle|^2 : |\langle \pi^0 n | S | \pi^- p \rangle|^2 &= \\ = 1 : \frac{1}{9} : \frac{2}{9} \end{aligned}$$

Considerando $\sigma(\pi^- p) = \sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^- p) + \sigma(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n)$ e comparando com $\sigma(\pi^+ p) = \sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p)$ teremos na região da ressonância

$$\frac{\sigma(\pi^+ p)}{\sigma(\pi^- p)} = \frac{1}{\frac{1}{9} + \frac{2}{9}} = 3$$

A Fig. 1.14 mostra os resultados experimentais comprovando esta relação (Phys.Lett. B33, 1 (1970)).



Massa do sistema πp (MeV)

Fig. 1.14

Através das medidas das σ nos diferentes canais do espalhamento πN para diferentes energias podemos obter o comportamento das amplitudes em $I = 3/2$ e $I = 1/2$. A Fig. 1.15 mostra este comportamento e um detalhe para a região ≥ 1 GeV. Observa-se a predominância de $I = 3/2$ na região da ressonância Δ (Phys. Lett. B33 - 1 (1970)).

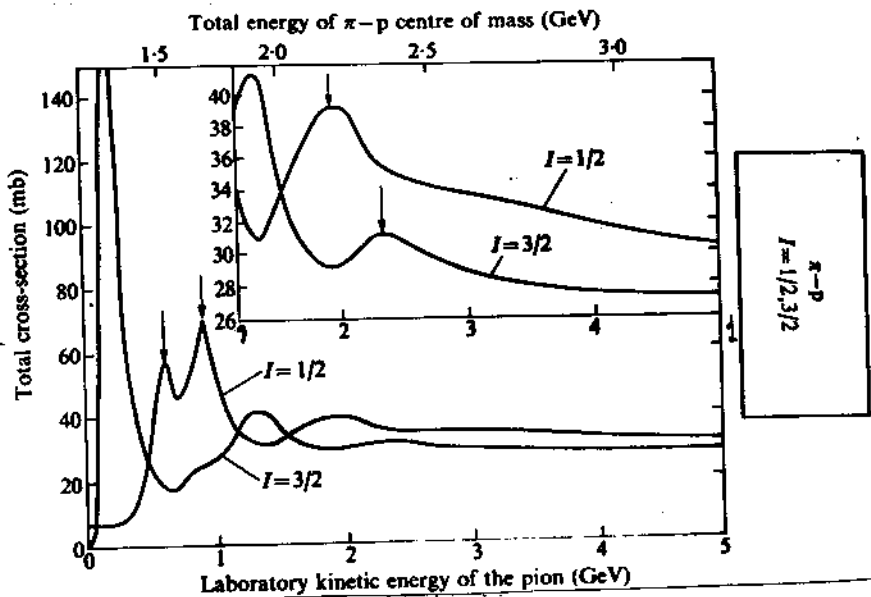


Fig. 1.15

1.8.5 Paridade G

Como somente sistemas físicos com $Q = B = S = 0$ podem ser autoestados do operador conjugação de carga C , é conveniente definir um outro operador. Definimos o operador paridade G pela operação combinada da conjugação de carga C com uma rotação de um ângulo π em torno do segundo eixo do espaço de isospin, isto é,

$$G = C \exp(-i\pi I_2)$$

O operador G aplicado a um estado com spin isotópico I e terceira componente I_3 , primeiro inverte $I_3 \rightarrow -I_3$ e depois $-I_3 \rightarrow I_3$. É portanto possível se ter membros carregados como autoestados de G .

Consideremos a função de onda de isospin do π^0 , isto é, $|1,0\rangle$. Diante da rotação $\exp(-i\pi I_2)$, este estado se comporta como a função de onda do momento angular $Y_{\ell}^0(\theta, \phi)$ se comporta diante de uma rotação no espaço ordinário, isto é,

$$\theta \rightarrow \pi - \theta$$

$$\phi \rightarrow \pi - \phi$$

e portanto

$$Y_{\ell}^0 \rightarrow (-1)^{\ell} Y_{\ell}^0$$

Analogamente teremos para o π^0

$$\exp(-i\pi I_2) |10\rangle = -|10\rangle$$

E como já vimos na seção 1.8.3, o π^0 é autofunção de C com autovalor $+1$, portanto teremos:

$$G|\pi^0\rangle = -|\pi^0\rangle$$

isto é o π^0 tem paridade G ímpar.

Como os π carregados não são autoestados de C , suas paridades G são ambíguas, dependendo de uma fase arbitrária

$$G|\pi^+\rangle = \pm |\pi^+\rangle, \quad G|\pi^-\rangle = \pm |\pi^-\rangle$$

Por conveniência, é comum se dar a todos os membros de um mesmo isospin multiplete, a mesma paridade G do membro neutro. Portanto, teremos para os pions a paridade G ímpar

$$G|\pi^{\pm}\rangle = -|\pi^{\pm}\rangle$$

Para o sistema de n pions temos

$$G|\sum_n \pi\rangle = (-1)^n |\sum_n \pi\rangle$$

Nas interações fortes, a paridade G é conservada.

Os números quânticos de uma partícula são comumente apresentados da seguinte forma:

$$I^G(J^P)C_n \quad \text{onde} \quad \begin{array}{l} I = \text{spin isotópico} \\ G = \text{paridade G} \\ J = \text{spin} \\ P = \text{paridade P} \\ C_n = \text{paridade C de conjugação de carga.} \end{array}$$

Exemplo: O méson π terá $1^-(0^-)^+$.

Exercício 1.6

O méson ρ é uma ressonância $1^+(1^-)^-$. Indique quais dos seguintes modos de decaimento são possíveis para o ρ^0 .

$$(a) \pi^+\pi^- \quad (b) \pi^0\pi^0 \quad (c) \pi^+\pi^-\pi^0 \quad (d) \eta^0\pi^0$$

Exercício 1.7

Sabendo que o méson η^0 tem isospin $I=0$ e seus modos de decaimento em partículas neutras são

$$\eta^0 \rightarrow 2\gamma \quad ; \quad \eta^0 \rightarrow \pi^0 2\gamma \quad ; \quad \eta^0 \rightarrow 3\pi^0 \quad ,$$

explique o fato que o η^0 não pode decair por interação forte. (Portanto, em geral, o η^0 é incorporado à tabela das partículas estáveis.)

Exercício 1.8

Determine o spin isotópico do f méson, sabendo que experimentalmente a razão do decaimento do f^0 em $(\pi^0\pi^0)$ em relação ao seu decaimento em $(\pi^+\pi^-)$ é da ordem de 0,5, isto é

$$\frac{\sigma(f^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\sigma(f^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)} \approx 0.5$$

1.8.6 Reversão no Tempo – Teorema CPT

O operador \mathcal{T} de reversão no tempo troca a coordenada temporal t em $-t$. Portanto, por uma transformação \mathcal{T} , o momento de uma partícula troca de sinal, isto é, as partículas produto de uma reação se tornam partículas incidentes e vice-versa.

Consideremos a situação familiar na qual a função de onda de uma partícula sem spin $\psi(\vec{x}, t)$ satisfaz a equação de Schrödinger

$$H\psi(\vec{x}, t) = i \frac{\partial}{\partial t} \psi(\vec{x}, t)$$

onde H é o operador Hamiltoniano (ou energia).

Para o caso particular em que H é independente de t , a ação da transformação \mathcal{T} (isto é, $t \rightarrow -t$) resulta

$$H\psi(\vec{x}, -t) = -i \frac{\partial}{\partial t} \psi(\vec{x}, -t)$$

Esta equação difere da original pelo sinal negativo do segundo membro. Considerando H real, podemos obter a equação original se tomarmos em seguida o complexo conjugado. De fato, obtêm-se:

$$H\psi^*(\vec{x}, -t) = i \frac{\partial}{\partial t} \psi^*(\vec{x}, -t)$$

Ambas as funções $\psi^*(\vec{x}, -t)$ e $\psi(\vec{x}, t)$ satisfazem a mesma equação e portanto determinam o mesmo conjunto de quantidades físicas. Define-se portanto $\psi^*(\vec{x}, -t)$ como a função de onda com tempo revertido, isto é,

$$T\psi(\vec{x}, t) = \psi^*(\vec{x}, -t) \quad .$$

Esta transformação é dita ser antilinear, porque

$$T(a_1\psi_1 + a_2\psi_2) = a_1^*T\psi_1 + a_2^*T\psi_2$$

e também o produto escalar entre ψ_1 e $T\psi_2$ satisfaz a relação

$$(\psi_1, T\psi_2) = (T\psi_1, \psi_2)^* = (\psi_2, T^+\psi_1)$$

definindo T^+ como o conjugado hermitiano do operador antilinear T . O operador T é antiunitário pois $T^{-1} = T^+$.

As interações forte e eletromagnética são invariantes diante das operações T , C , P separadamente. As interações fracas não conservam a paridade e não são invariantes diante da operação conjugação de carga. Entretanto, em toda teoria de campo relativística, satisfazendo condições bem gerais (como localidade, invariância de Lorentz), as interações são invariantes diante da operação combinada CPT . Este fato é conhecido como o teorema CPT . Este teorema permite algumas consequências importantes como:

- a) Partículas e antipartículas correspondentes têm a mesma massa e meia vida.
- b) Se um processo não for invariante em relação a uma das operações C , P ou T , ele também não será invariante em relação a uma das outras duas operações restantes.

Por exemplo, a interação fraca não é invariante em relação a P . Com isto, ela terá que não ser invariante em relação a C ou T . Sabe-se que nas interações fracas não há invariância em relação a C mas há em relação a $CP^{(*)}$ e com isto ela é invariante em relação a T .

A Tabela 1.5 apresenta as leis de conservação nas diferentes interações.

(*) Um caso especial é o sistema K^0 . Seu decaimento viola CP e com isto T .

Leis de Conservação	Interação		
	forte	eletromagnética	fraca
Paridade P	sim	sim	não
Conjugação de carga C	sim	sim	não
Isospin I	sim	não	não
PC	sim	sim	sim
T	sim	sim	sim
PCT	sim	sim	sim

Tabela 1.5

1.8.7 Transformação de Poincaré

Uma teoria relativística é invariante em relação às transformações de Poincaré (também conhecidas como transformações de Lorentz não-homôneas). Estas transformações podem ser escritas como

$$x'^{\mu} = \Lambda^{\mu}_{\nu} x^{\nu} + a^{\mu} \quad (1.8)$$

e devem ser caracterizadas pela invariância do intervalo entre 2 pontos (isto é, deixam invariante formas do tipo $(x_{\mu}(1) - x_{\mu}(2))(x^{\mu}(1) - x^{\mu}(2))$. Notamos que, nestas fórmulas o índice repetido na posição superior e inferior significa soma em relação a este índice. Os x_{μ} com $\mu = 0, 1, 2, 3$ são as componentes contravariantes de um quadri vetor. Por exemplo, as componentes contravariantes dos quadri vetores espaço-tempo x^{μ} e energia-momento p^{μ} são dadas por

$$x^{\mu} = \begin{bmatrix} t \\ x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t \\ \vec{x} \end{bmatrix} \quad p^{\mu} = \begin{bmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E \\ \vec{p} \end{bmatrix}$$

As componentes covariantes x_{μ} com $\mu = 0, 1, 2, 3$ estão

relacionadas às componentes contravariantes x^μ através do tensor métrico $g_{\mu\nu}$ tal que

$$x_\mu = g_{\mu\nu} x^\nu \quad \text{com} \quad g_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}$$

As componentes covariantes dos quadrivetores espaço-tempo x_μ e energia - momento P_μ são dadas por

$$x_\mu = (t, -x, -y, -z) = (t, -\vec{x}) \quad P_\mu = (E, -P_x, -P_y, -P_z)$$

Os produtos escalares $x_\mu x^\mu$ e $P_\mu P^\mu$ são dados por

$$x_\mu x^\mu = g_{\mu\nu} x^\nu x^\mu = t^2 - \vec{x}^2 \quad P_\mu P^\mu = g_{\mu\nu} P^\nu P^\mu = E^2 - \vec{P}^2$$

Os a^μ da eq. (1.8) são componentes de um quadrivetor constante que caracteriza as translações no espaço-tempo. Quando se tem $a^0 = a^1 = a^2 = a^3 = 0$ diz-se que a transformação de Lorentz é homogênea.

Os Λ_ν^μ são elementos de uma matriz (real) 4x4 que satisfaz

$$g_{\mu\nu} = \Lambda_\mu^\sigma g_{\sigma\lambda} \Lambda_\nu^\lambda$$

Esta relação estabelece o requisito necessário para que as transformações homogêneas preservem o invariante $x^\mu x_\mu$.

De fato, impondo esta invariância, isto é, igualando

$$x^\mu x_\mu = x'^\mu x'_\mu$$

com

$$x'^\sigma x'_\sigma = x'^\sigma x'^\lambda g_{\sigma\lambda} = \Lambda_\mu^\sigma x^\mu \Lambda_\nu^\lambda x^\nu g_{\sigma\lambda}$$

obtemos

$$g_{\mu\nu} = \Lambda_\mu^\sigma g_{\sigma\lambda} \Lambda_\nu^\lambda$$

Desta relação conclui-se que

$$\det \Lambda = \pm 1$$

A reflexão das coordenadas espaciais (transformação paridade P) ou da coordenada temporal (transformação reversão no tempo T)

$$P = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \quad \text{e} \quad T = \begin{bmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

ou seja

$$P \begin{bmatrix} t \\ \vec{x} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t \\ -\vec{x} \end{bmatrix} \quad \text{e} \quad T \begin{bmatrix} t \\ \vec{x} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -t \\ \vec{x} \end{bmatrix}$$

satisfazem a condição $\det \Lambda = -1$.

Consideremos as rotações no espaço de Minkowski (conhecidas como transformações de Lorentz próprias). Para estas transformações teremos: $\det \Lambda = +1$.

Existem 6 tipos de rotações, a saber: as rotações nos planos (1,2), (2,3) e (3,1) do espaço (chamadas rotações espaciais) e as rotações nos planos (0,1), (0,2) e (0,3) do espaço-tempo (chamadas transformações de boost ou simplesmente transformações de Lorentz).

Por exemplo, a rotação de um ângulo θ em torno do eixo z (i.e., rotação no plano (1,2)) é dada por

$$R_z(\theta) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta & -\text{sen}\theta & 0 \\ 0 & \text{sen}\theta & \cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

e uma rotação no plano (0,3), isto é, uma transformação de Lorentz ao longo do eixo z é dada por:

$$L_z(\xi) = \begin{bmatrix} \cosh\xi & 0 & 0 & \sinh\xi \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \sinh\xi & 0 & 0 & \cosh\xi \end{bmatrix}$$

Pondo $\cosh\xi = \gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$ e portanto $\sinh\xi = \gamma\beta$ temos $\tanh\xi = \beta$. O parâmetro ξ da transformação é conhecido por rapidez ("rapidity").

Observemos que esta transformação de Lorentz, isto é,

$$\begin{bmatrix} t' \\ \vec{x}' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma & 0 & 0 & \gamma\beta \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \gamma\beta & 0 & 0 & \gamma \end{bmatrix} \begin{bmatrix} t \\ \vec{x} \end{bmatrix} \quad (1.9)$$

é uma transformação na qual a origem do sistema de coordenadas espaciais (x, y, z) se move com uma velocidade constante $-\beta$ ao longo do eixo z . Dizemos que o sistema de coordenadas recebeu um "boost" de velocidade $-\beta$.

Analogamente o quadrivetor energia-momento (E, \vec{p}) se transformará em (E^*, \vec{p}^*) diante de um boost de velocidade $+\beta$ ao longo do eixo z , tal que,

$$E^* = \gamma(E - \beta P_z)$$

$$P_x^* = P_x$$

$$P_y^* = P_y$$

$$P_z^* = \gamma(P_z + \beta E)$$

ou em coordenadas polares (p, θ, ϕ) (vide Fig. 1.16a)

$$p^* \cos\theta^* = \gamma(p \cos\theta - \beta E)$$

$$p^* \sin\theta^* = p \sin\theta$$

$$E^* = \gamma(E - \beta p \cos\theta)$$

$$\phi^* = \phi$$

$$\text{com } p = |\vec{p}|$$

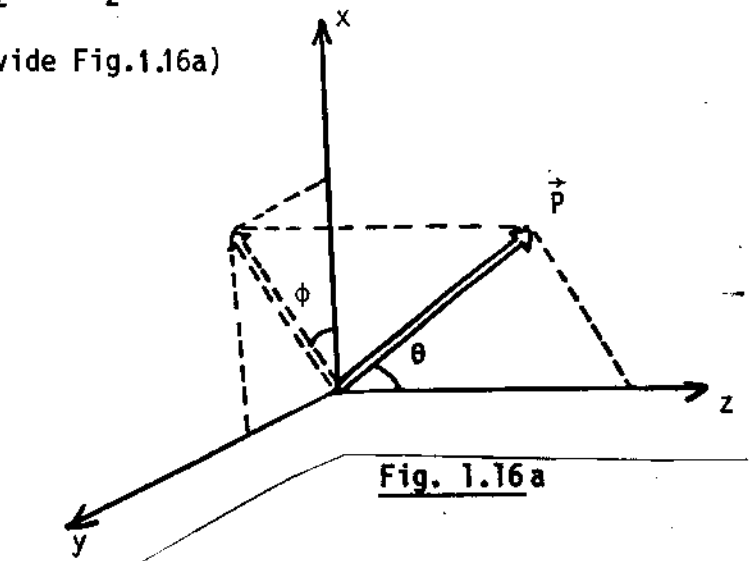


Fig. 1.16a

A forma da transformação de Lorentz entre dois sistemas inerciais K e K', onde K' se move com velocidade $\vec{\beta} = \vec{v}/c$ em relação a K (Fig. 1.16b) pode ser facilmente obtida decompondo \vec{x} nas componentes paralela \vec{x}_{\parallel} e perpendicular \vec{x}_{\perp} à direção do movimento relativo dos sistemas. Para a componente \vec{x}_{\parallel} aplicamos a transformação de Lorentz enquanto a componente \vec{x}_{\perp} permanece inalterada. Usando as relações (1.9),

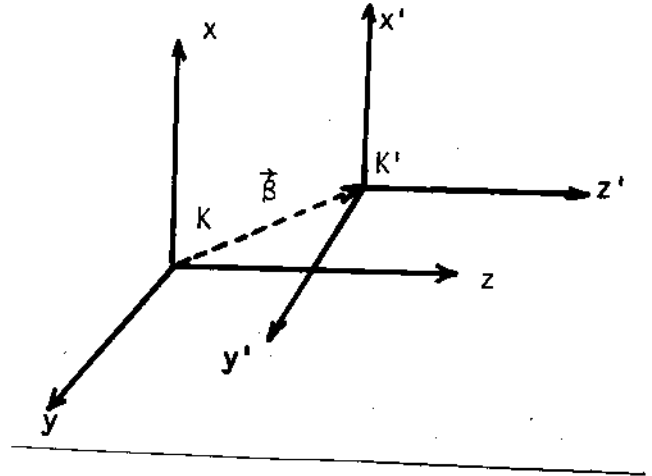


FIGURA 1.16b

$$\vec{x}'_{\parallel} = \gamma(\vec{x}_{\parallel} - \vec{\beta}t)$$

$$t' = \gamma(t - \beta|\vec{x}_{\parallel}|) = \gamma(t - \vec{\beta} \cdot \vec{x}_{\parallel})$$

$$\vec{x}'_{\perp} = \vec{x}_{\perp}$$

Como
$$\vec{x} = \vec{x}_{\perp} + \vec{x}_{\parallel}, \quad \vec{x}_{\parallel} = \frac{\vec{\beta} \cdot \vec{x}}{\beta^2} \vec{\beta} \text{ e } \vec{x}_{\perp} = \vec{x} - \frac{\vec{\beta} \cdot \vec{x}}{\beta^2} \vec{\beta}$$

podemos escrever:

$$\vec{x}' = \vec{x}'_{\perp} + \vec{x}'_{\parallel} = \vec{x}_{\perp} + \gamma\vec{x}_{\parallel} - \gamma\vec{\beta}t = \vec{x} + \gamma\vec{\beta} \left[\frac{\gamma}{\gamma+1} \vec{\beta} \cdot \vec{x} - t \right]$$

Portanto a transformação de Lorentz procurada será

$$\begin{cases} \vec{x}' = \vec{x} + \gamma\vec{\beta} \left[\frac{\gamma}{\gamma+1} \vec{\beta} \cdot \vec{x} - t \right] \\ t' = \gamma(t - \vec{\beta} \cdot \vec{x}) \end{cases} \quad (1.10)$$

Muitas vezes conhecemos os momentos e energias de várias partículas relativamente a um sistema (por exemplo SL ou SCM) e queremos calcular a energia e momento de uma das partículas no sistema centro de

massa de uma (ou várias) outra(s) partícula(s). Sejam \vec{p}_A , E_A , M_A e \vec{p}_B , E_B , M_B os momentos, energias e massas das partículas A e B, respectivamente, em relação a um determinado sistema. Para calcular o momento \vec{p}_{AB} e a energia E_{AB} da partícula A relativamente ao sistema em repouso da B, usamos a transformação para os quadrimomentos análoga à dada pelas eqs. (1.10), observando que neste caso γ e $\vec{\beta}$ são dados por:

$$\gamma = \frac{E_B}{M_B} \quad \text{e} \quad \vec{\beta} = \frac{\vec{p}_B}{E_B}$$

Obtemos:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{AB} = \frac{E_A E_B}{M_B} - \frac{\vec{p}_A \cdot \vec{p}_B}{M_B} \\ \vec{p}_{AB} = \vec{p}_A + \frac{\vec{p}_B}{M_B} \left[\frac{\vec{p}_A \cdot \vec{p}_B}{E_B + M_B} - E_A \right] \end{array} \right.$$

Exercício 1.9

Estime a distância média percorrida por um méson π neutro de 1,35 GeV antes de decair. Baseado neste resultado explique o fato de que as experiências envolvendo detecção de mésons π neutros são indiretas no sentido que somente os produtos do decaimento eletromagnético podem ser observados.

Exercício 1.10

No processo de decaimento $M \rightarrow m_1 + m_2$ quais são a energia e momento da partícula 2 vista pela partícula 1?

Exercício 1.11

Na reação $\pi^- p \rightarrow n \pi^0$ com π^- incidentes de energia E determine as energias do neutron e do π^0 no SCM da reação.

Exercício 1.12

Numa reação $K^+ p$ a 250 GeV/c, determine o momento máximo de uma partícula secundária no SCM da reação.

1.9 Aceleradores

A força usada para acelerar partículas é a força elétrica e portanto os aceleradores aceleram somente partículas carregadas. Usa-se acelerar o mais leve dos léptons carregados (elêtron ou pōsitron) ou o mais leve dos b̄arions (prōton ou antiprōton). Feixes altamente energéticos de outras partículas são obtidos fazendo-se incidir, em alvos fixos, as partículas aceleradas.

Em princípio, qualquer energia poderia ser obtida com um acelerador constituído simplesmente por dois eletrodos, em que a voltagem atingisse o nível desejado. Entretanto, na prática, o potencial máximo que pode ser mantido entre um par de eletrodos é de alguns 10^6 Volts, de modo que os aceleradores estariam limitados a energias não superiores a alguns MeV. Para se obter energias maiores é necessário se fazer uma sequência de vários estágios de aceleração. O modo mais óbvio de se obter esta aceleração gradual é fazer as partículas atravessarem vários estágios de aceleração, um depois do outro. Este é o princípio do acelerador linear. As partículas, em forma de "pacotes", são injetadas no acelerador com uma velocidade inicial não muito baixa. Elas atravessam os vários estágios de aceleração colocados um depois do outro em uma trajetória linear. Em vez de se aplicar uma voltagem contínua aos eletrodos em cada estágio, aplica-se, por meio de um oscilador, uma voltagem alternada de alta frequência formando a estrutura conhecida como cavidade de radio frequência-CRF. As oscilações para as cavidades sucessivas são sincronizadas para que, no momento em que as partículas as atravessam, o campo elétrico tenha a polaridade correta para acelerar. A Fig. 1.17 apresenta o esquema de um acelerador linear. O maior acelerador linear em operação desde 1966 é o do SLAC (Stanford Linear Accelerator Center - Stanford - USA) que acelera elétrons a uma energia de 24 GeV e tem cerca de 3 km de comprimento com 960 CRF.

O limite da energia máxima atingida por um acelerador linear é o custo das muitas CRF com as suas fontes de alta frequência. O modo

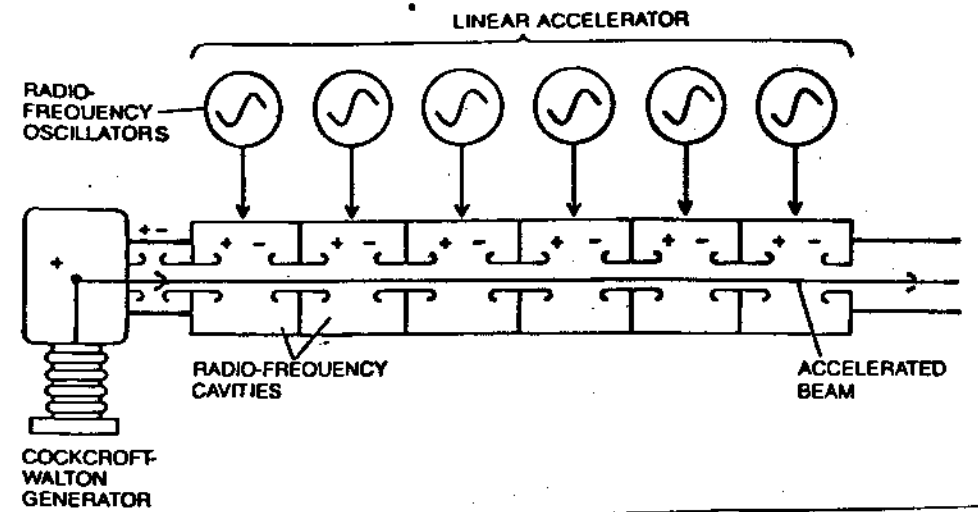


Fig. 1.17

mais eficaz de evitar tal custo é se ter poucas CRF mas fazer as partículas passarem por elas muitas vezes. Sob a influência de um campo magnético, um feixe de partículas pode ter uma trajetória circular, passando pelas CRF milhões de vezes e ganhando energia em cada revolução. É o princípio dos aceleradores circulares.

Uma partícula de massa em repouso M_0 e carga elétrica e que se move com uma velocidade v a ângulo reto com um campo magnético B descreverá um círculo cujo raio é dado pelo balanço das forças radiais:

$$\frac{\gamma M_0 v^2}{R} = eBv, \quad \text{isto é } p = eBR$$

onde p é o momento da partícula.

A frequência de rotação na órbita, conhecida como frequência de ciclotron, é dada por

$$\nu = \frac{v}{2\pi R} = \frac{eB}{2\pi\gamma M_0}$$

O campo magnético no anel circular do acelerador tem o valor necessário para manter as partículas dentro do tubo circular e a frequência das fontes de radio frequência são tais que as partículas sofrem a aceleração desejada ao

passarem pelas CRF. À medida que a energia da partícula aumenta, aumenta-se a intensidade do campo magnético e a frequência das fontes de radio frequência tal que a órbita é mantida no círculo e as partículas continuam a ser aceleradas. O acelerador é denominado sincrotron porque há sincronização do movimento das partículas com o aumento do campo magnético e com o aumento da frequência da voltagem aceleradora. Os primeiros grandes sincrotrons foram construídos no início da década de 50 chegando a alcançar energias de 6.2 GeV como o BEVATRON (Lawrence Berkeley Laboratory - Berkeley - USA). Eles diferem dos aceleradores mais recentes principalmente na disposição do campo magnético, em que além de magnetos com finalidade de se reter as partículas no círculo, se usa também magnetos para se obter uma forte focalização do feixe.

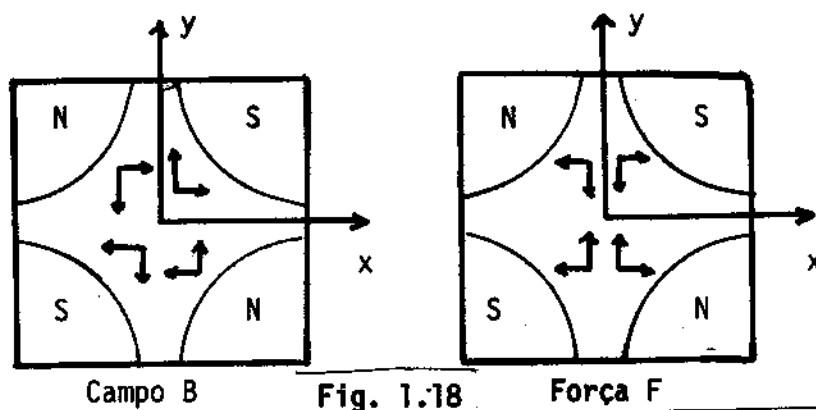
Os magnetos de dipolo (os que têm dois polos: Norte e Sul) geram um campo magnético uniforme e são necessários para manter as partículas nas suas trajetórias circulares.

Os magnetos de quadrupolo (os que têm dois polos Norte e dois polos Sul) criam um campo tal que focalizam as partículas no feixe atuando como se fossem lentes. Num magneto de quadrupolo as faces dos polos são de tal forma que não existe campo ao longo da direção do movimento das partículas (eixo z) e as componentes no plano perpendicular (plano xy) são dadas por

$$B_x = Gy ; B_y = Gx$$

onde G é uma constante determinada pela corrente nos enrolamentos.

A Fig. 1.18 mostra o campo e as forças.



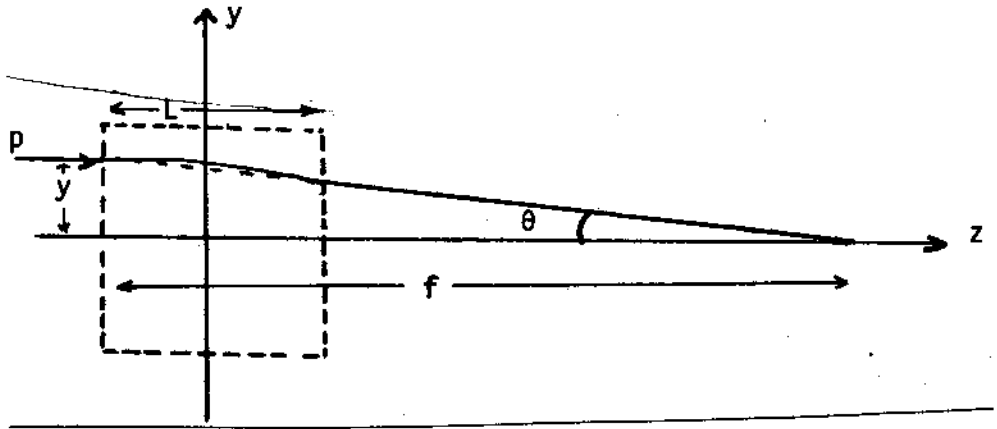


Fig. 1.19

Assumindo, por exemplo, para uma partícula uma pequena deflexão y , ela atingirá o eixo dos z a uma distância f do magneto (Fig. 1.19) tal que

$$f = \frac{y}{\theta} .$$

Como $p = e \frac{B_x L}{\theta}$ pois $L = R\theta$ e substituindo $B_x = Gy$ teremos

$$f = \frac{B_x}{G} \times \frac{p}{eB_x L} = p/eGL .$$

Esta expressão é independente de y . Portanto todas as partículas com o mesmo momento entrando no magneto paralelamente ao eixo z , atingirão o eixo z num mesmo ponto independentemente de sua posição vertical. O efeito é de uma lente convergente de distância focal f .

Analogamente, o efeito na direção horizontal será o de uma lente divergente. Revertendo a corrente no enrolamento do magneto, ter-se-á uma divergência vertical e uma convergência horizontal. Pode-se combinar dois magnetos de quadrupolo para se obter uma focalização horizontal e vertical.

Como resultado deste campo magnético gradiente alternado, a abertura dos magnetos (onde as partículas aceleradas circulam) pode ser pequena implicando em uma grande economia no custo de construção. Este princípio de focalização forte foi aplicado ao sincrotron construído em Brookhaven (1961) e por isso ficou conhecido por AGS (Alternating Gradient Synchrotron)

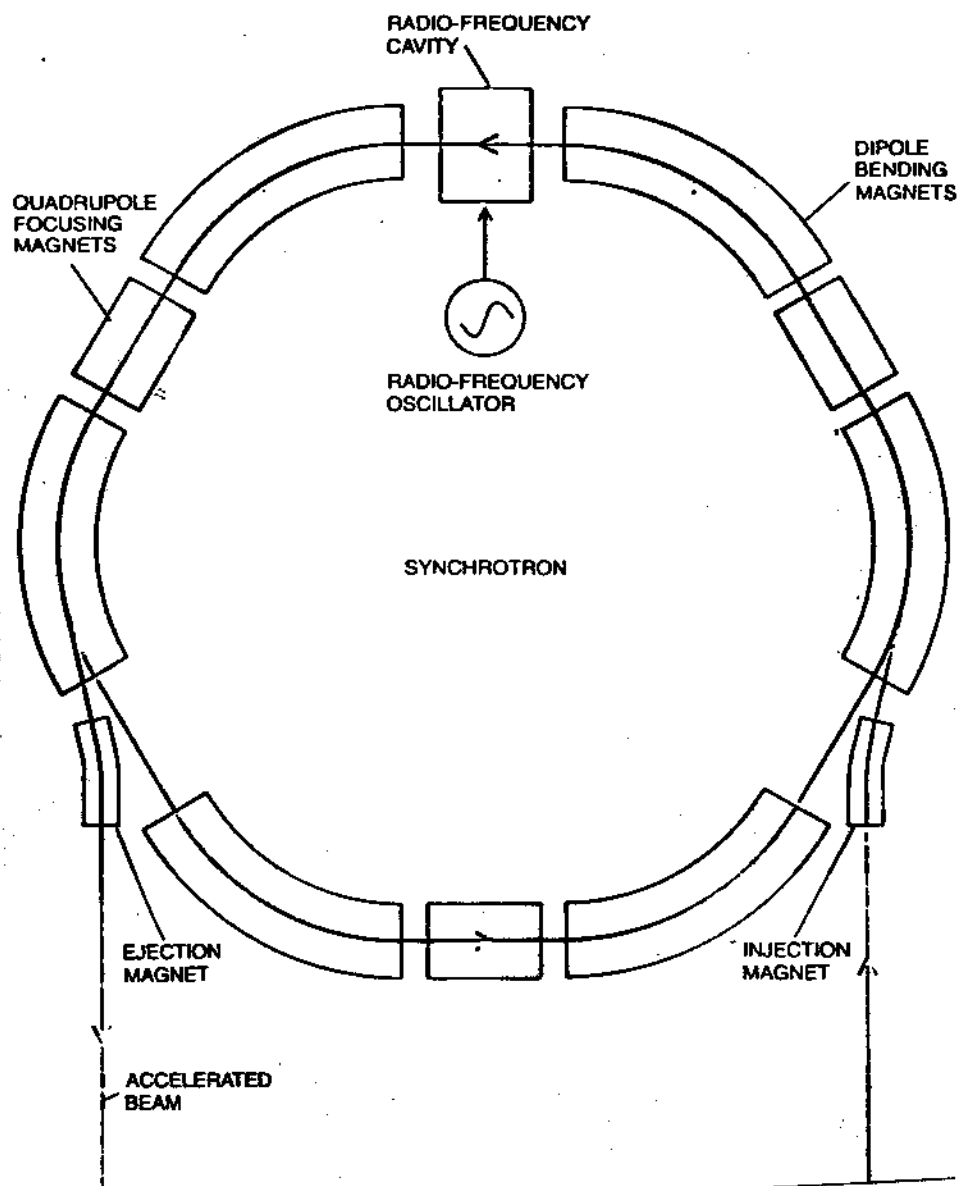


Fig. 1.20

que acelera prótons a energias de 33 GeV. A Fig. 1.20 mostra o esquema de um sincrotron. Entre os magnetos estão as CRF onde se realiza a aceleração. Também com este princípio foi construído em 1959 no CERN (Centro Europeu de Pesquisa Nuclear, Genebra) o PS (Proton Sincrotron) que atinge energias de 28 GeV. Hoje este acelerador é usado como o injetor de um acelerador maior, o SPS (Super Proton Sincrotron) (1976) que acelera prótons atualmente até 510 GeV e tem uma circunferência de cerca de 7 km com um túnel subterrâneo a uma profundidade de 40 m. A Figura 1.21 mostra esquematicamente o SPS e o PS com as áreas experimentais do CERN.

tre radio e microondas. Para partículas com velocidade se aproximando à velocidade da luz ($\beta \approx 1$, γ grande), a radiação é emitida num cone de pequeno ângulo em relação à direção da partícula e tem um espectro de frequência na região da luz visível. No acelerador, a energia dissipada nesta radiação pelas partículas deve ser suprida por fontes de radio frequência adicionais.

A perda de energia por revolução W de uma partícula carregada de massa M , tendo uma velocidade linear v num círculo de raio R é dada por:

$$W = \frac{4\pi}{3} \frac{r_0}{R} \beta^3 \gamma^4 M c^2$$

onde r_0 é o raio clássico do elétron, $\beta = v/c$ e $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$.

Enquanto que um próton de 10 GeV tem $\gamma \approx 10$, um elétron de 10 GeV tem $\gamma \approx 2 \times 10^4$ e portanto o problema da perda de energia por radiação de sincrotron é atualmente muito importante na construção de aceleradores de elétrons e desprezível na de prótons.

A energia irradiada por revolução é inversamente proporcional ao raio de curvatura e portanto com aceleradores de grande diâmetro diminui-se o problema da perda desta energia. É importante salientar que esta perda de energia não é desperdiçada. Ela é a fonte de ultravioleta e raios-X mais intensa existente e é usada como instrumento para pesquisas biológicas e de materiais.

Em Hamburgo se construiu em 1964 um sincrotron de elétrons - DESY (Deutsches Elektronen Synchrotron) com um feixe de 7,5 GeV e em Cornell, Itaca, USA, se construiu em 1967 o CES (Cornell Electron Synchrotron) que atinge a energia de 12 GeV.

A energia disponível em uma colisão entre duas partículas é a energia total E^* no sistema centro de massa da colisão e esta energia varia com a raiz quadrada da energia E do feixe das partículas incidentes no alvo fixo.

- 73 -

De fato,

$$E^{*2} = (E+M)^2 - p^2$$

onde M é a massa do alvo e P o momento da partícula incidente. E portanto,

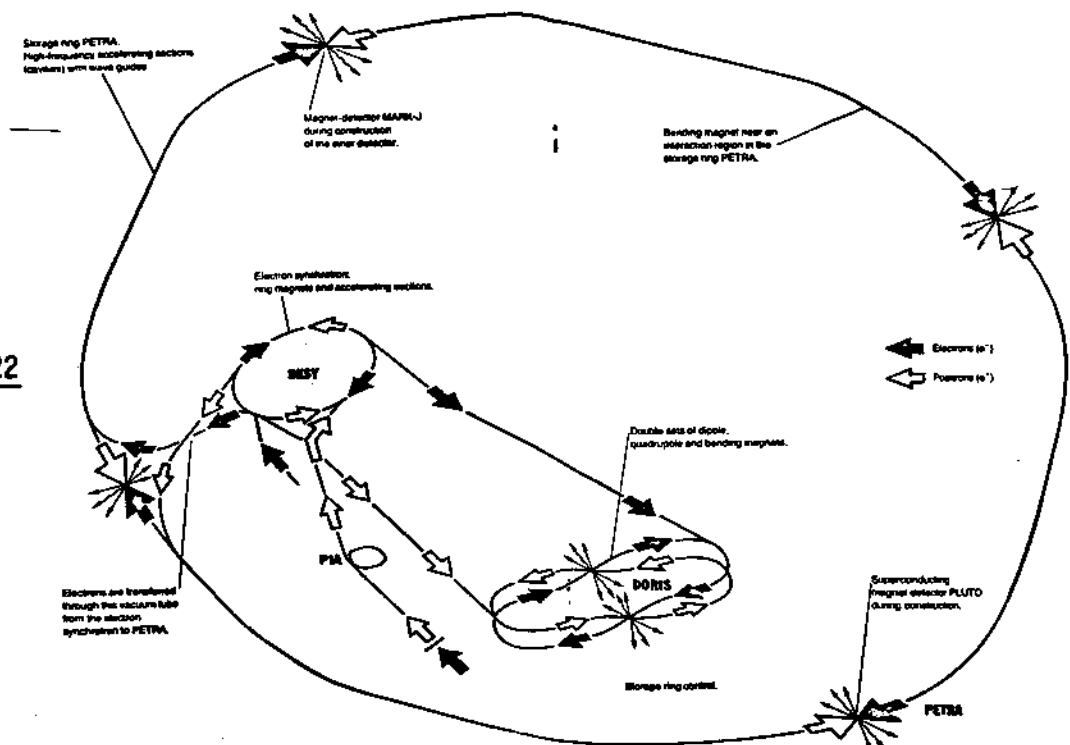
$$E^* \approx \sqrt{2EM}$$

Por exemplo, para prótons acelerados a 50 GeV teremos apenas 10 GeV de energia disponível. Uma solução para o problema é acelerar as duas partículas da colisão e fazer a colisão entre elas. Colisões deste tipo podem ser realizadas em anéis de colisão. Assim, nos anéis de colisão se pode estudar reações que com os aceleradores convencionais seria necessário atingir energias muito maiores.

No CERN, o PS serve de injetor para o anel de colisão ISR (Intersecting Storage Rings)(1971) em que dois feixes de prótons colidem em 8 regiões do anel de colisão. Com isto se tem uma reação próton-próton com uma energia de 28+28GeV no sistema centro de massa.

Em Hamburgo, o DESY serve de injetor tanto para DORIS (Doppelspeicherring) (1973) em que se faz a colisão elétron-pósitron a 5.1+5.1 GeV quanto para PETRA que é simultaneamente um anel de colisão e acelerador circular. (Fig. 1.22).

Figura 1.22



Em Stanford, USA, o anel de colisão para elétrons e pósitrons SPEAR (Stanford Positron Electron Accelerator Ring) 1972, atinge a energia $4,2 + 4,2$ GeV e o injetor é o acelerador linear de Stanford. Foi no SPEAR que se observou a primeira partícula J/ψ dando evidência ao número quântico charm.

A detecção desta nova partícula estimulou a construção de aceleradores maiores. O anel de colisão elétron-pósitron construído em Stanford - PEP ($18+18$ GeV) e o construído em Hamburgo PETRA ($23+23$ GeV) são semelhantes em tamanho e entraram em operação em 1978 e 1980, respectivamente. No PETRA, os elétrons e pósitrons são injetados, provenientes do DESY, com aproximadamente 6 GeV. Isto é feito repetidamente, até se ter uma corrente apreciável e dois "bunches" para cada tipo de partícula. Após o procedimento de injeção, PETRA acelera cada um dos quatro "bunches" até uma energia máxima atual de 23 GeV. Como os dois "bunches" positivos giram no sentido contrário aos dois "bunches" negativos, obtém-se quatro regiões de colisão onde estão localizados os detetores. Uma vez alcançada a energia de funcionamento, PETRA deixa de funcionar como acelerador e passa a funcionar como anel de colisão repondo apenas a energia emitida pelo feixe. É durante esta fase que os detetores começam a colher os dados. O processo de injeção dura em média 30 min. e a vida média do feixe é de cerca de 5 horas.

Além da energia a ser alcançada na aceleração da partícula, um outro fator importante no objetivo de um acelerador é a razão na qual as interações podem ocorrer. A probabilidade de interação é proporcional a um parâmetro L denominado luminosidade. Para um alvo fixo de comprimento L , com densidade nucleônica ρ e um feixe de n partículas incidentes por segundo, a razão N de eventos de seção de choque σ é dada por

$$N(\text{seg}^{-1}) = n\rho L\sigma$$

Define-se $L = n\rho L$, isto é a luminosidade é o número de eventos por segundo por seção de choque. Usando dados típicos encontra-se para $L = 10^{35} \text{cm}^{-2} \text{seg}^{-1}$. Para anéis de colisão temos:

$$N = \frac{n_1 n_2 f B \sigma}{F} \text{ com } L = \frac{n_1 n_2 f B}{F}$$

onde n_1 e n_2 são os números de partículas por "bunch" de cada um dos feixes ; B é o número de "bunches" por feixe, f é a frequência de rotação e F é a seção reta do feixe. Para um conjunto típico destes parâmetros encontra-se $L = 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ seg}^{-1}$. Portanto a luminosidade de máquinas de alvo fixo é maior que a de anéis de colisão por um fator 10^4 .

Em 1981 foi possível usar o SPS do CERN para se ter colisões entre próton e antipróton à energia de 270+270 GeV. A dificuldade é de se acumular um feixe suficientemente intenso de antiprotons que não existe na matéria que nos circunda. Na Fig. 1.23 podemos seguir esquematicamente o processo de se obter colisões $p\bar{p}$ no SPS. A cada 2,4 segundos numa colisão de

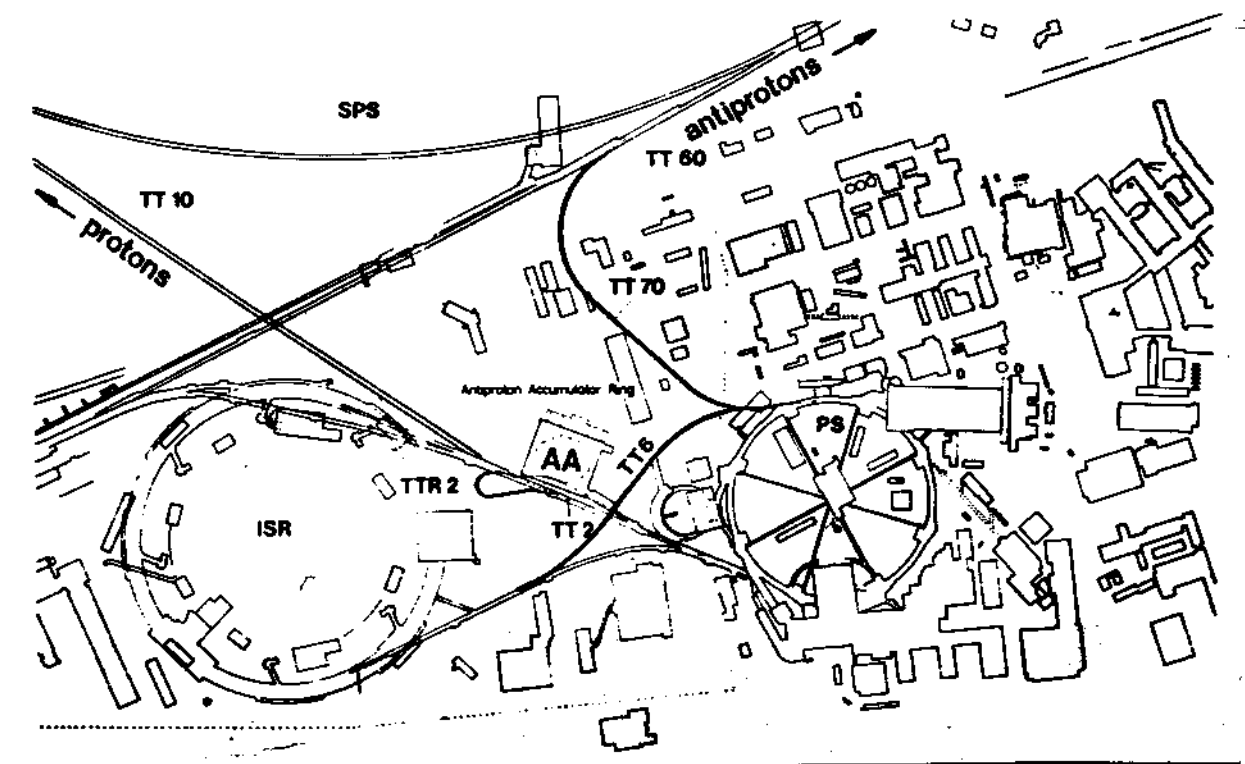


Fig. 1.23

10^{13} prótons a 26 GeV do PS com um alvo fixo formam-se $2,5 \times 10^7$ antiprotons de diferentes energias (média 3,5 GeV) e várias direções tal que não podem ser injetados num acelerador para atingirem maiores energias. É necessário primeiro reduzir a velocidade deles. Vistos no sistema de referência que se move com o feixe de antiprotons, eles se assemelham a um gas aquecido. A "temperatura" de

les deve ser reduzida antes que as partículas possam ser empregadas num feixe de colisão. Eles são levados ao acumulador de antiprotons AA onde são armazenados em 24 horas formando um feixe de 6×10^{11} antiprotons. Este feixe é levado ao PS para ser acelerado até 26 GeV antes de ser levado ao SPS para finalmente acelerá-los até 270 GeV. A injeção de prótons no SPS ocorrerá juntamente com a injeção de antiprótons tal que os 2 feixes serão acelerados simultaneamente. O ISR também é usado para se obter colisões $p\bar{p}$ a 26+26 GeV.

O Tevatron (FNAL) é também usado para colisões p e \bar{p} obtendo energias de 1+1 TeV.

Dos projetos futuros convem salientar o LEP (Large Electron Positron Accelerator) no CERN previsto para 1988 atingir a energia de 150+150 GeV e o HERA (High Energy Ring Accelerator) no DESY previsto para 1990 obter colisões p (820GeV) com elétrons (30 GeV).

A Tabela 1.6 resume as características de alguns dos principais aceleradores

		Ano	Partícula	Energia (GeV)	Diâmetro (m)	
CERN	{	PS	1959	p	28	200
		SPS	1976	p	450	2.200
		ISR	1971	pp	28 + 28	300
		SPS($\bar{p}p$)	1981	$p\bar{p}$	510 + 510	2.200
		LEP	1988	e^-e^+	150 + 150	8.600
FNAL	{	PS	1972	p	500	2.000
		TEVATRON	1983	p	1000	2.000
		$\bar{p}p$	1985	$p\bar{p}$	1000 + 1000	2.000
BROOKHAVEN	{	AGS	1961	p	33	357
DESY	{	DESY	1964	e^-	7,5	100
		DORIS	1973	e^-e^+	5,1 + 5,1	55/110
		PETRA	1980	e^-e^+	19 + 19	720
		HERA	1990	e^-p	30 + 820	2.000
JAPÃO	{	TRISTAN	1986	e^+e^-	30 + 30	700

Tabela 1.6 (continuação)

STANFORD	{	SLAC	1966	e^-	24	linear 3000
		SPEAR	1974	e^-e^+	4,2 + 4,2	80
		PEP	1978	e^-e^+	18 + 18	700

Tabela 1.6Exercício 1.13

Qual é o diâmetro mínimo de um sincrotron para acelerar prótons a um momento de 300 GeV/c se o campo magnético máximo disponível é 14 kG ?

Exercício 1.14

Qual energia deveria ter os prótons que colidem num alvo de hidrogênio para que a energia no SCM seja a mesma que a de colisões de prótons a 25GeV em anéis de colisão ?

1.10 Detetores

Detetores apropriados são necessários para se analisar as reações induzidas pelas partículas do feixe do acelerador, possibilitando desta forma, o estudo das interações entre partículas a alta energia.

Nos anéis de colisão (por exemplo, ISR, SPS($p\bar{p}$)) os detetores são colocados no próprio local da colisão dos feixes. Nos outros aceleradores, o feixe de partículas aceleradas é desviado magneticamente e feito incidir em alvos constituídos de fios finos de Be, Al ou Cu. Neste alvo, produz-se partículas secundárias, principalmente mésons π e K, prótons, neutrons e suas antipartículas. Por meio de magnetos para desvio de direção (ti

po dipolo) e para focalização (tipo quadrupolo) e muitas vezes também separadores de massa, as partículas de igual momento e, tanto quanto possível de igual massa são direcionadas para a ala experimental do laboratório que contém os detetores apropriados para a análise da experiência. A fig. 1.21 (pág. 71) mostra esquematicamente o SPS em que o feixe é desviado nas estações 6 e 2 para as alas experimentais Oeste e Norte, respectivamente, situadas a 1 km de distância da estação correspondente. Na zona Oeste estuda-se, por exemplo, interações de neutrinos e na zona Norte produz-se feixes altamente energéticos de prótons, mésons π e mésons μ . Estes feixes de partículas energéticas reagem com a matéria de tal modo que a direção das partículas secundárias da reação é praticamente na direção do feixe incidente, reduzindo assim para a direção do feixe, o local onde se deve instalar os aparelhos de detecção. Os feixes de neutrinos são constituídos dos neutrinos do decaimento de mésons π e K . Estes mésons percorrem uma distância de aproximadamente 300m na qual, de acordo com suas meias-vidas decaem em mésons μ e neutrinos (π ou $K \rightarrow \mu + \nu$). Os mésons μ indesejáveis são absorvidos ao atravessarem cerca de 300 m de matéria densa (por exemplo ferro) enquanto os neutrinos desprovidos de carga elétrica têm pouca interação com a matéria e chegam nos detetores com pouca perda na intensidade do feixe.

As partículas são detetadas através de suas interações eletromagnéticas com a matéria, principalmente através do processo de ionização. A detecção é direta, no caso de partículas carregadas e indireta, através da ionização das partículas secundárias produto de reações ou decaimento, no caso de partículas neutras. O processo de ionização é descrito pela fórmula de Bethe-Bloch para partículas com z vezes a carga do elétron

$$-\frac{dE}{dx} \text{ (MeV/cm)} = 0,308 \left(\frac{\text{MeV cm}^2}{g} \right) \frac{\rho Z}{A} z^2 \frac{1}{\beta^2} \ln \left(\frac{\beta^2 \gamma^2}{P} \right) \quad (1.11)$$

que expressa a perda diferencial da energia dE de uma partícula com velocidade β , por unidade de comprimento dx da sua trajetória num material de

densidade ρ (g cm^{-3}), número atômico Z e número de massa A . O significado de P é o valor médio do potencial de ionização em MeV da partícula na matéria considerada. Para o caso em que a velocidade da partícula é próximo da velocidade da luz, isto é, $\beta \approx 1$, a fórmula^(*) acima torna-se:

$$-\frac{dE}{dx}(\text{MeV/cm}) = 0,308 \left(\frac{\text{MeV cm}^2}{\text{g}} \right) z^2 \frac{\rho Z}{A} \left[\ln \frac{\gamma^2}{P} - 1 - \frac{K(\beta)}{2} \right] \quad (1.12)$$

O termo K leva em conta o efeito de polarização dos átomos mais próximos à trajetória, reduzindo o efeito do campo elétrico da partícula nos átomos mais longínquos. Este efeito conhecido como efeito densidade é apreciável em meios

densos (líquidos e sólidos).

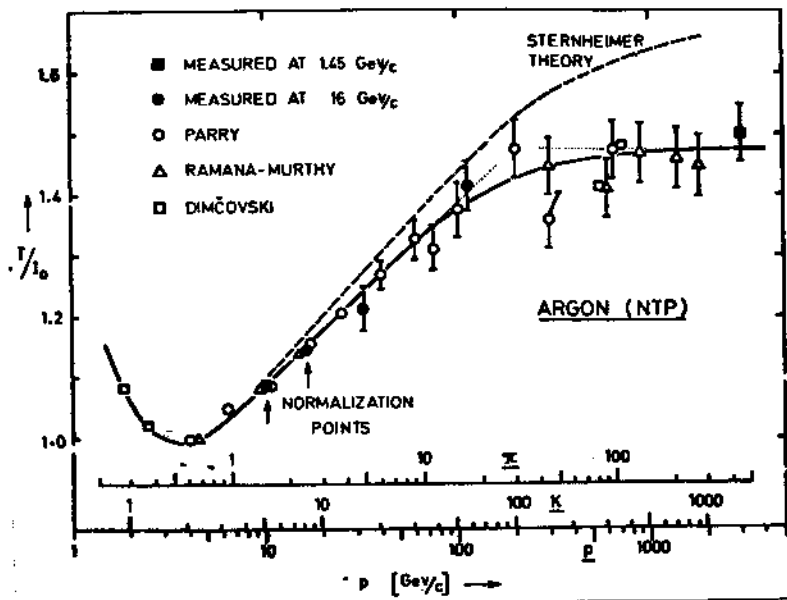


Fig. 1.24

A Figura 1.24 apresenta para o Argônio, a variação, em função do momento da partícula, da perda de energia de prótons, kaons e pions, relativamente ao valor mínimo. Primeiro, há o decréscimo devido

ao termo $1/\beta^2$ na eq.(1.11) até a região de ionização mínima, onde ele é compensado pela influência do termo logarítmico da eq. (1.12). Este termo relativístico $\ln \gamma^2$ é o responsável pelo subsequente aumento da curva até que finalmente, devido ao efeito densidade, a curva apresenta um comportamento de ionização constante.

Para elétrons, a perda de energia por ionização expressa pela eq.(1.12) deve levar em conta que a interação é entre partículas de iguais massas. Acima de 800 MeV/Z a perda de energia para elétrons é principalmente devido à radiação de freiamento (bremsstrahlung); um processo no

^(*) Para a dedução, consulte o livro B. Rossi, High Energy Particles, Prentice Hall Inc. 1961, pág. 17.

qual partículas carregadas ao passarem perto do núcleo sofrem aceleração e emitem radiação num espectro contínuo.

Para quase todos os detetores (exceto, por exemplo, os detetores de Cerenkov) as eqs.(1.11) e (1.12) têm grande importância. É através da energia cedida na ionização durante o percurso de uma partícula carregada na matéria que elétrons e íons, cintilações, formação de gotas ou bolhas podem se transformar em sinais registráveis indicativos da passagem da partícula. Esta perda de energia é, em geral, muito pequena ($\sim 1 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$) em comparação com a energia considerada ($\sim \text{GeV}$) das partículas.

A velocidade β (ou $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$) e a massa das partículas podem ser determinadas pela medida conjunta da ionização da partícula e do momento obtido através da curvatura num campo magnético.

A velocidade pode também ser determinada através do efeito Cerenkov que consiste na emissão de radiação por partículas carregadas que atravessam um meio dielétrico (índice de refração $n > 1$) com uma velocidade v maior que a da luz neste meio, isto é, $v > c/n$. Portanto, haverá ao longo da trajetória AB (vide Fig. 1.25) a formação de ondas esféricas que se propagam com velocidade c/n . A normal à frente de onda forma com a direção da trajetória um ângulo θ cujo coseno é dado por

$$\cos\theta = \frac{c}{\beta n c} = \frac{1}{\beta n} .$$

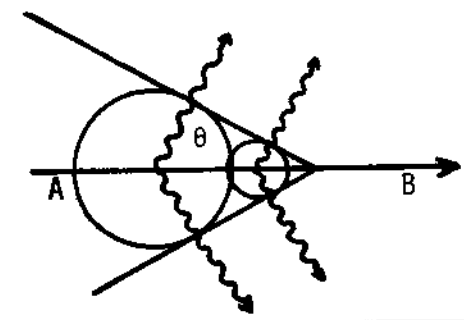


Fig. 1.25

Pela escolha adequada do meio, isto é, com o índice de refração apropriado para a velocidade esperada da partícula, pode-se determinar esta velocidade pela medida precisa do ângulo θ .

Os raios γ energéticos são detetados pela cascata eletromagnética que se desenvolve quando eles incidem em um meio de número atômico

co Z alto (exemplo chumbo). A cascata é o resultado dos fenômenos de absorção de raios γ por produção de pares de elétrons e a emissão de bremsstrahlung por estes elétrons. Os raios γ da radiação de bremsstrahlung, por sua vez, criam pares de elétrons que emitem radiação de bremsstrahlung e assim sucessivamente, formando uma cascata de elétrons positivos e negativos.

Os detetores da física de alta energia podem ser classificados em visuais e eletrônicos. Nos detetores visuais, as trajetórias das partículas tornam-se visíveis por fotografia ou por videotape. Estas informações, depois de realizada a experiência no feixe do acelerador, são distribuídas a muitos laboratórios que fazem a análise em mesas de projeção apropriadas e a reconstrução do evento no espaço usando computadores de grande porte. Com os detetores eletrônicos pode-se fazer não só a medida da ionização e a contagem do número de partículas, como também selecionar determinadas reações, através de circuitos de coincidência, ou gravar em forma digital a trajetória de uma partícula. Todo este desenvolvimento da técnica de detecção de partículas só foi possível com o rápido progresso da tecnologia moderna.

1.10.1 Detetores Visuais

Já em 1897, C.R.T. Wilson (Phil. Trans. Roy. Soc. 189, 265 (1897)) provou que íons podem servir de pontos de condensação em uma mistura gás-vapor em estado de saturação. Em 1911, Wilson fotografou, pela primeira vez, radiações α , β e γ em uma câmara desenvolvida por ele (C.T. R. Wilson, Proc. Roy. Soc. 85, 285 (1911) e 87, 277 (1912)) em que, através de uma expansão adiabática, o vapor de um gás supersaturado se condensa nos íons produzidos pela passagem das partículas carregadas. Apesar de hoje não se usar mais a câmara de Wilson, ela foi usada durante cerca de 30 anos nos estudos da atividade e com raios cósmicos. O pósitron (C.D. Anderson, Phys.Rev. 44, 406

(1933)), o neutrón (J. Chadwick, N. Feather, D. Davies, Proc. Camb. Phil.Soc. 30, 357 (1934)), e o múon (C.D. Anderson, S.H. Nedermeyer, Phys. Rev. 50, 263 (1936)) foram descobertos utilizando-se fotografias de câmara de Wilson.

As emulsões fotográficas permitem observar a trajetória das partículas com uma resolução de cerca de 1μ . Esta grande resolução espacial e angular não é, até hoje, ultrapassada por nenhum outro detetor. Em 1947, C.M.G. Lattes, G.P.S. Occhialini e C.F. Powell (Nature 160, 453 (1947)) descobriram o méson π através da observação em fotoemulsões do seu decaimento em múon e neutrinos. Atualmente, as emulsões são usadas para o estudo de interações nucleares na radiação cósmica a altíssimas energias (> 10 TeV) e para o estudo do decaimento de partículas charmosas produzidas nas interações de feixes provenientes de aceleradores.

As câmaras de faísca consistem de um conjunto de placas finas, condutoras, separadas por uma distância de cerca de 1 cm e imersas num gás nobre. Uma voltagem de cerca de 10 kV é aplicada entre as placas durante um tempo curto ($\sim 0,2 \mu$ seg), no instante em que uma partícula carregada atravessa a câmara. Produz-se então ao longo da trajetória uma descarga que pode ser localizada por fotografia ou por métodos eletrônicos. O campo elétrico é controlado por sinais de coincidência e anticoincidência de contadores de cintilação (explicação na página 88) de modo que a câmara é acionada somente para determinadas reações a serem estudadas. Além desta vantagem, as câmaras de faísca têm um curto tempo morto (tempo necessário para a recuperação das condições iniciais de funcionamento). Porém, a precisão da medida das trajetórias é limitada a 0,5mm e acontecem frequentes falsificações da topologia do evento quando duas trajetórias muito próximas induzem um só traço de faísca. Para se evitar o estágio intermediário de se analisar as fotografias, usa-se converter a informação visual em forma eletrônica por meio de uma câmara de TV. As posições das faíscas são imediatamente transformadas em forma digital e são armazenadas em fitas magnéticas para a subsequente análise computacional.

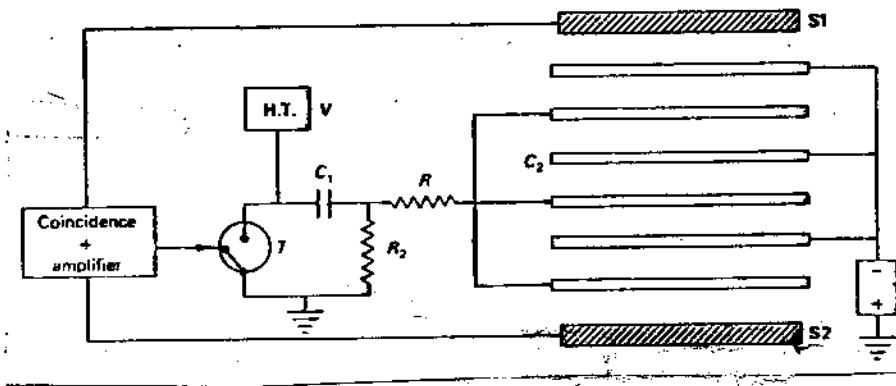


Fig. 1.26

A Figura 1.26 mostra o esquema operacional de uma câmara de faísca onde S1 e S2 são contadores de cintilação. As câmaras de corrente (streamer chambers) são o resultado do desenvolvimento das câmaras de faísca em que o conjunto de placas condutoras é substituído por apenas duas placas separadas por uma distância grande comparada com as distâncias usuais entre eletrodos. Através de um pulso rápido de alta voltagem (700 kV em 20 nseg) se estabelece ao longo dos íons formados pela passagem da partícula carregada, uma descarga que não se desenvolve além do estado inicial, de modo que, os traços são vistos como um conjunto de pequenas correntes na direção do campo elétrico.

A Figura 1.27 mostra um esquema de uma câmara de faísca.

ca.

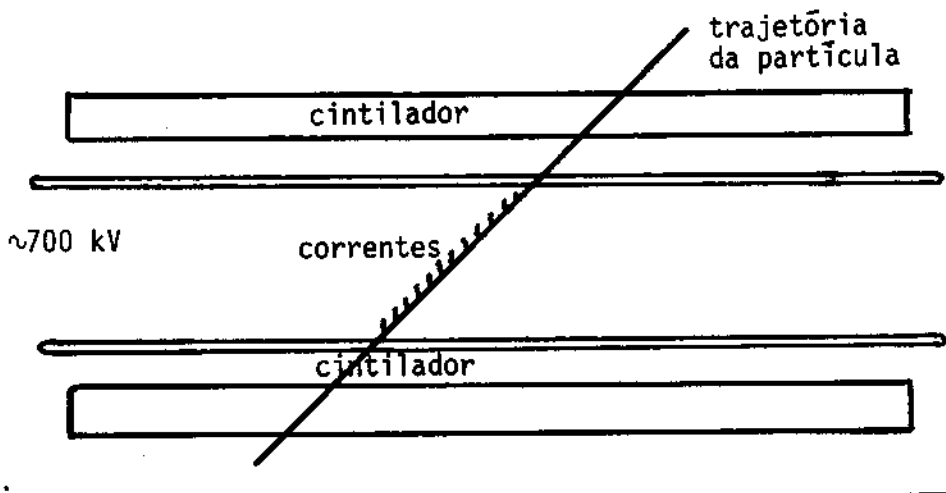


Fig. 1.27

Na câmara de bolha, o mecanismo termodinâmico é usado para tornar visível o efeito ionizante da partícula carregada que atravessa o líquido da câmara. Inicialmente o líquido é mantido a uma pressão maior que

a correspondente à temperatura de evaporação (por exemplo: 5kg/cm^2 em vez de 4kg/cm^2 a 26°K para hidrogênio líquido). Deixa-se então a pressão cair (para 2kg/cm^2) em poucos milissegundos ($\sim 12\text{ m seg}$) levando o líquido ao estado metaestável. O acelerador e a câmara estão sincronizados de modo que o líquido sensível da câmara recebe, neste instante, o feixe de partículas provenientes do acelerador. Quando as bolhas que se formam ao longo da trajetória das partículas atingem um diâmetro de cerca de $0,3\text{mm}$, fotografa-se a câmara pela janela de vidro. Em seguida, faz-se a pressão da câmara voltar imediatamente ao seu valor inicial de modo que as bolhas se condensam e a câmara está novamente pronta para um novo ciclo de expansão (período do ciclo - 1 seg.).

A Figura 1.28 mostra o esquema de funcionamento da câmara e a curva da variação com o tempo da pressão do líquido na câmara.

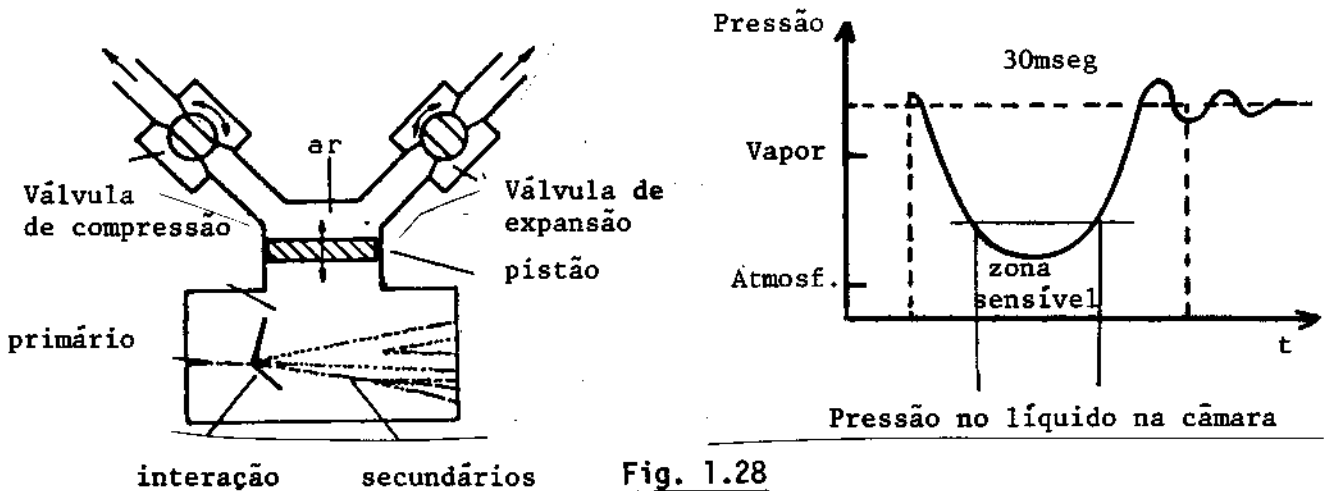


Fig. 1.28

A primeira câmara de bolha foi construída em 1952 por D.A. Glaser (Phys. Rev. 87, 665 (1952)) e consistia de um cilindro de poucos cm^3 de volume (uma garrafa). Com o decorrer do tempo, foram construídas câmaras de volume cada vez maiores. Na Figura 1.29 vemos o desenho da câmara BEBC (Big European Bubble Chamber) do CERN, que trabalha com uma mistura de neônio e hidrogênio. Devido ao grande volume do líquido (38 m^3) a ser fotografado, é necessário se utilizar câmaras fotográficas com lentes de ângulos grandes (lentes olho de peixe) e sistemas de iluminação especiais.

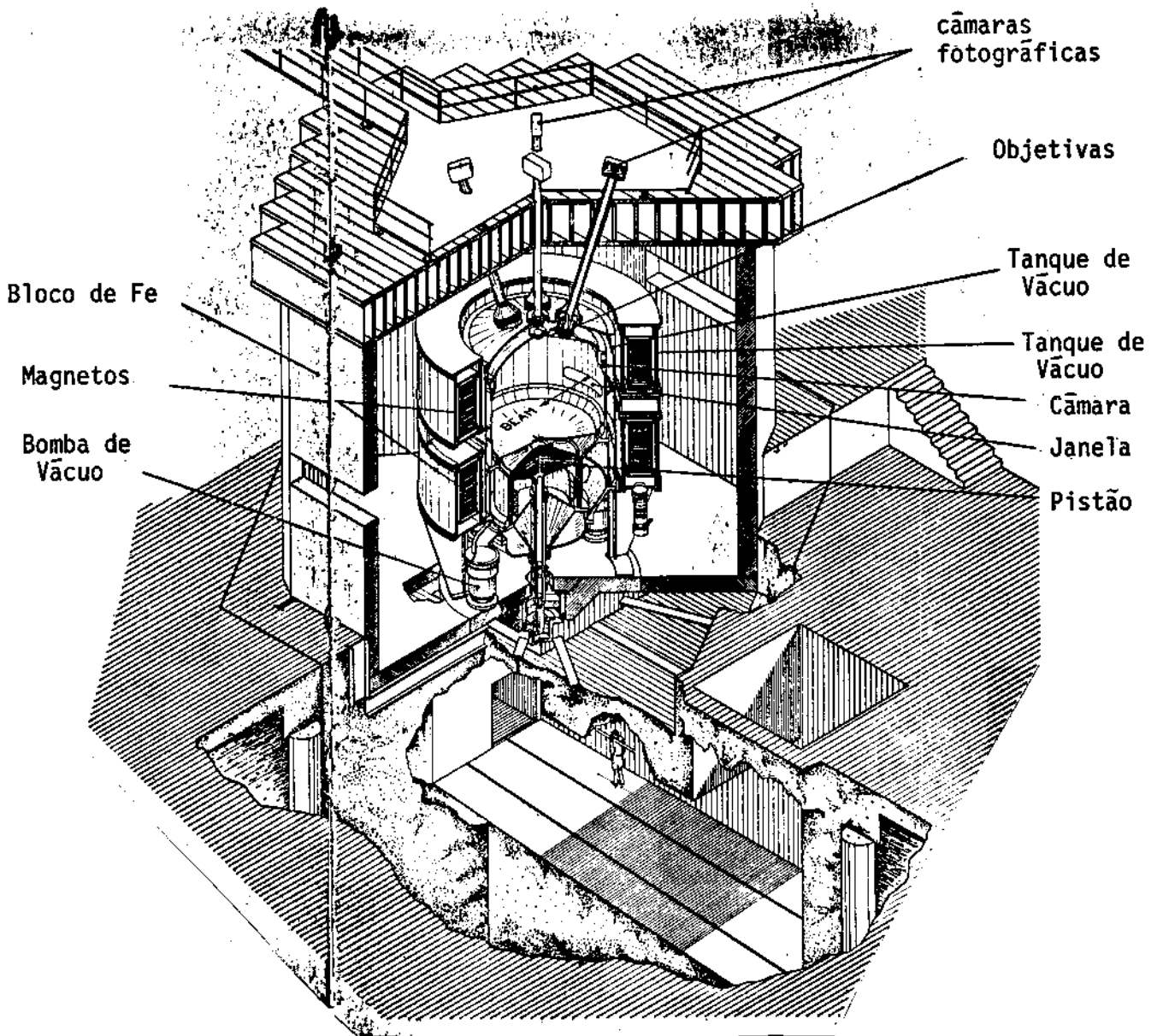


Fig. 1.29

No volume da câmara atua um campo magnético para a determinação do momento das partículas através da medida de seu raio de curvatura. A partir de 1976, a BEBC tem recebido feixes provenientes do SPS, principalmente para o estudo de interações de neutrinos. A Fig. 1.30 mostra um evento ocasionado por neutrino na BEBC. As vantagens principais das câmaras de bolha são a utilização do hidrogênio como alvo das interações, a possibilidade de se detetar processos raros e complicados, e a resolução espacial de 4π . O hidrogênio e o deutério com número atômico Z baixo não são apropriados para se detetar raios γ . Usa-se uma mistura de

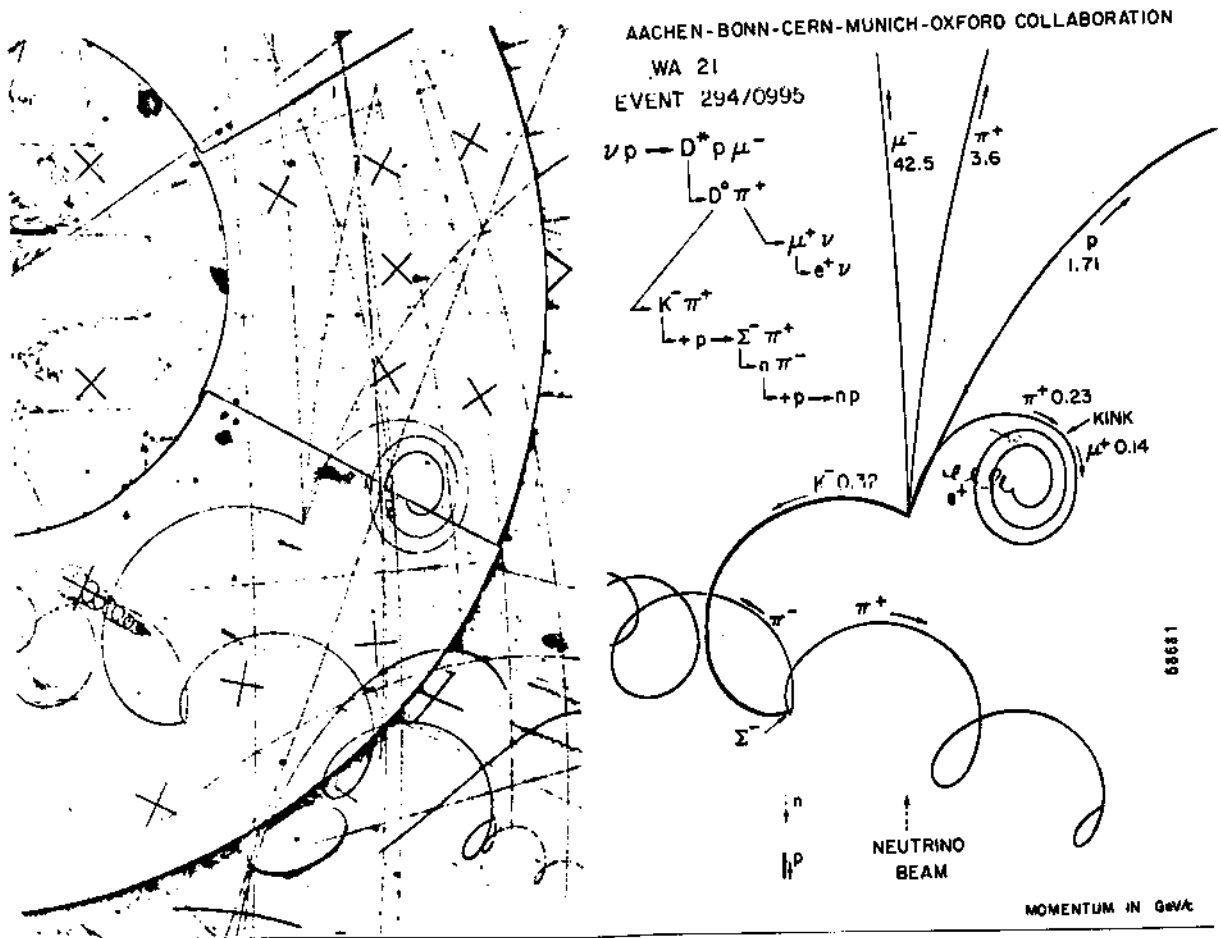


Fig. 1.30

neônio e hidrogênio para se aumentar a probabilidade de conversão de raios γ em pares de elétrons. Desenvolveram-se câmaras TST (Track Sensitive Target) capazes de combinar as vantagens das câmaras de hidrogênio (interação com prótons livres) e de líquidos mais pesados (mais eficientes na detecção de raios γ provenientes do decaimento dos π^0 , Σ^0 etc.). Essencialmente elas consistem no uso de uma câmara de plástico transparente (LEXAN) de pequeno volume contendo hidrogênio e formando o alvo de prótons, tal que, suas paredes flexíveis acompanham a expansão de volume de uma câmara maior de neônio-hidrogênio na qual ela está imersa. Ambos os volumes das duas câmaras se tornam sensíveis ao mesmo tempo tal que traços em ambas as câmaras podem ser fotografados simultaneamente.

Com as energias dos aceleradores atuais, produz-se interações cujas partículas secundárias são altamente energéticas e impossíveis

de serem analisadas em câmara de bolha. Desta forma as quantidades cinemáticas fornecidas pela medida nas fotografias de interações ocorridas em câmara de bolha se reduzem aos ângulos espaciais e aos momentos das partículas lentas. Portanto é necessário haver meios de se analisar um evento mais completamente. Foi então desenvolvida a técnica de câmaras de bolha de rápida ciclagem para o uso em sistemas híbridos em associação com detetores eletrônicos. Essencialmente se usa uma câmara de bolha pequena, servindo como volume alvo, com um sistema de expansão rápido tornando-a sensível várias vezes no segundo (5 ciclos por segundo). Os detetores eletrônicos que circundam a câmara acusam a passagem das partículas e acionam a câmara para se tirar a fotografia da região do vértice do evento desejado. Por causa da meia vida relativamente pequena das partículas charmosas ($\sim 5 \times 10^{-13}$ seg) seus decaimentos ocorrerão dentro de um comprimento de traço de cerca de 500μ que é comparável ao diâmetro das bolhas numa câmara de bolha grande como a BEBC. É necessário portanto permitir um desenvolvimento muito menor das bolhas na câmara (da ordem de 50μ), o que se obtém nas câmaras de rápida ciclagem. A técnica para se fotografar bolhas de apenas 50μ não é trivial. Há estudos já avançados para se usar holografia nas câmaras de rápida ciclagem.

1.10.2 Detetores Eletrônicos

Vimos na seção anterior a vantagem principal da câmara de bolha. Pode-se observar os detalhes no vértice da interação e através da formação dos traços, selecionar os eventos de interesse. Como a câmara de bolha registra todas as interações, o estudo de reações raras implica numa procura exaustiva na enorme quantidade de fotografias.

Os detetores eletrônicos são muito mais rápidos na aquisição de dados de interações de partículas. Como o sinal elétrico pode acusar imediatamente algumas características de uma reação, então o evento já pode ser

escolhido antes mesmo de se armazenar suas informações em uma fita magnética. Em contrapartida, não se pode visualizar o vértice da interação que com certeza fornece detalhes importantes da reação. Como nos detetores visuais, usa-se a perda de energia por ionização da partícula carregada para se obter o sinal eletrônico indicativo da passagem da partícula. Nos contadores a gás, o processo de ionização liberta elétrons e íons que se separam sob a ação de um campo e atingindo os eletrodos darão origem ao sinal. Através da ionização pode-se também ocasionar níveis livres de energia em átomos, moléculas ou redes de cristais, e pelo posterior preenchimento dos níveis livres, há emissão de luz. Este é o princípio dos contadores de cintilação. Em sua forma mais simples, um contador de cintilação consiste de um cintilador e uma fotomultiplicadora. A partícula ionizante produz no cintilador um sinal de luz cuja intensidade é proporcional à energia absorvida. Esta cintilação arranca numa célula fotoelétrica, elétrons que são acelerados num campo elétrico criando uma multiplicação destes fotoelétrons de cerca de 10^6 vezes maior. No anodo da fotomultiplicadora estes elétrons ocasionam um sinal cuja altura é proporcional à energia de ionização absorvida pelo cintilador.

Na física de alta energia usa-se constantemente cintiladores de plástico em circuitos de coincidência. Também são muito usados para a detecção de raios γ . Para isto, constrói-se um sanduiche alternando placas de metal onde há a conversão de raios γ , com cintiladores de plástico onde os elétrons e pósitrons produzidos ocasionam um sinal que é registrado.

Consideremos agora os princípios básicos dos contadores proporcionais. Consideremos entre 2 eletrodos planos uma camada de um gás, por exemplo, 1 cm de argônio nas condições normais. Uma partícula de mínima ionização ao atravessar esta camada produzirá cerca de 120 pares de íons. Se esta carga for coletada em 1 eletrodo de capacitância $C = 10\text{pF}$, o sinal detectado terá uma voltagem V tal que

$$V = \frac{ne}{C} \quad , \quad (1.13)$$

onde $n = 120$ e $e =$ carga do elétron. Substituindo estes valores na equação (1.13) obtém-se $V = 2\mu V$ que está muito abaixo de qualquer possibilidade de detecção. Entretanto, se um campo elétrico forte é aplicado entre os eletrodos, ocorrerá uma avalanche de elétrons que aumentam a amplitude do sinal por muitas ordens de grandeza. Este tipo de detector com eletrodos planos paralelos sofre de severas limitações. O sinal detetado depende do ponto aonde a carga original foi produzida e portanto, não se pode obter uma proporcionalidade entre a energia depositada e o sinal detetado. Uma geometria cilíndrica coaxial permite eliminar esta dificuldade pois o campo elétrico no sistema é tal que apenas faz os elétrons se arrastarem em direção ao anodo (fio central) e os íons positivos em direção ao catodo (cilindro externo). Bem perto do anodo (normalmente a distância de poucos raios do fio) o campo elétrico será suficientemente grande para ocorrer a multiplicação, formando assim uma avalanche. Os contadores proporcionais a muitos fios MWPC (Multiwire Proportional Chambers) consistem essencialmente num conjunto de planos compostos de fios anodos finos paralelos e igualmente espaçados, intercalados por planos de fios catodos. A Fig. 1.31 mostra um diagrama representativo do método de se extrair informação bidimensional de um MWPC. A avalanche iniciada pe

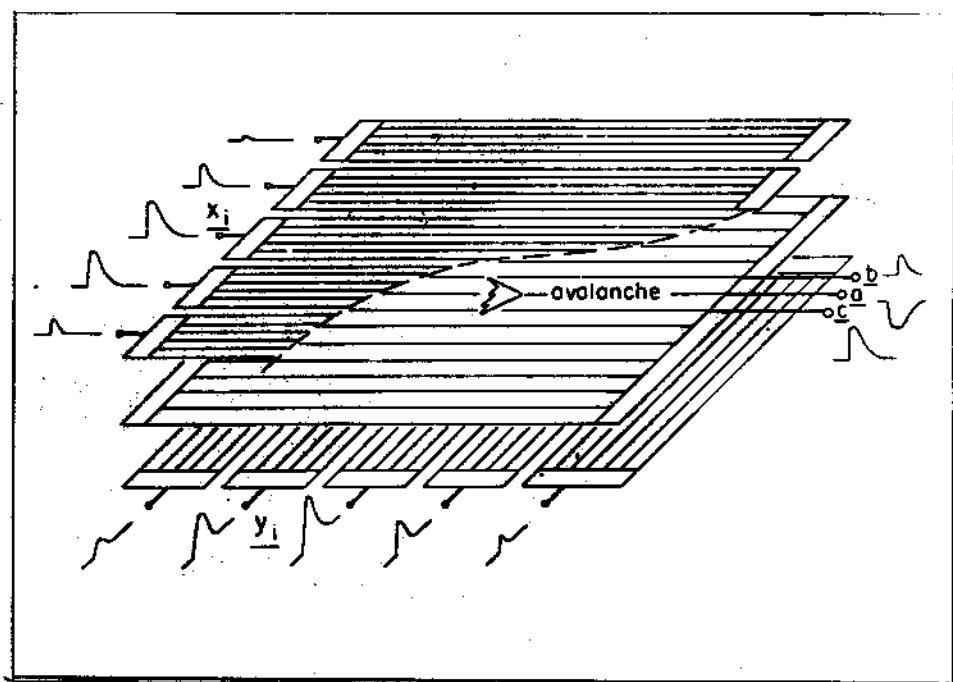


Fig. 1.31

la passagem de uma partícula carregada atinge um fio anodo dando um sinal ne gativo. Os fios no plano anodo vizinhos a este e os nos planos catodos adja- centes recebem sinais positivos dos íons que se movem ao se afastarem do fio anodo. Medindo-se as alturas dos sinais, é possível se calcular o ponto de origem da avalanche com grande precisão. Hoje em dia se usa muito os MWPC e um exemplo espetacular é o que é usado no sistema de detecção colocado na re- gião da colisão dos prótons no ISR e que é constituído de cerca de 70000 fios. O custo da eletrônica por fio torna os MWPC uma técnica de detecção cara.

A possibilidade de se medir o tempo que os elétrons le vam ao se moverem em direção ao anodo a fim de se ter informação sobre as co ordenadas espaciais de uma partícula ionizante, foi reconhecido e utilizado como o princípio para a construção de câmaras de arrastamento (drift chambers). Enquanto que nos MWPC o espaçamento entre o anodo e o catodo é mantido peque- no, nas câmaras de arrastamento este espaço é suficientemente grande para per mitir a medida do tempo de arrastamento dos elétrons produzidos pela passa - gem de uma partícula carregada na câmara.

Para partículas altamente energéticas (> 70 GeV) usa- -se detetores de radiação de transição. Esta radiação é produzida quando uma partícula carregada com energia relativística atravessa a superfície limite entre 2 meios de índices de refração diferentes. Para se obter uma intensida de adequada, a partícula atravessa muitas interfaces entre dois materiais , como por exemplo, folhas de mylar espaçadas num meio gasoso. A intensidade da radiação emitida está relacionada ao fator $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ da partícula e, portanto, para partículas ultrarelativísticas ($\beta \approx 1$), estes detetores são mais apropriados que os de Cerenkov que medem a velocidade β .

1.10.3 Espectrômetro

Em analogia à ótica, denominamos espectrômetro ao conjunto de de tetores e analisadores capazes de identificar as partículas e medir seus mo-

mentos. As experiências atuais em física de altas energias são comumente realizadas com espectrômetros híbridos, contendo diferentes detetores apropriados para as diferentes energias que as partículas secundárias podem possuir. A Fig. 1.32 mostra esquematicamente o espectrômetro EHS (European Hybrid Spectrometer) usado por várias colaborações internacionais, incluindo um grupo brasileiro do CBPF.

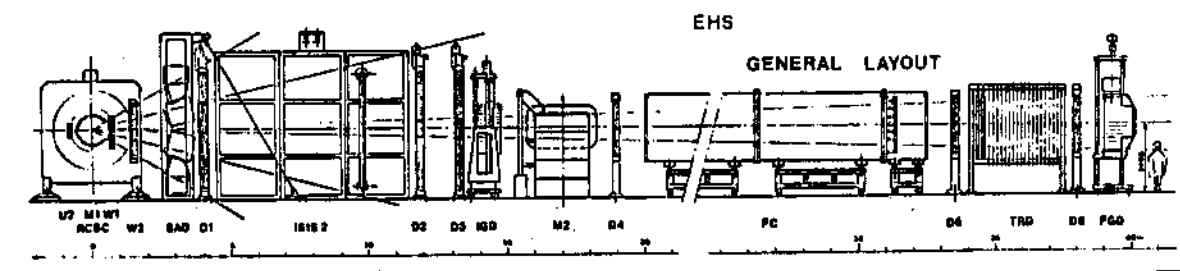


Fig. 1.32

RCBC - Câmara de bolha de rápida ciclagem

W1, W2 - Câmaras de muitos fios

M1, M2 - Magnetos

D1, D2, ..., D6 - Câmaras de arrastamento

SAD - Contador de Cerenkov de aerogel de sílica

ISIS - Sistema de identificação de partículas secundárias por ionização

IGD - Detetor intermediário de raios γ

FGD - Detetor frontal de raios γ

FC - Contador de Cerenkov frontal

TRD - Detetor de radiação de transição

Capítulo 2: ANÁLISE DE INTERAÇÕES OCORRIDAS EM CÂMARA DE BOLHA

2.1 Manipulação dos Dados

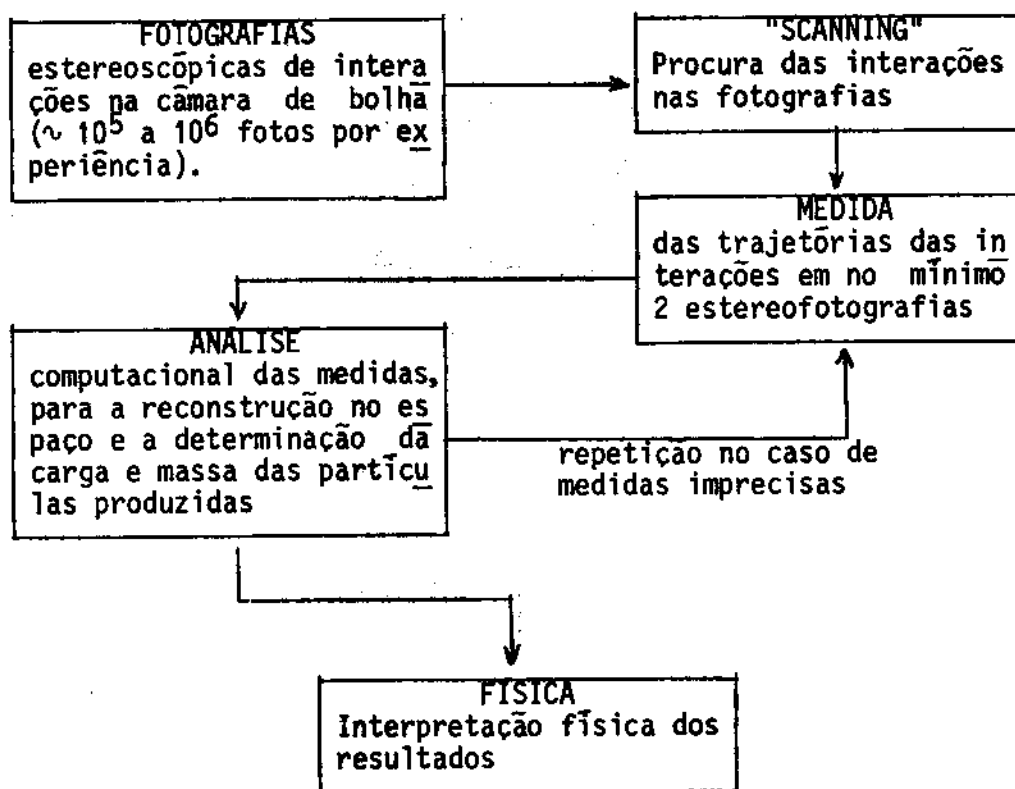
É através dos choques entre partículas altamente energéticas que se obtêm as grandes energias necessárias para as investigações experimentais na física de partículas.

A grande energia disponível nestas interações é convertida na criação de novas partículas também altamente energéticas. A determinação das propriedades destas partículas secundárias e do modo como elas foram criadas, permite tirar conclusões sobre os processos fundamentais que as criaram. É portanto muito importante que elas sejam analisadas com bastante precisão.

Nas câmaras de bolha, fotografa-se as trajetórias visíveis das partículas que fazem parte de uma interação. O campo magnético aplicado na câmara de bolha faz com que as trajetórias se curvem, permitindo, através da medida da curvatura, se determinar o momento das partículas quando estas possuírem energias até poucos GeVs. Nas interações a energias obtidas nos aceleradores atuais há a produção de muitas partículas tão energéticas que a determinação do seu momento só pode ser feita por detetores eletrônicos externos.

As medidas das trajetórias e a análise das interações são feitas em laboratórios de pesquisas que possam estar longe dos aceleradores.

O fluxo de informações que caracteriza a maioria das experiências de câmara de bolha é apresentado no diagrama seguinte:



2.2 Análise das Fotografias

2.2.1 Reconstrução Geométrica

As medidas feitas nas imagens da trajetória, obtidas em pelo menos duas estereofotografias (comumente denominadas "views"), são utilizadas para a reconstrução do trajeto real da partícula na câmara de bolha.

A determinação das coordenadas espaciais de um dado ponto através das medidas de sua imagem em duas ou mais views, se obtém através de uma transformação de coordenadas definida pelo conhecimento das posições das câmaras fotográficas e de marcas fiduciais existentes nas janelas da câmara de bolha e pelas medidas das imagens destas marcas nas views consideradas.

A dificuldade fundamental da reconstrução no espaço das trajetórias provém do fato que não é possível se fazer as medidas das imagens correspondentes de pontos de um traço no espaço. A reconstrução geométrica é tratada por programas de grande complexidade cuja descrição foge da intenção desta monografia.

Nos casos mais simples em que a trajetória real da partícula se encontra aproximadamente num plano paralelo ao plano de uma das views, pode-se obter, em primeira aproximação informações sobre a carga e momento da partícula pela mera análise da imagem da trajetória nesta view. Frequentemente isto ocorre em diferentes graus de aproximação, escolhendo-se para uma das câmaras a posição tal que esta view está num plano perpendicular ao campo magnético aplicado na câmara de bolha (vide Fig. 2.1). De fato, em

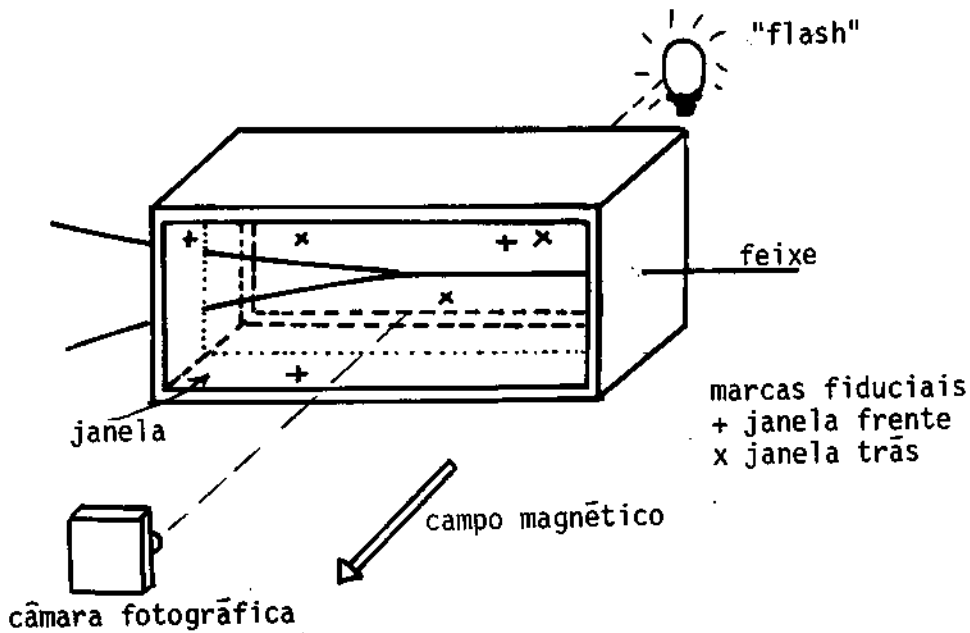


Fig. 2.1

interações a altas energias, as partículas produzidas formam um jato de pequeno ângulo que é aberto pelo campo magnético no plano perpendicular à sua direção.

Trataremos aqui somente destes casos mais simples em que as trajetórias reais das partículas fazem pequeno ângulo (conhecido por ângulo de "dip") em relação ao plano perpendicular ao campo magnético. Nestes

casos, os parâmetros reais das trajetórias poderão ser obtidos das medidas feitas numa projeção da view apropriada e do conhecimento do aumento desta projeção.

Cabe entretanto salientar que num estudo mais profundo das interações entre as partículas, é necessário uma análise rigorosa da reconstrução dos eventos baseada numa grande estatística.

2.2.2 Aumento da Projeção

da imagem b'' de uma trajetória b de uma partícula na câmara de bolha.

As medidas feitas na projeção devem ser divididas pelo aumento para se obter o valor real.

Usando as distâncias definidas na Figura 2.2 podemos escrever:

$$\frac{b'}{b''} = \frac{\ell}{d} \quad e$$

$$b = b''' + b_2 \operatorname{tg} r ,$$

onde r é o ângulo de refração na câmara.

A Figura 2.2 mostra esquematicamente a projeção b'

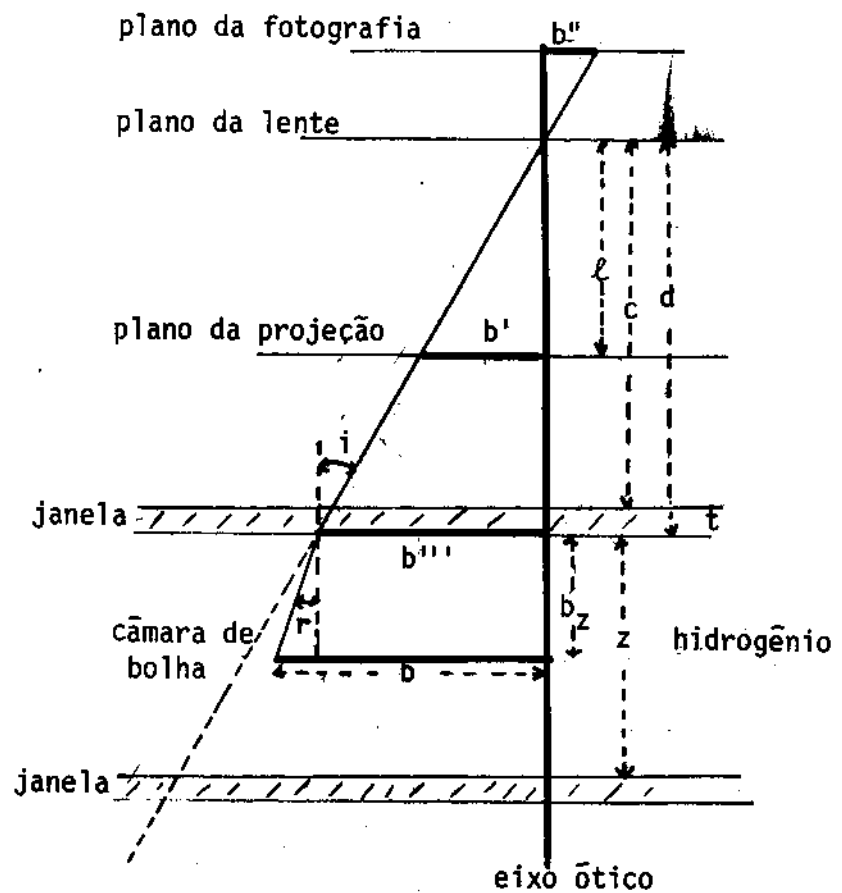


Fig. 2.2

O aumento $V = b/b'$ será dado por

- 96 -

$$V = \frac{b + (b_z/b') \ell \operatorname{tg} r}{\ell}$$

Sendo $b'/\ell = \operatorname{tg} i \approx \operatorname{sen} i$ onde i é o ângulo de incidência na câmara e usando-se a lei de refração $\operatorname{sen} i = n_H \operatorname{sen} r$ onde n_H é o índice de refração do hidrogênio temos $b' \approx \ell n_H \operatorname{sen} r \approx \ell n_H \operatorname{tg} r$ e portanto

$$V = \frac{d + b_z/n_H}{\ell}$$

Levando em conta também a refração na janela, a fórmula acima se modifica em:

$$V = c + b_z/n_H + t/n_V$$

onde n_V é o índice de refração do vidro da janela.

Como já foi mencionado, existem marcas fiduciais nas janelas da câmara de bolha cujas imagens aparecem nas fotografias.

Conhecendo-se a distância entre estas marcas e medindo-se a distância de suas imagens vistas na projeção da fotografia, pode-se determinar os valores de d e ℓ .

Designamos por F_1-F_2 e G_1-G_2 as distâncias entre duas marcas fiduciais nas janelas dianteira e traseira, respectivamente, e por $F'_1-F'_2$ e $G'_1-G'_2$ as distâncias entre suas imagens projetadas.

Como

$$\frac{F_1-F_2}{F'_1-F'_2} = \frac{d}{\ell} \quad \text{e} \quad \frac{G_1-G_2}{G'_1-G'_2} = \frac{d+z}{\ell}$$

temos:

$$\ell = \frac{z}{\frac{G_1-G_2}{G'_1-G'_2} - \frac{F_1-F_2}{F'_1-F'_2}} \quad \text{e} \quad d = \frac{z}{\frac{G_1-G_2}{G'_1-G'_2} \times \frac{F'_1-F'_2}{F_1-F_2} - 1}$$

Supondo que a interação ocorreu no meio da câmara e

desprezando as refrações nos diferentes meios, obtemos para o aumento

$$V = \frac{d + \frac{z}{2}}{z} = \frac{1}{2} \left(\frac{F_1 - F_2}{F_1 - F_2'} + \frac{G_1 - G_2}{G_1 - G_2'} \right)$$

2.2.3 Deslocamento Estereo

A coordenada b_z (profundidade) de um ponto B no interior da câmara pode ser obtida medindo-se os deslocamentos das projeções, de aumentos iguais, das imagens obtidas em duas fotografias estereos.

Sejam F e G marcas fiduciais nas janelas dianteira e traseira respectivamente e F_1' F_2' e G_1' G_2' as projeções de suas imagens obtidas em duas estereofotografias (Fig. 2.3).

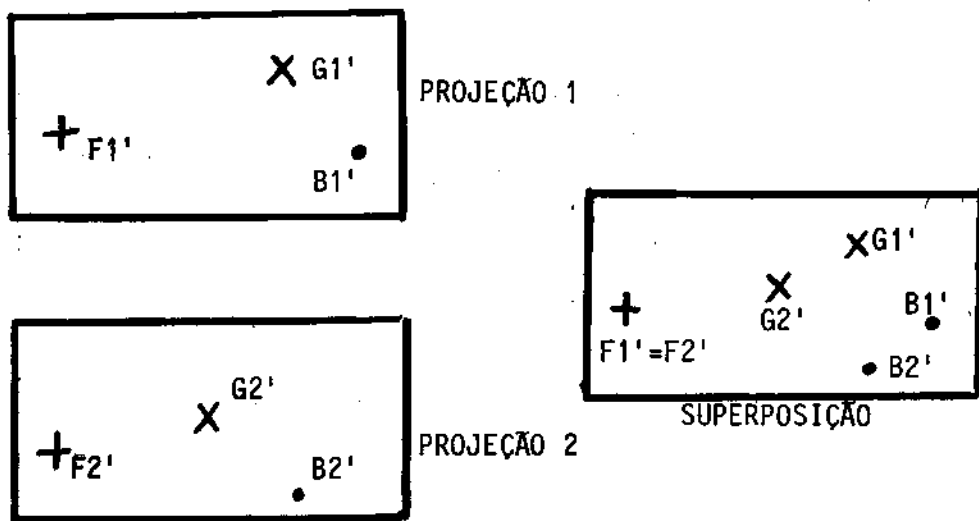


Fig. 2.3

Superpondo estas duas projeções de maneira que as imagens F_1' e F_2' coincidam, as medidas dos deslocamentos $G_1' - G_2'$ e $B_1' - B_2'$ das imagens dos pontos G e B vistas nestas projeções superpostas permitem determinar a coordenada b_z como:

$$b_z \approx \frac{B1' - B2'}{G1' - G2'} z$$

sendo conhecida a profundidade z da câmara de bolha.

Usa-se este método do deslocamento estereo para se saber se uma partícula saiu por uma das janelas da câmara ou se ela foi levada a parar dentro da câmara perdendo, por ionização, totalmente sua energia. No primeiro caso teremos $b_z = 0$ ou $b_z = z$ e no segundo teremos $0 < b_z < z$.

Exercício 2.1

Prove a relação $b_z \approx \frac{B1' - B2'}{G1' - G2'} z$ na qual se baseia o método do deslocamento estereo.

2.3 Determinação do Momento

2.3.1 Raio de Curvatura

As partículas que perdem pouca energia em seu trajeto descrevem num campo magnético hêlices cujas projeções, no plano perpendicular ao campo, são círculos (Fig. 2.4).

Nos casos particulares em que o ângulo de dip λ é pequeno, a trajetória real da partícula (héllice) pode ser considerada, em primeira aproximação, como o círculo da sua projeção no plano perpendicular ao campo. Portanto, a imagem da trajetória numa fotografia tirada perpendicularmente a este plano, reproduz, a menos do aumento, a trajetória real da partícula.

- 99 -

Conhecendo-se a intensidade B do campo magnético e medindo-se o raio R' de curvatura da imagem da trajetória projetada, determina-se o momento p da partícula por:

$$p = eBR$$

(vide seção 1.9), onde e é a carga elétrica da partícula e R o raio da trajetória obtido por $R = R'/V$ sendo V o aumento da projeção.

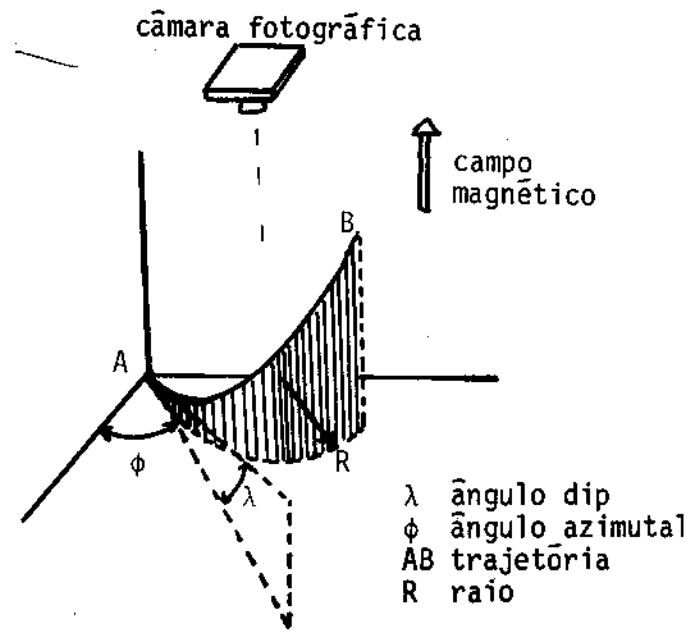


Fig. 2.4

Usando-se como unidade de energia o elétron-Volt, a diferença de potencial é medida em Volts; isto significa que usamos o sistema internacional de unidades em que R é medido em metros e B em Wb/m^2 . Nestas unidades e denotando por c a velocidade da luz, obtemos então

$$\frac{pc}{e} = cBR = 3 \times 10^8 B[\text{Wb/m}^2]R[\text{m}] .$$

É mais prático entretanto se usar p em MeV/c ($1\text{MeV} = 10^6 \text{ eV}$); B em KG ($1\text{KG} = 10^{-1} \text{Wb/m}^2$) e R em cm ($1\text{cm} = 10^{-2} \text{m}$) obtendo assim :

$$p[\text{MeV}/c] = 10^{-6} \times 3 \times 10^8 \times 10^{-1} \times 10^{-2} B[\text{KG}]R[\text{cm}]$$

ou

$$p[\text{MeV}/c] = 0,3 B[\text{KG}]R[\text{cm}] .$$

2.3.2 Alcance

O alcance ("range") de uma partícula é a distância por ela percorrida na matéria até parar.

Como já foi mencionado anteriormente, a partícula carregada atravessando um meio, perde energia ao ionizar os átomos da matéria vizinhos de sua trajetória. Observando a fórmula de Bethe-Bloch (seção 1.10.1) que expressa a perda de energia dE , por ionização, de uma partícula com carga z vezes a carga do elétron e velocidade v , por unidade de comprimento dx , vemos que:

$$- \frac{dE}{dx} = z^2 f(v)$$

onde $f(v)$ é uma função de v .

O alcance $R(E)$ da partícula de energia inicial E será

$$R(E) = \int_E^0 \frac{dx}{dE} dE$$

Na Fig. 2.5 apresentamos dE/dx e o alcance R no hidrogênio para diferentes partículas carregadas em função do momento. Portanto medindo-se o alcance de uma partícula, pode-se determinar o seu momento.

Conhecida para uma partícula A, de massa M_A e carga z_A , a curva que indica como o seu alcance R_A depende do seu momento p_A , pode-se construir a curva correspondente para uma partícula B de massa M_B e carga z_B , relacionando os momentos p_A e p_B , tais que as partículas A e B tenham a mesma velocidade, ou seja, $p_A/p_B = M_A/M_B$. De fato, neste caso temos:

$$R_B(M_B, z_B, p_B) = \left[\frac{M_B/M_A}{z_B^2/z_A^2} \right] R_A(M_A, z_A, p_A = p_B M_A/M_B) \quad .$$

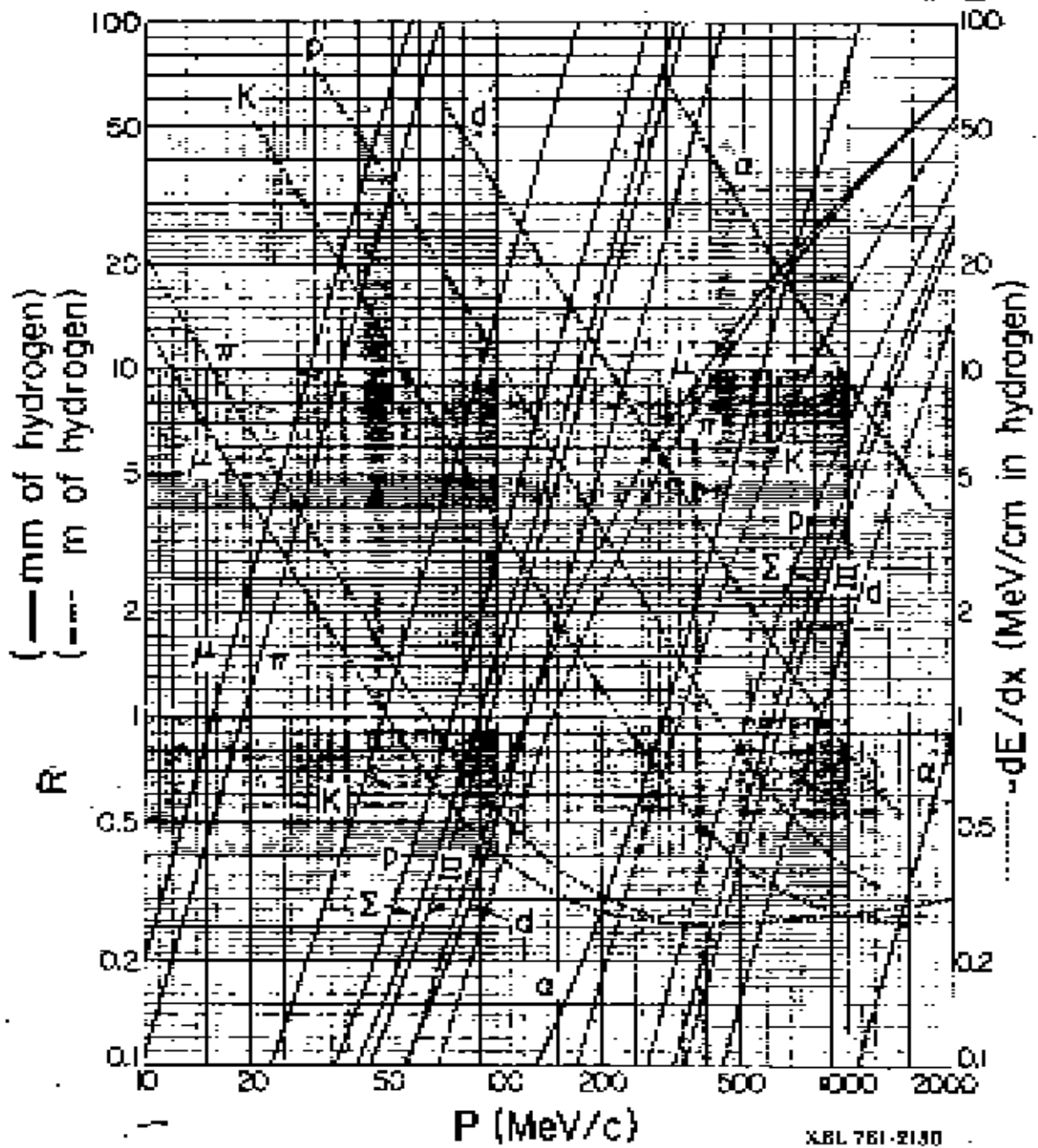


Figura 2.5 - Alcance e perda de energia em hidrogênio líquido.

Exercício 2.2

Um méson μ de 4 MeV tem um alcance de 650 μ na emulsão nuclear. Assumindo que o alcance é proporcional ao quadrado da velocidade, estime a probabilidade do decaimento em vôo destes mésons.

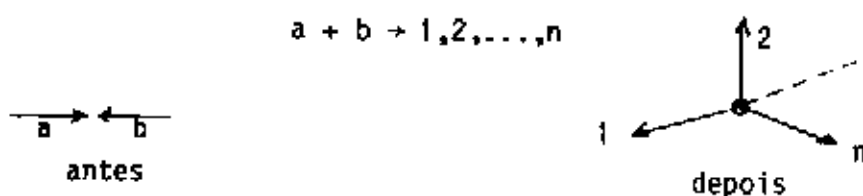
2.4 Análise Cinemática

O que se observa nos processos de interação entre partículas elementares são somente os estados iniciais e finais, isto é, as partículas muito antes e muito depois da interação. Toda partícula que toma parte na interação fica caracterizada pelo quadrivector P energia-momento

$$P = (E, p_x, p_y, p_z) = (E, \vec{p})$$

As grandezas p_x, p_y, p_z são determinadas pelas medidas da curvatura dos traços e da inclinação dos mesmos, isto é, pelas características da hélice que a partícula descreve no campo magnético conhecido da câmara. O valor da energia da partícula depende da hipótese sobre a massa atribuída à partícula.

No sistema centro de massa a interação pode ser assim visualizada:



Com duas partículas no estado inicial e n partículas no estado final, a reação é determinada por $4(n+2)$ grandezas, a saber, os quadrivetores energia-momentos das partículas que tomam parte na reação.

- 103 -

Levando em conta a lei de conservação da energia e quantidade de movimento, a análise da interação fica mais fácil

$$\vec{P}_a + \vec{P}_b = \vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \dots + \vec{P}_n$$

ou em componentes:

$$E_a + E_b = E_1 + E_2 + \dots + E_n$$

$$P_{xa} + P_{xb} = P_{x1} + P_{x2} + \dots + P_{xn}$$

(2.1)

$$P_{ya} + P_{yb} = P_{y1} + P_{y2} + \dots + P_{yn}$$

$$P_{za} + P_{zb} = P_{z1} + P_{z2} + \dots + P_{zn}$$

Como já foi dito, o que se mede realmente são os vetores momento das partículas. Para as massas (desconhecidas) das partículas que tomam parte na reação existe somente um número pequeno de valores possíveis que correspondem assim às diferentes interpretações hipotéticas atribuídas à interação analisada.

As diferentes combinações dos valores das massas, atribuídas aos diferentes traços 1,2,...,n, são chamadas hipóteses, uma vez que não resultam de medidas realizadas na interação. Do momento p e da massa m da partícula pode-se obter a sua energia

$$E = \sqrt{p^2 + m^2}$$

Naturalmente deve-se encontrar, entre as hipóteses possíveis, a que provavelmente representa a reação. Para isto se usam testes estatísticos.

Constroi-se uma grandeza para o teste estatístico que indique uma medida da conservação ou não das equações (2.1).

Define-se

$$M = \frac{(\delta E)^2}{\sigma^2(\delta E)} + \frac{(\delta p_x)^2}{\sigma^2(\delta p_x)} + \frac{(\delta p_y)^2}{\sigma^2(\delta p_y)} + \frac{(\delta p_z)^2}{\sigma^2(\delta p_z)}$$

com

$$\delta E = E'_a + E'_b - E'_1 - E'_2 \dots E'_n$$

$$\delta p_x = p'_{xa} + p'_{xb} - p'_{x1} - p'_{x2} \dots - p'_{xn}$$

$$\delta p_y = p'_{ya} + p'_{yb} - p'_{y1} - p'_{y2} \dots - p'_{yn}$$

$$\delta p_z = p'_{za} + p'_{zb} - p'_{z1} - p'_{z2} \dots - p'_{zn}$$

As grandezas com ' indicam grandezas medidas (com erros) e não as grandezas verdadeiras (desconhecidas). As grandezas $\sigma^2(\delta E)$, $\sigma^2(\delta p_x)$, $\sigma^2(\delta p_y)$, $\sigma^2(\delta p_z)$ são os quadrados dos erros de medida destas grandezas que se obtêm estimando os erros das medidas. Considerando a distribuição dos erros das medidas como uma distribuição normal, a grandeza M segue uma distribuição do χ^2 com o número de graus de liberdade 4 (Evans, Atomic Nucleus, 774, 1955), pois existem 4 equações a serem ajustadas com as medidas e a hipótese.

Este procedimento é conhecido como 4C-Fit, isto é, o ajuste é feito usando-se as 4 equações de vínculo (2.1)

Existem, entretanto casos em que este 4C-Fit feito para todas as hipóteses plausíveis relativas às massas das partículas, não apresenta resultado aceitável. Neste caso, existe razão para se supor que houve emissão de partículas não observáveis, logo neutras.

Supondo que entre as partículas emitidas, haja a emissão de apenas uma partícula neutra, não observável, o seu momento pode ser determinado, pelo princípio de conservação do momento, conhecendo-se os momen

mentos das outras. Neste caso, o grupo das eqs. (2.1) fica reduzido somente à primeira equação, isto é, faz-se o IC-Fit para as diferentes hipóteses plausíveis das massas das partículas.

Desta forma, é possível se analisar reações com uma partícula emitida não observada, mas nunca quando há emissão de mais de uma partícula não observada. Convém salientar que uma partícula neutra é considerada observada quando o seu momento e energia pode ser deduzido através dos traços de seus produtos de decaimento ou interação.

Na reação $\pi^- p \rightarrow \pi^- p \pi^0$, o méson π^0 não observado poderá ser determinado completamente por IC-Fit quando não forem observados os dois raios γ produtos de seu decaimento.

LEITURA ACONSELHADA

- Introduction to High Energy Physics - D.H. Perkins, 2nd. edition - 1982 , Addison-Wesley Pub. Co.
- The Fundamental Particles - Bransden-Evans-Major - 1973, Van Nostrand Reinhold.
- Hoch Energie Physik - E. Lohrmann - 1978, Teubner Studienbücher.
- Introdução à Física das Partículas Elementares - R.C. Shellard, 1982 IFT - C - 01/82 - São Paulo.
- Nachweisgeräte der Hochenergiephysik - H. Leitz and A. Minten - Physik in unsern Zeit 11 - Nº 2 - 1980.
- Elementary Particles - Gell-Mann-Rosenbaum - Scient. Amer. , 72,7/1957.
- Resonance Particles - R.D. Hill - Scient. Amer. 208, 39, 1/1963.
- Quark with Color and Flavor - Glashow - Scient. Amer. 233, 38, 10/1975.
- The Confinement of Quarks - Nambu - Scient. Amer. 235, 48, 11/1976.
- Supergravity and the Unification of the Laws of Physics, D. Freedman and

- P. van Nieuwenhuizen - Scient. Amer. 238, 126, 2/1978.
- The Bag Model of Quark Confinement - K. Johnson - Scient.Amer. 241, 112 - 7/79.
 - The Next Generation of Particle Accelerators - R. Wilson, Scient. Amer.242, 42, 1/1980.
 - The Inner Structure of the Proton - M. Jacob and P. Landshoff - Scient.Amer. 242,66,3/1980.
 - Gauge Theories of the Forces Between Elementary Particles, G. Hooft -Scient. Amer. 242,90,6/1980.
 - A Unified Theory of Elementary Particles and Forces, H. Georgi - Scient.Amer. 244,48,4/1981.
 - The Decay of the Proton - S.Weinberg - Scient. Amer. 244,64,6/1981.
 - The Search for Intermediate Vector Bosons - D. Cline, C. Rubbia and S. van der Meer - Scient. Amer. 246,48,3/1982.
 - Quarkonium - E. Bloom and G. Feldman - Scient.Amer. 246,66,5/1982.
 - Glueballs - K. Ishikawa - Scient.Amer. 247, 142,11/1982.
 - The Lattice Theory of Quark Confinement - C. Rebbi - Scient.Amer. 248, 54, 2/1983.
 - The Structure of Quarks and Leptons - H. Harari, Scient.Amer. 248,56,4/1983.

RESOLUÇÕES DOS EXERCÍCIOS

- 1.1 A dependência com o tempo, da função de onda de um estado de massa $M = E_0^*/c^2$ e meia vida τ é

$$\psi(t) = \exp(iE_0^*t/\hbar - t/2\tau)$$

tal que $|\psi(t)|^2 = e^{-t/\tau}$.

A transformada de Fourier é

$$\begin{aligned} \psi_{E^*}(E^*) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(i(E_0^* - E^*)t/\hbar - t/2\tau) dt \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\hbar}{(E_0^* - E^*) + i\hbar/2\tau} \end{aligned}$$

tal que

$$|\psi_{E^*}(E^*)|^2 = \frac{1}{2\pi} \frac{\hbar^2}{(E_0^* - E^*)^2 + \hbar^2/4\tau^2}$$

Comparando com a fórmula de Breit-Wigner temos $\Gamma^2 = \hbar^2/\tau^2$, isto é, $\tau = \hbar/\Gamma$

1.2 $(E_{\bar{p}} + M_p)^2 - p_{\bar{p}}^2 = (2M_{\Delta})^2$

donde

$$E_{\bar{p}} = \frac{4M_{\Delta}^2 - 2M_p^2}{2M_p} \approx 2.02 \text{ GeV}$$

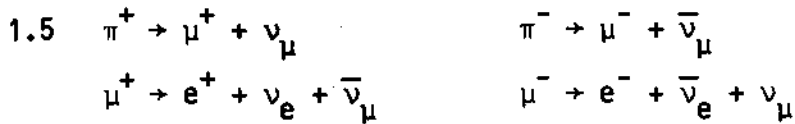
1.3 Pela conservação de energia no SCM temos:

$$\sqrt{M_{ef}^2 + p^{*2}} + \sqrt{M_p^2 + p^{*2}} = E^* \approx \sqrt{2E_p M_p}$$

M_{ef} será máxima quando $p^* = 0$, isto é, $M_{ef} + M_p = E^*$ e, portanto, $M_{ef} \approx 4 \text{ GeV}$.

M_{ef} será mínima quando $M_{ef} = M_n + m_\pi \approx 1,140 \text{ GeV}$.

1.4 a) e e) são proibidas por não conservação do número bariônico.
c) , d) e g) são proibidas por não conservação da carga.



No decaimento $\pi \rightarrow \mu + \nu$, no sistema em repouso do π , temos

$$E_\mu^* + E_\nu^* = m_\pi$$

$$\sqrt{p^{*2} + m_\mu^2} + p^* = m_\pi \quad \therefore \quad p^* = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_\pi}$$

$$E_\mu^* = m_\pi - E_\nu^* = \frac{m_\pi^2 + m_\mu^2}{2m_\pi}$$

$$T_\mu^* = E_\mu^* - m_\mu = \frac{(m_\pi - m_\mu)^2}{2m_\pi} \approx 4,12 \text{ MeV}$$

1.6 (a) $\pi^+ \pi^-$ por considerações de conservação da paridade G e conjugação de carga C_n .

1.7 $\eta \rightarrow 2\gamma \rightarrow C_n(n^0) = +$

$\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow G(n^0) = C_n(n^0) = +$ mas $G(3\pi^0) = -$ e como não conserva G não pode ser por interação forte

1.8 $|1,0\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}} |11\rangle |1-1\rangle - \sqrt{\frac{1}{2}} |1-1\rangle |11\rangle$ $R = \frac{\sigma(f^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\sigma(f^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} = 0$

$$|2,0\rangle = \sqrt{\frac{1}{6}} |11\rangle |1-1\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |10\rangle |10\rangle + \sqrt{\frac{1}{6}} |1-1\rangle |11\rangle$$

$$R = \frac{\sigma(f^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\sigma(f^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} = \frac{\frac{2}{3}}{\left(\frac{1}{6}\right) + \left(\frac{1}{6}\right)} = 2$$

$$|0,0\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}} |11\rangle |1-1\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}} |10\rangle |10\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |1-1\rangle |11\rangle$$

$$R = \frac{\sigma(f^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\sigma(f^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} = \frac{\frac{1}{3}}{\left(\frac{1}{3}\right) + \left(\frac{1}{3}\right)} = \frac{1}{2}$$

e portanto $I_f = 0$.

1.9 $E = M\gamma \rightarrow \gamma = 10$

$$\tau_0 = 0,84 \times 10^{-16} \text{ seg} \quad \tau = \gamma\tau_0$$

$$L = \beta c \gamma \tau_0 \approx 2,52 \times 10^{-5} \text{ cm}$$

1.10 $M^2 = (\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2)^2 = (\mathbf{P}_1)^2 + (\mathbf{P}_2)^2 + 2\mathbf{P}_1 \cdot \mathbf{P}_2 = M_1^2 + M_2^2 + 2\mathbf{P}_1 \cdot \mathbf{P}_2$

$$M^2 - M_1^2 - M_2^2 = 2\mathbf{P}_1 \cdot \mathbf{P}_2$$

$\vec{P}_1 \cdot \vec{P}_2$ é invariante em qualquer sistema. No sistema em repouso de 1 temos $\vec{P}_1 = 0$, $E_1 = M_1$ e E_{21} a energia de 2. Como neste sistema $\vec{P}_1 \cdot \vec{P}_2 = E_{21} M_1$ temos

$$M^2 - M_1^2 - M_2^2 = 2E_{21}M_1 \quad \dots \quad E_{21} = \frac{M^2 - M_1^2 - M_2^2}{2M_1}$$

$$e \quad |\vec{P}_{21}|^2 = E_{21}^2 - M_2^2 = \frac{(M^2 - (M_1 + M_2)^2)(M^2 - (M_1 - M_2)^2)}{4M_1^2}$$

1.11 Seja s o quadrado da energia total no SCM.

$$\begin{cases} (E_1^* + E_2^*)^2 = s \\ p_1^{*2} = p_2^{*2} + E_1^{*2} - M_N^2 = E_2^{*2} - M_\pi^2 \end{cases}$$

donde

$$E_1^* = \frac{M_N^2 - M_\pi^2}{2\sqrt{s}} + \frac{\sqrt{s}}{2}$$

$$E_2^* = \frac{\sqrt{s}}{2} - \frac{M_N^2 - M_\pi^2}{2\sqrt{s}}$$

1.12 $p_k = 250 \text{ GeV}/c$

$$(E_k + M_p)^2 - p_k^2 = M_k^2 + M_p^2 + 2E_k M_p = s$$

$$\sqrt{s} = E_k^* + E_p^*$$

$$E_k^{*2} - M_k^2 = E_p^{*2} - M_p^2 \quad \dots \quad \sqrt{s} (E_k^* - E_p^*) = M_k^2 - M_p^2$$

$$2E_k^* = \sqrt{s} + \frac{M_k^2 - M_p^2}{\sqrt{s}}$$

- 111 -

O momento máximo de uma partícula secundária será

$$p^* = \sqrt{\left(\frac{s+M_k^2-M_p^2}{2\sqrt{s}}\right)^2 + M_k^2} \approx 10,82 \text{ GeV}/c$$

$$2.2 \quad R = 650\mu \quad R = \alpha v_0^2$$

$$E = 4 \text{ MeV} \quad R - x(t) = \alpha v^2 = \alpha \left(\frac{dx}{dt}\right)^2$$

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 = \frac{R-x}{\alpha}$$

$$\therefore \frac{dx}{\sqrt{R-x}} = \frac{dt}{\sqrt{\alpha}} \quad \text{cuja solução é } -2\sqrt{R-x} + 2\sqrt{R} = \frac{t}{\sqrt{\alpha}}$$

O tempo gasto em percorrer $R = 650\mu$ será $t = 2\sqrt{\alpha} R = 1,7 \times 10^{-9}$ seg.

A probabilidade de decair num tempo t será

$$\text{prob} = 1 - e^{-t/\tau}$$

$$\text{onde } \tau = \gamma \tau_0 \quad \text{e } E = M\gamma \quad \therefore \quad \tau \approx \frac{4}{105} \times 2.2 \times 10^{-6} \text{ seg}$$

e portanto

$$\text{prob}(1,7 \times 10^{-9}) \approx \frac{1,7}{9,5} = 17,8 \%$$

Prática 1 : IDENTIFICAÇÃO DE ELÉTRONS

1 RAIOS DELTA

- a) Observe na foto 1 anexa raios delta, emitidos por partículas carregadas ao passarem pela matéria.
- b) Indique o sentido de movimento das partículas carregadas que os produziram.
- c) Observando o sentido percorrido pelos raios delta emitidos na passagem de uma partícula carregada, indique a direção do campo magnético aplicado.
- d) Sendo a seção de choque de produção de raios delta descrita pela fórmula de espalhamento de Rutherford, de que modo o número de raios delta produzidos depende da energia da partícula carregada que os emitiu ?

2 PARES DE ELÉTRONS

- a) Observe na fotografia 2 o fenômeno de produção de par de elétrons na vizinhança de um núcleo. Qual a energia limiar, no sistema centro de massa, para a produção de pares deste tipo ?
- b) Observe na fotografia 4 o fenômeno de produção de par de elétrons na vizinhança de um elétron. Qual a energia limiar, no sistema de laboratório, para a produção de pares deste tipo ?
- c) A produção de um par de elétrons pela materialização de raio γ pode ocorrer no espaço vazio ? Por que ?
- d) Sabendo que os mésons π^0 decaem em dois raios γ praticamente no local em que são produzidos (meia vida muito curta $\sim 10^{-16}$ seg) observe nas fotografias uma interação com provável emissão de um méson π^0 . Qual a condição que um par de elétrons deve satisfazer para ser considerado como provavelmente originário de um raio γ resultante do decaimento de um π^0

- 113 -

emitido numa interação ?

- e) Observe na fotografia 5 um par Dalitz de elétrons emitido no decaimento de um π^0 .

3 BREMSSTRAHLUNG

- a) Observe na fotografia 6 a emissão de radiação (Bremsstrahlung) por um elétron na sua passagem pela matéria.
- b) Explique porque é mais fácil se observar Bremsstrahlung em fotografias de câmara de bolha de propano que de hidrogênio.

Prática 2 : IDENTIFICAÇÃO DE INTERAÇÕES

1 INTERAÇÕES PRIMÁRIAS

- a) Sabendo que na fotografia 7 o feixe de partículas incidentes numa câmara de bolha de hidrogênio em um campo magnético é carregado positivamente, comprove o princípio de conservação de carga. Qual a direção e sentido do campo magnético ?
- b) Por que as interações no hidrogênio, de partículas carregadas, revelam sempre um número par de trajetórias de partículas secundárias ? Comprove este fato observando a interação primária na foto 7.
- c) Sabendo que a interação observada na foto 8 é produzida por um méson K^+ incidente em uma câmara de bolha de hidrogênio, dê a interpretação mais provável da interação, levando em conta os princípios de conservação.
- d) Observe o próton de recuo na interação apresentada na fotografia 3b. Por que traços de grande ionização provavelmente representam prótons lentos? Supondo que o próton pare dentro da câmara, estime através da relação alcance-momento (Fig. 2.5) o momento de recuo do próton, sabendo que a fotografia apresenta um aumento de $1.095x$ em relação à câmara de bolha.

2 INTERAÇÕES SECUNDÁRIAS

- a) Usando a fotografia 9, observe uma interação em que uma partícula secundária carregada interage com o hidrogênio da câmara. Sabendo que a maioria das partículas criadas numa interação são mésons π , dê uma hipótese interpretativa desta interação secundária.
- b) Usando a fotografia 7, observe uma interação em que uma partícula secundária neutra interage com o hidrogênio. Dê uma hipótese interpretativa das interações primária e secundária. Por que as interações com o hidro-

-115-

gênio, de partículas neutras, revelam sempre um número ímpar de trajetórias de partículas secundárias ?

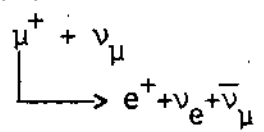
- c) Dê uma interpretação da interação, com o hidrogênio, da partícula carregada negativamente e emitida no decaimento da partícula neutra observado na foto 18.

3. INTERAÇÃO EM MATERIAL PESADO

- a) Observe nas fotografias 10 e 11, interações na lâmina de ouro. Supondo que a espessura da lâmina é suficientemente pequena para permitir que o feixe interaja somente uma vez, esquematize um modelo que explique a produção abundante de mésons.

Prática 3: IDENTIFICAÇÃO DE DECAIMENTO

1 DECAIMENTO DE PARTÍCULAS CARREGADAS

- a) Observe nas fotografias um decaimento típico de $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$.

- b) Observe na fotografia 12 um decaimento típico de $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ reconhecendo o π^+ pelo seu decaimento.
- c) Observe na fotografia 20 um decaimento de uma partícula carregada. Dê as prováveis interpretações supondo que a partícula carregada é um méson π ou méson K , respectivamente.
- d) Observe na fotografia 13 um decaimento típico de $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$. Este é o decaimento mais frequente do K^+ ?

2 DECAIMENTO DE PARTÍCULAS NEUTRAS

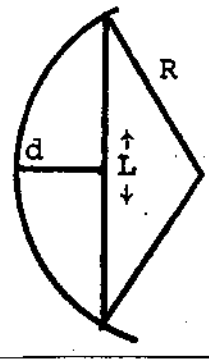
- a) Observe na fotografia 14 um decaimento de uma partícula neutra. Dê as razões que o levam a crer que não se trata de materialização de um raio γ ou de uma interação de partícula neutra no hidrogênio.
- b) Observe nas fotografias 14, 15 e 18, os decaimentos das partículas neutras e indique quais são, respectivamente, as prováveis partículas neutras que decaíram. Justifique.
- c) Sabendo que na fotografia 16 um feixe de antiprótons incide no hidrogênio, interprete a reação e os decaimentos.

Prática 4 : ESTIMATIVA DA MASSA E DA MEIA VIDA DE PARTÍCULA NEUTRA

Nesta prática, consideramos que o decaimento da partícula neutra observado na foto 14 é o decaimento $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e o decaimento observado na foto 15b é o decaimento $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$, e propomos estimar as massas e meias vidas do K^0 e do Λ^0 .

1 ESTIMATIVA DA MASSA

- a) Para determinar os raios de curvatura das trajetórias das partículas emitidas nos decaimentos considerados acima, meça a flexa d correspondendo à corda L para cada uma das trajetórias. Prove que o raio R pode ser obtido por $R = \frac{L^2}{8d} + \frac{d}{2}$ (método de Sagitta) e determine os raios, das projeções no plano da foto, das trajetórias do π^+ e do π^- no decaimento do K^0 e das trajetórias do p e do π^- no decaimento do Λ^0 . Sabendo que as fotografias apresentam um aumento de 1,095X em relação à câmara de bolha, faça a correção para obter os valores reais dos raios de curvatura das trajetórias projetadas no plano da foto.



- b) Prove que o movimento de uma partícula emitida perpendicularmente à direção de um campo magnético é um movimento circular uniforme no plano perpendicular ao campo, tal que

$$P = 0,3 \cdot B \cdot R \quad ,$$

onde: P é o momento da partícula em MeV/c

B é o campo magnético em KG

R é o raio da trajetória em cm.

- c) Calcule o momento projetado, no plano da foto, de cada uma das partícu-

las emitidas nos decaimentos do K^0 e Λ^0 , sabendo que o campo magnético de 3T (= 30KG) é aplicado perpendicularmente ao plano da foto.

- d) Usando os valores das massas em repouso destas partículas e considerando que suas trajetórias estão no plano da foto, determine suas energias.
- e) Meça o ângulo entre as trajetórias das partículas no vértice do decaimento e usando os princípios de conservação de energia e momento, determine a massa da partícula neutra.

2 ESTIMATIVA DA MEIA VIDA

- a) Meça a distância percorrida pela partícula neutra até decair e corrija-a devido ao aumento (1.095X).
- b) Com os valores obtidos nos itens anteriores, calcule o momento da partícula neutra, e considerando que ela se move com movimento uniforme, determine a meia vida própria da partícula levando em conta o fenômeno de dilatação do tempo.

- 119 -

Prática 5 : DETERMINAÇÃO DO MOMENTO DO NEUTRINO
EMITIDO NO DECAIMENTO DO π^+ EM REPOUSO

- a) Observe na fotografia 14 o decaimento $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + e^+$.
- b) Meça o comprimento da trajetória percorrida pelo μ^+ e corrija-a devido ao aumento (1.095X). Observando em outras fotografias as trajetórias do μ^+ emitidos no decaimento em repouso do π^+ , verifique que seus comprimentos são iguais. Prove com esta observação que o decaimento do π^+ observado é um decaimento em duas partículas.
- c) Considerando que o μ^+ decai em repouso, utilize o gráfico da relação alcance-momento (Fig. 2.5) para determinar, conhecendo o alcance (item b), o momento do μ^+ no instante que foi emitido.
- d) Considerando que o π^+ decai em repouso, indique a direção e o valor do momento do neutrino emitido no decaimento do π^+ . Qual é o tipo de neutrino emitido neste decaimento? Como devem estar orientados os spins do μ^+ e do neutrino no decaimento do π^+ ?

Prática 6 : ESTIMATIVA DA SEÇÃO DE CHOQUE DE INTERAÇÃO

Nota: Para a execução desta prática é necessário que se faça o "scanning" de fotografias de interações nucleares em câmara de bolha, usando para isto máquinas existentes no CBPF.

a) Faça o "scanning" de cerca de 50 fotografias e organize uma tabela (vide abaixo) indicando para cada fotografia o número observado de trajetórias do feixe em intervalos de 5 cm na direção do feixe incidente. Esta tabela indicará, para cada fotografia, o número N_0 de partículas incidentes na câmara e os números N_x das que atingem, sem interagirem, diferentes valores da distância x (cm), na direção do feixe.

N_0	N_5	N_{10}	N_{15}	N_{20}	N_{25}	N_{30}	N_{35}	N_{40}	N_{45}	N_{50}	N_{55}	N_{60}

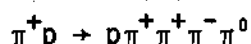
- b) Usando um papel semi-logarítmico, faça um gráfico indicando para valores de $x(\text{cm}) = 0,5,10,\dots$, a soma $\sum N_x$ correspondente a x , somando-se para todas as fotografias.
- c) Trace a melhor reta que passa pelos pontos e determine o coeficiente angular da reta.

- 121 -

- d) Sabendo que a densidade ρ do hidrogênio na câmara é $0,0708 \text{ g/cm}^3$, determine em barns a seção de choque σ de interação sabendo que $N_x = N_0 \exp(-\sigma N_A \rho x/A)$ onde N_A é o número de Avogadro e A o peso atômico do líquido na câmara de bolha (hidrogênio).
- e) Sabendo que as partículas que constituem o feixe são mésons π e K a 250 GeV/c , consulte a literatura para comparar o resultado obtido no item anterior.

Prática 7: RESSONÂNCIAS

Nota: Para a execução desta prática é necessário que se faça a análise computacional dos dados de grande estatística de interações nucleares. No CBPF existem armazenados, na fita G41200 Vol = G41211 SL file name = 301002.16, dados obtidos, de uma experiência realizada no CERN com feixe de π^+ (momento 16 GeV/c), proveniente do protossincrotron (28GeV), e incidente numa câmara de bolha (2m) de hidrogênio. Estes dados representam informações da reação:



e foram armazenados em 29 "words" com o seguinte formato:

"word"	"format"	conteúdo
1	I	301002 indicativo da reação estudada
2	F	número da experiência
3	F	peso = inverso do número de hipóteses aceitas para a interpretação do evento
4	F	peso total = peso x peso de decaimento
5	F	MM ² (quadrado do "missing mass")
6,7,8,9	4F	P _x [*] , P _y [*] , P _z [*] , E [*] , no SCM, do feixe π^+
10,...,13	4F	" " " " " " , do próton secundário
14,...,17	4F	" " " " " " , do π^+ secundário
18,...,21	4F	" " " " " " " " "
22,...,25	4F	" " " " " " " " π^- "
26,...,29	4F	" " " " " " " " π^0 "

- 1) Para analisar as possíveis ressonâncias, por exemplo o Δ^{++} e o ω^0 , formadas na reação $\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$, escreva um programa para, usando os dados

experimentais, obter distribuições das massas efetiva dos sistemas $(p\pi^+)$ e $(\pi^+\pi^-\pi^0)$. Como existem dois π^+ secundários, que designamos π_1^+ e π_2^+ , é necessário se usar, para cada evento, as duas possíveis combinações de associação das partículas secundárias para a formação de cada um dos sistemas $(p\pi^+)$ e $(\pi^+\pi^-\pi^0)$, isto é, $(p\pi_1^+, \pi_2^+\pi^-\pi^0)$ e $(p\pi_2^+, \pi_1^+\pi^-\pi^0)$.

- 2) Dê argumentos que lhe permita escolher entre os dois π^+ , o mais rápido (designaremos por π_R^+) para associá-lo ao $\pi^-\pi^0$ e o outro, mais lento (π_L^+) ao p. Com esta escolha, obtenha as distribuições das massas efetivas dos sistemas $(p\pi_L^+)$ e $(\pi_R^+\pi^-\pi^0)$ e compare com os obtidos no item anterior. Analisando estas distribuições, reconheça as ressonâncias formadas. Justifique esta escolha, observando a não formação de ressonâncias na distribuição da massa efetiva do sistema (π_R^+p) .
- 3) Estude a reação $\pi^+p \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$, isto é, a formação simultânea das ressonâncias Δ^{++} e ω^0 .
 - 3a) - Utilize para a obtenção do gráfico da massa efetiva do sistema $(p\pi_L^+)$, somente os eventos em que a massa efetiva do sistema $(\pi_R^+\pi^-\pi^0)$ esteja no intervalo da massa da ressonância ω^0 , $(0,72 < M(\pi_R^+\pi^-\pi^0) < 0,81)$. Através do estudo desta distribuição na região de formação do Δ^{++} , estime a massa e meia vida desta ressonância, ajustando uma curva Breit-Wigner.
 - 3b) - Utilize para a obtenção do gráfico da massa efetiva do sistema $(\pi_R^+\pi^-\pi^0)$ somente os eventos em que a massa efetiva do sistema $(p\pi_L^+)$ esteja no intervalo da massa da ressonância Δ^{++} , $(1,08 < M(\pi_L^+p) < 1,4)$. Através do estudo desta distribuição na região de formação do ω^0 , estime a massa e meia vida desta ressonância, ajustando uma curva Breit-Wigner.

Prática 8 : DECAIMENTO POR INTERAÇÃO FORTE

Informações sobre o spin e paridade de uma partícula que decai por interação forte em três outras, podem ser obtidas através do gráfico de Dalitz das energias cinéticas dos produtos de decaimento.

Nesta prática utilizamos os dados da reação $\pi^+p \rightarrow p\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$, usados na prática anterior para tirarmos informações sobre o spin e paridade do ω^0 através do decaimento $\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

- 1) Como na prática anterior, escreva um programa, usando os dados experimentais relativos à reação $\pi^+p \rightarrow p\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$, para selecionar os quadrimomentos dos três mésons π , prováveis produtos de decaimento do ω^0 . Dê os argumentos em que se possa basear para fazer a escolha do π^+ , entre os dois π^+ secundários da reação acima, o qual, juntamente com o π^- e o π^0 , formará o provável trio de mésons produtos do decaimento do ω^0 .
- 2) Usando a transformação de Lorentz, transforme para o sistema em repouso do ω^0 , as energias dos mésons π^+ , π^- e π^0 provavelmente emitidos no decaimento do ω^0 . Faça um gráfico da distribuição de energia de desintegração e compare o valor médio desta distribuição com o valor $(M(\omega^0) - M(\pi^+) - M(\pi^-) - M(\pi^0))$ da diferença entre as massas.
- 3) Faça o gráfico de Dalitz plotando bidimensionalmente, como variáveis, as energias de dois dos mésons produtos do decaimento do ω^0 . Por que a região cinemática permitida neste gráfico está limitada por uma curva? Explique o fato que se considerarmos somente o fator correspondente ao espaço de fase a três corpos, a densidade de eventos neste gráfico deverá ter uma distribuição uniforme.
- 4) Para tirar informações sobre o spin e paridade do ω^0 , construa o gráfico

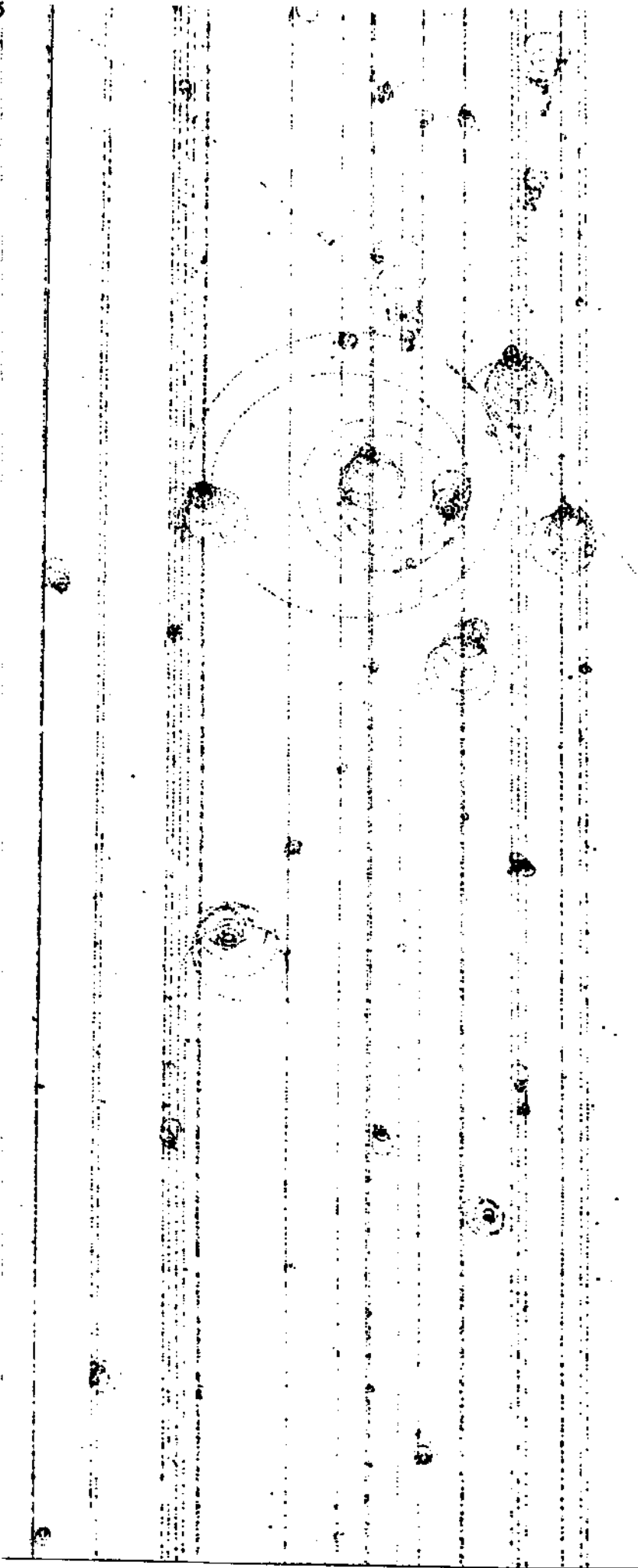
- 125 -

de Dalitz tal que as três energias cinéticas T_1, T_2, T_3 , dos três pions da desintegração do ω^0 , sejam representadas pelas distâncias aos três lados de um triângulo equilátero de altura igual à energia Q de desintegração. Demonstre que neste gráfico, os eventos são representados por pontos em coordenadas cartesianas x, y com origem na interseção das mediatrizes do triângulo tal que

$$x = \frac{T_{\pi^+} - T_{\pi^-}}{\sqrt{3}} \quad , \quad y = T_{\pi^0} - \frac{Q}{3} \quad .$$

- 5) Através da distribuição da densidade de pontos no gráfico obtido no item anterior, tire informações sobre o spin e paridade do ω^0 .

Para a execução desta prática, use como referência as seções 4.6 e 4.11 do livro "Introduction to High Energy Physics" -D.Perkins, 2ª edição, 1982, Addison-Wesley Pub. Co.



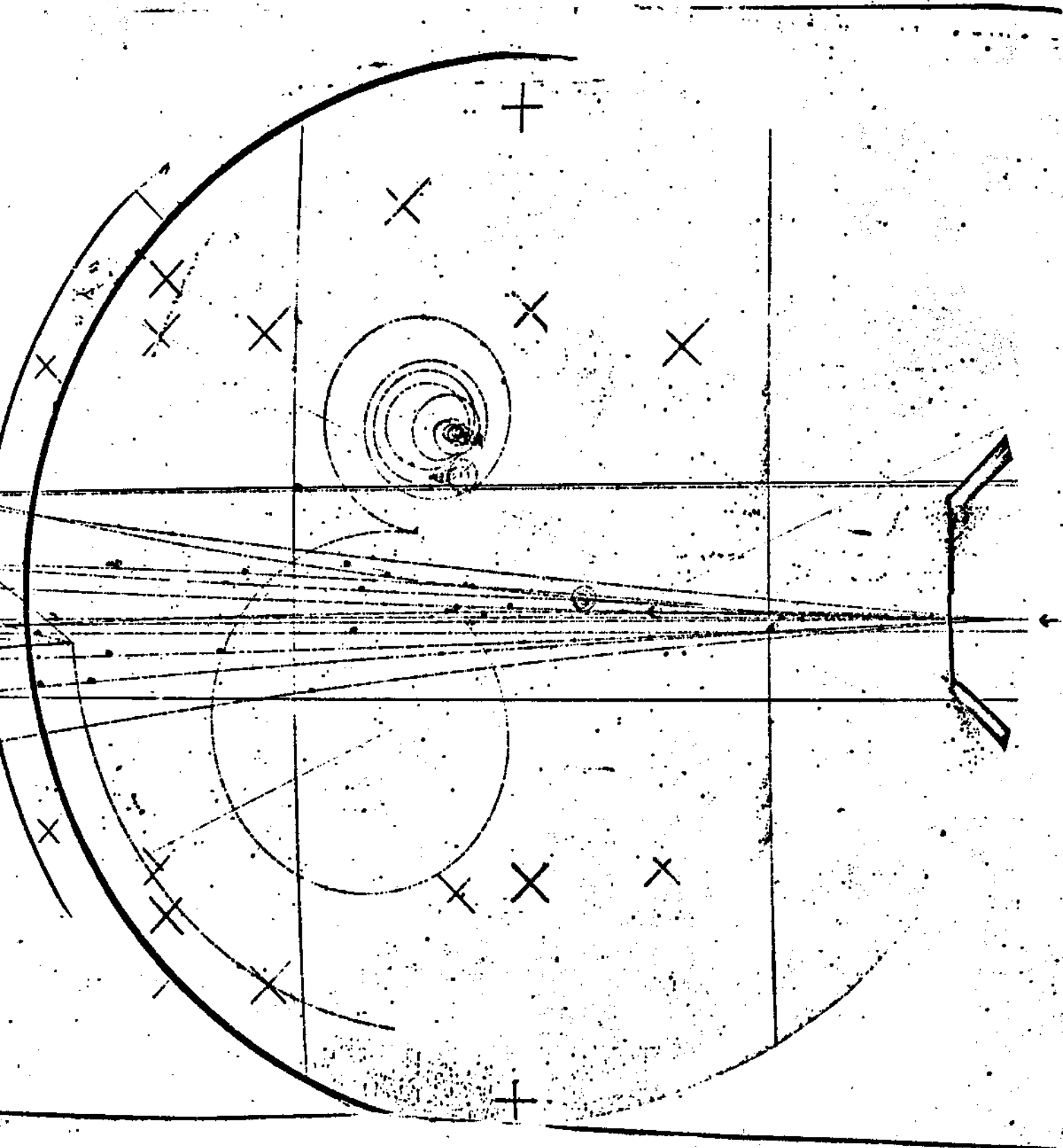


FOTO 2

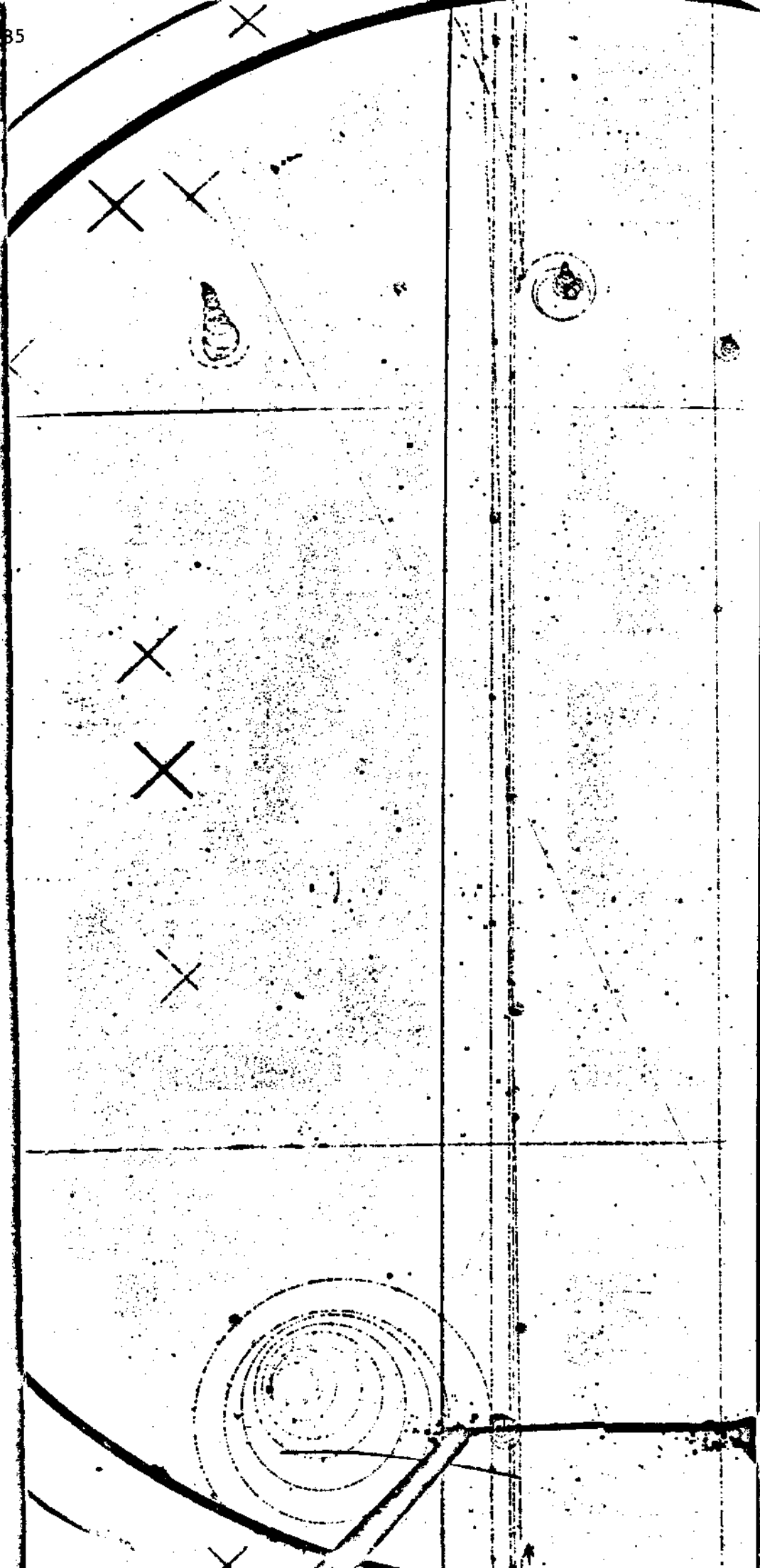


FOTO 3a

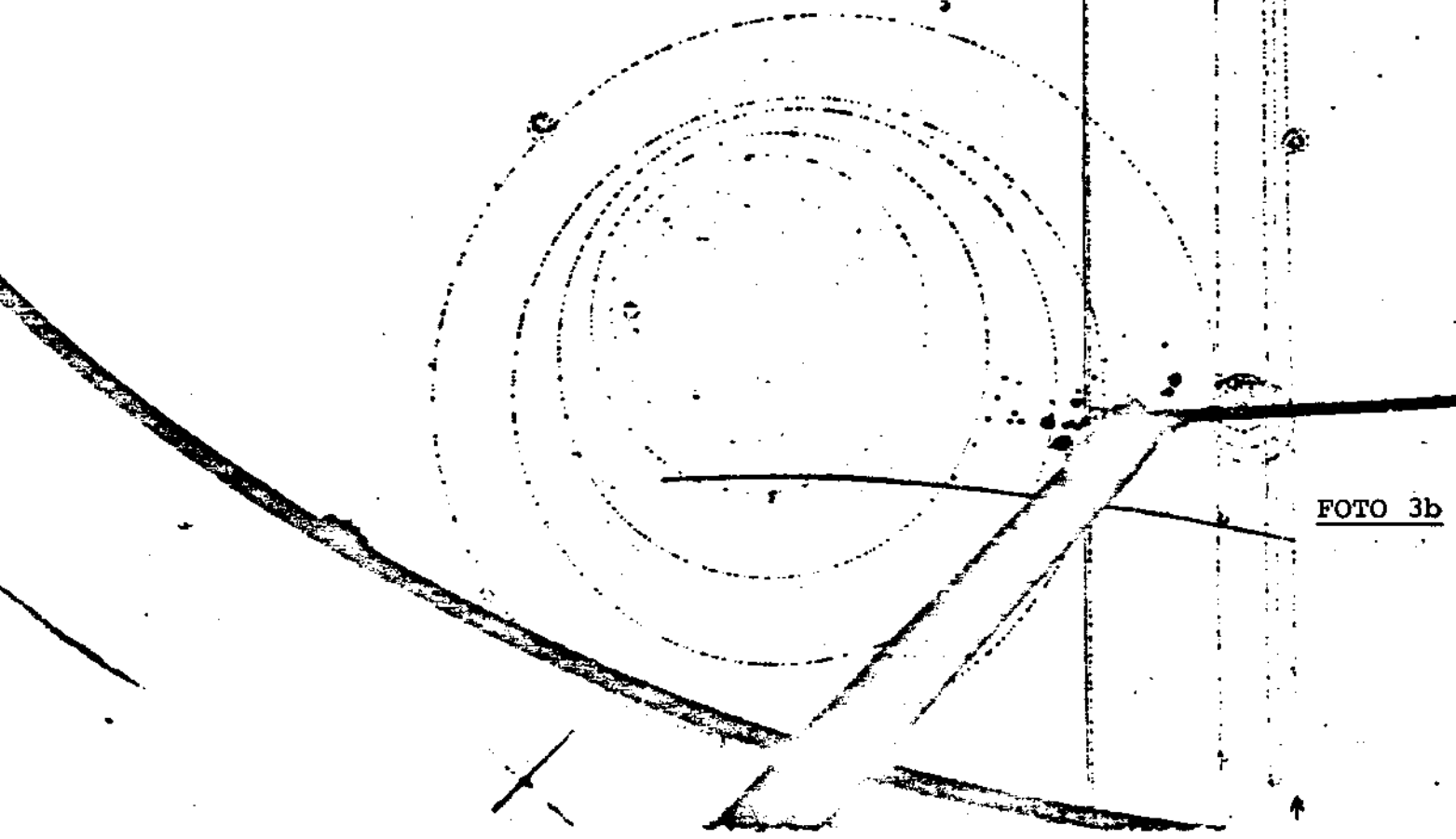
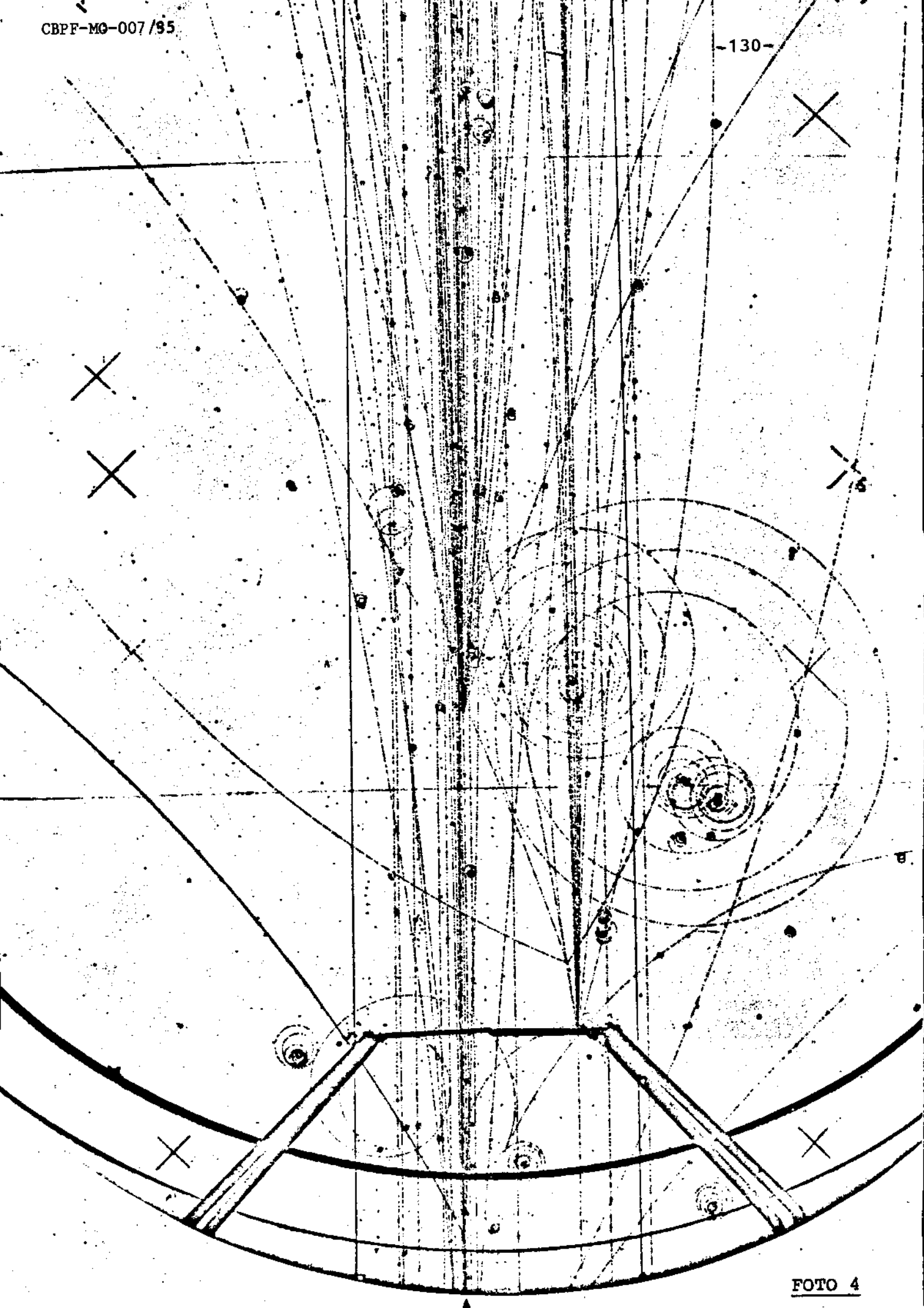


FOTO 3b



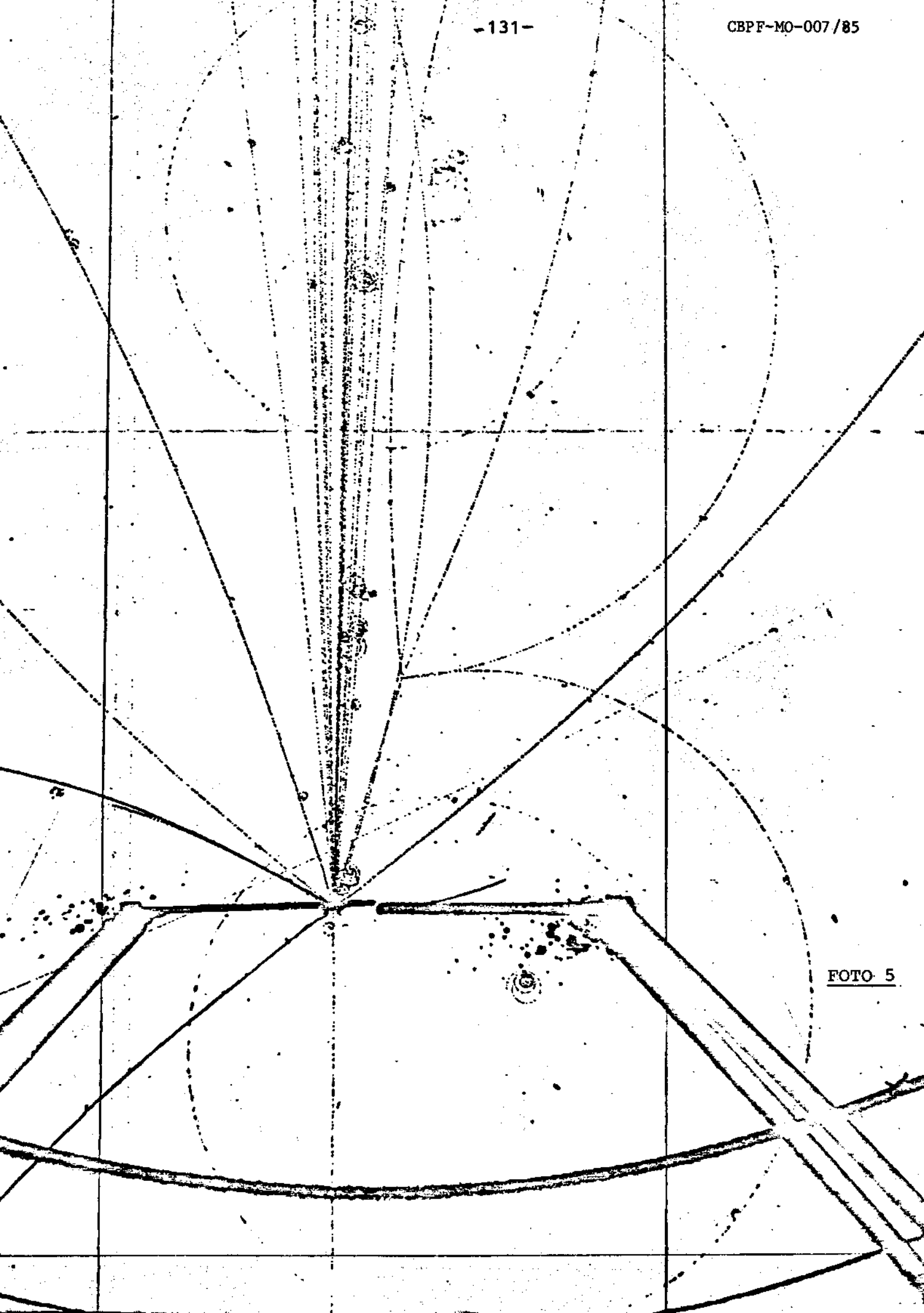


FOTO 5



FOTO 6

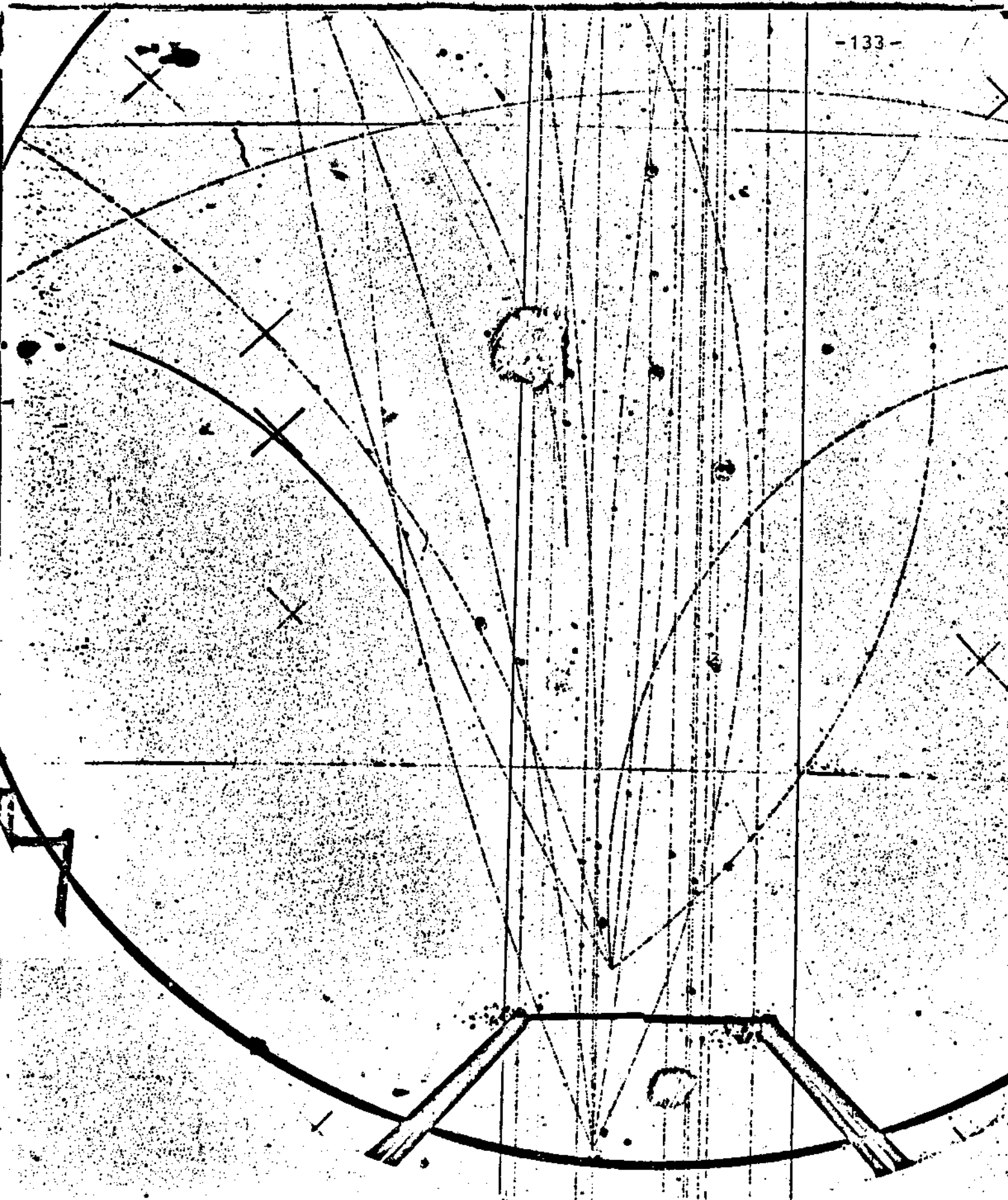
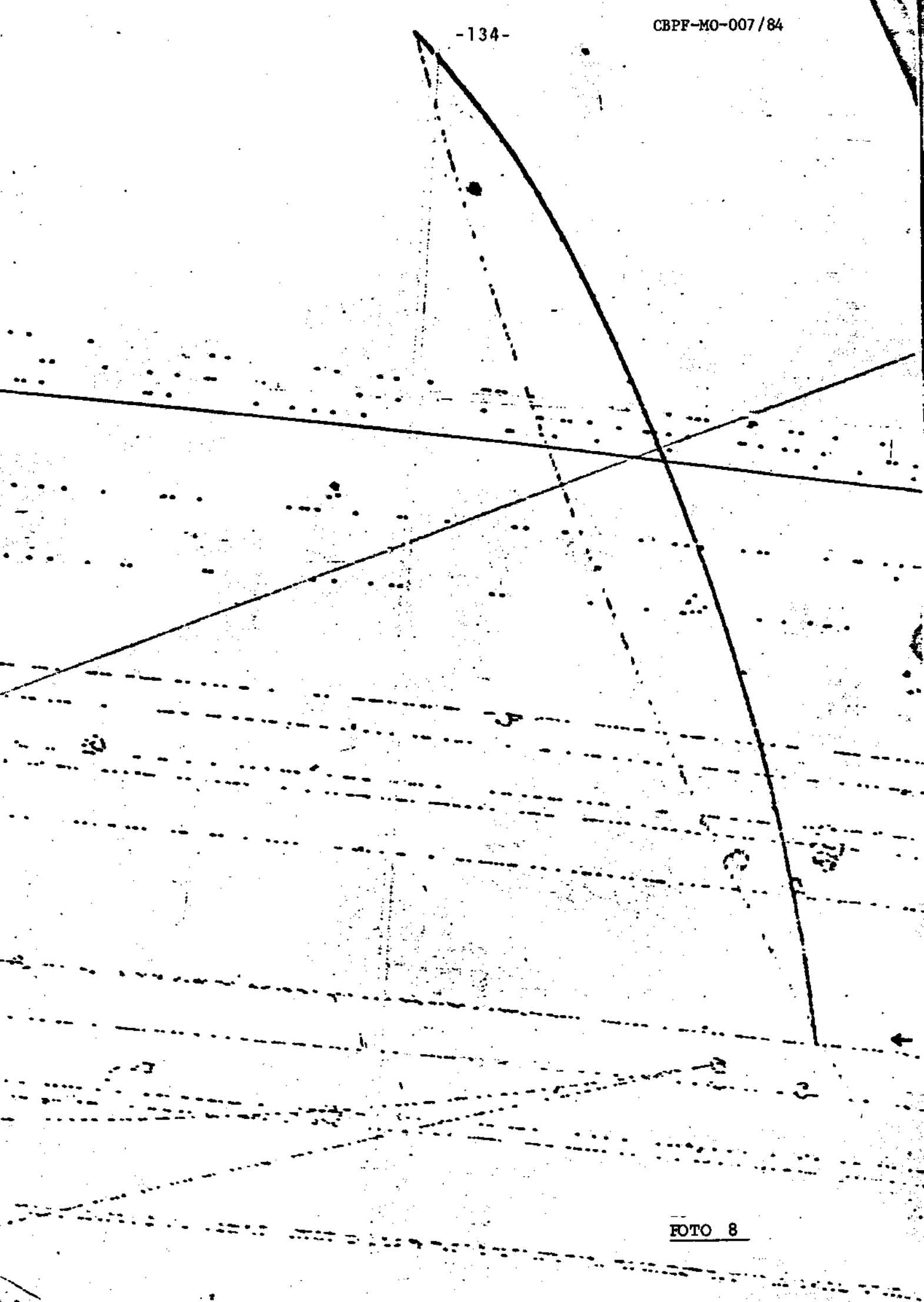


FOTO 7



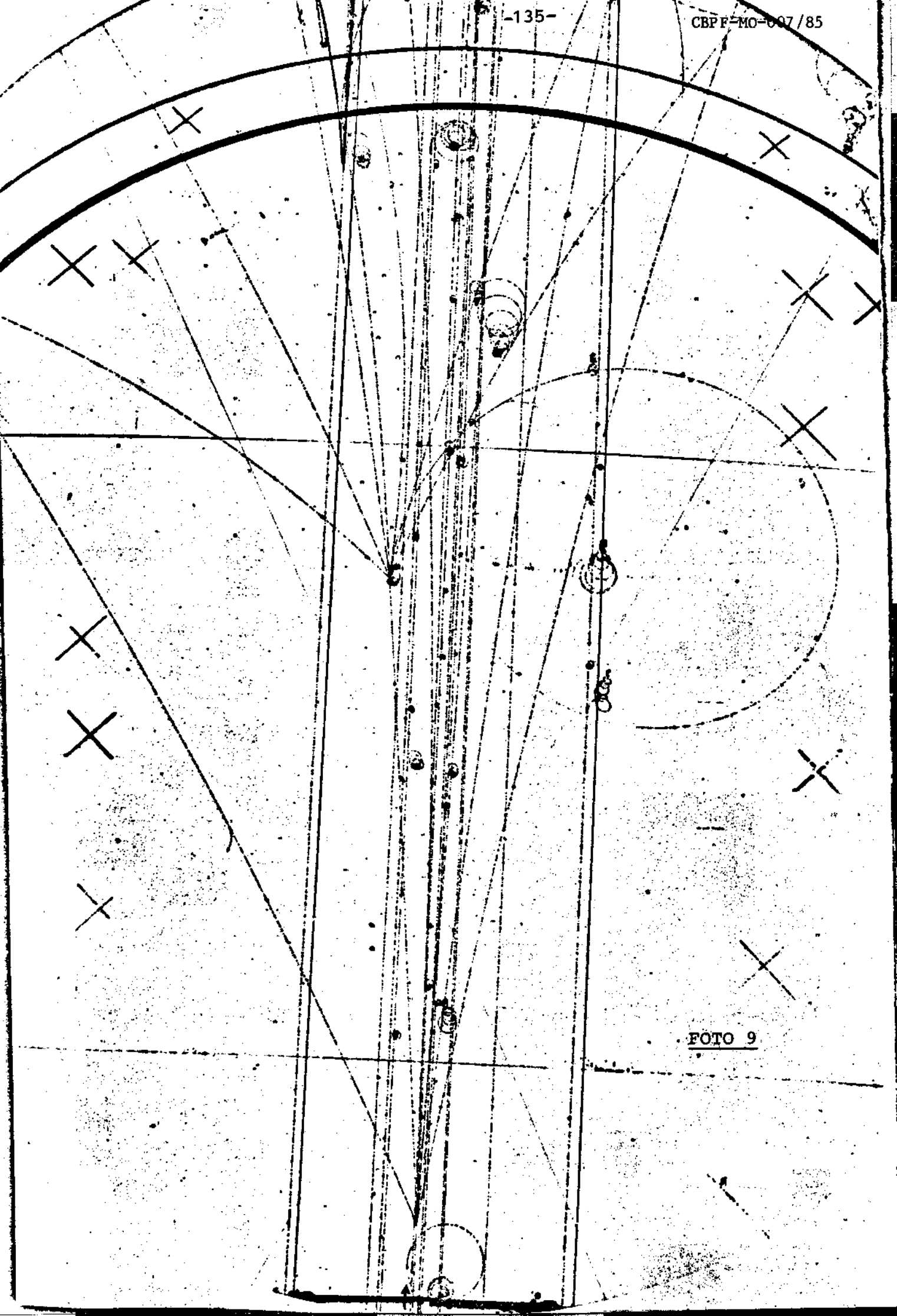


FOTO 9

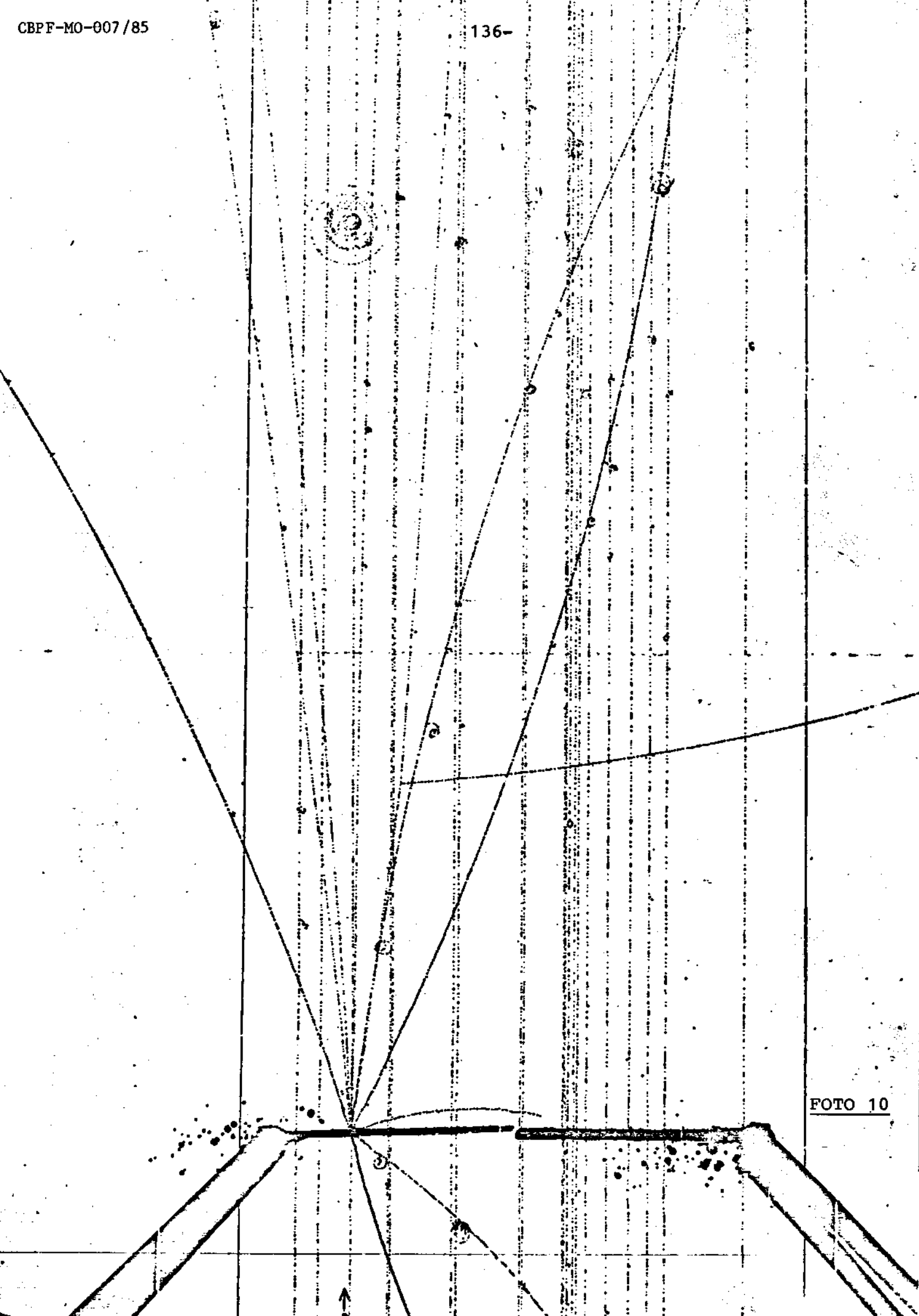
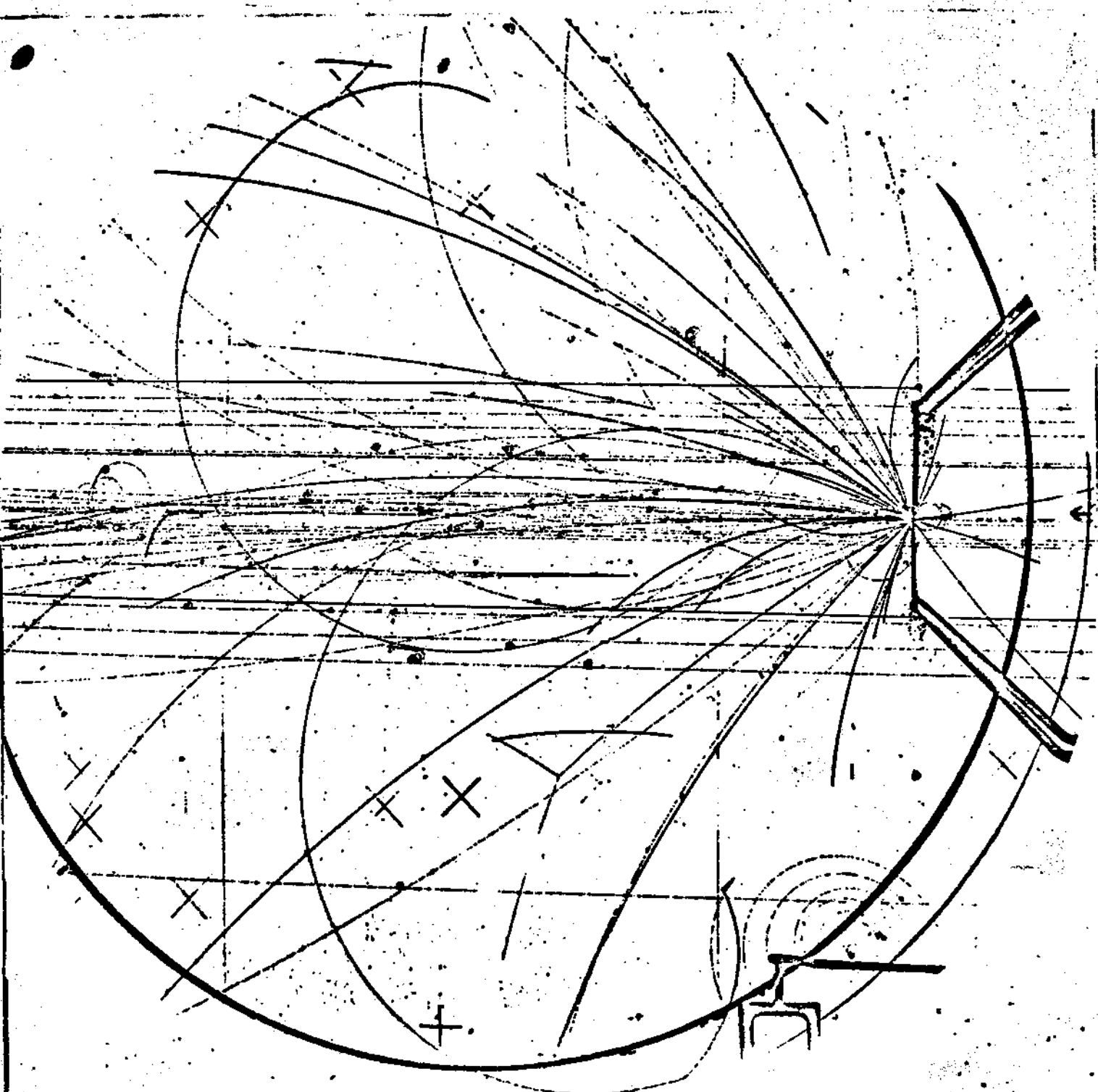


FOTO 10





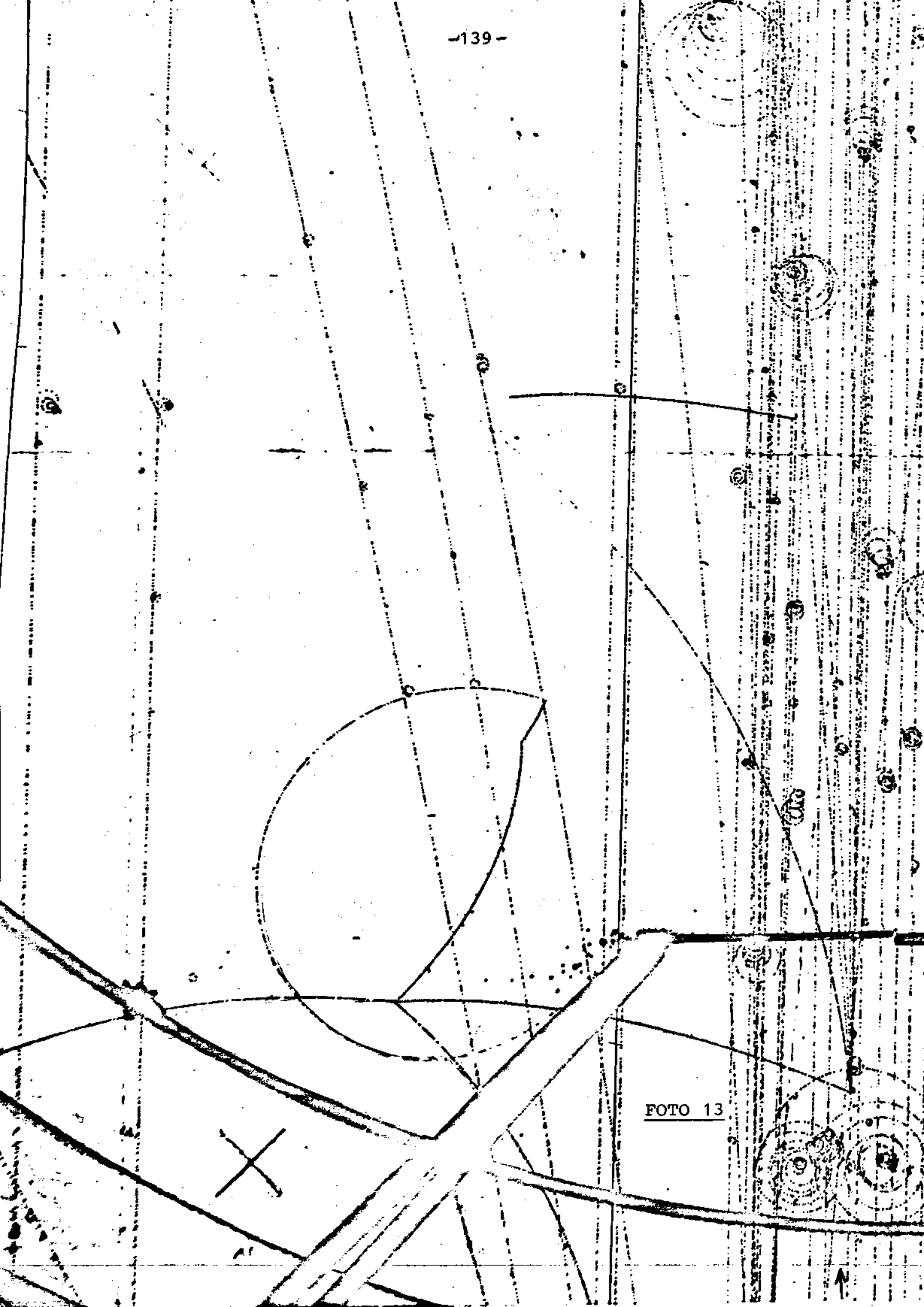


FOTO 13

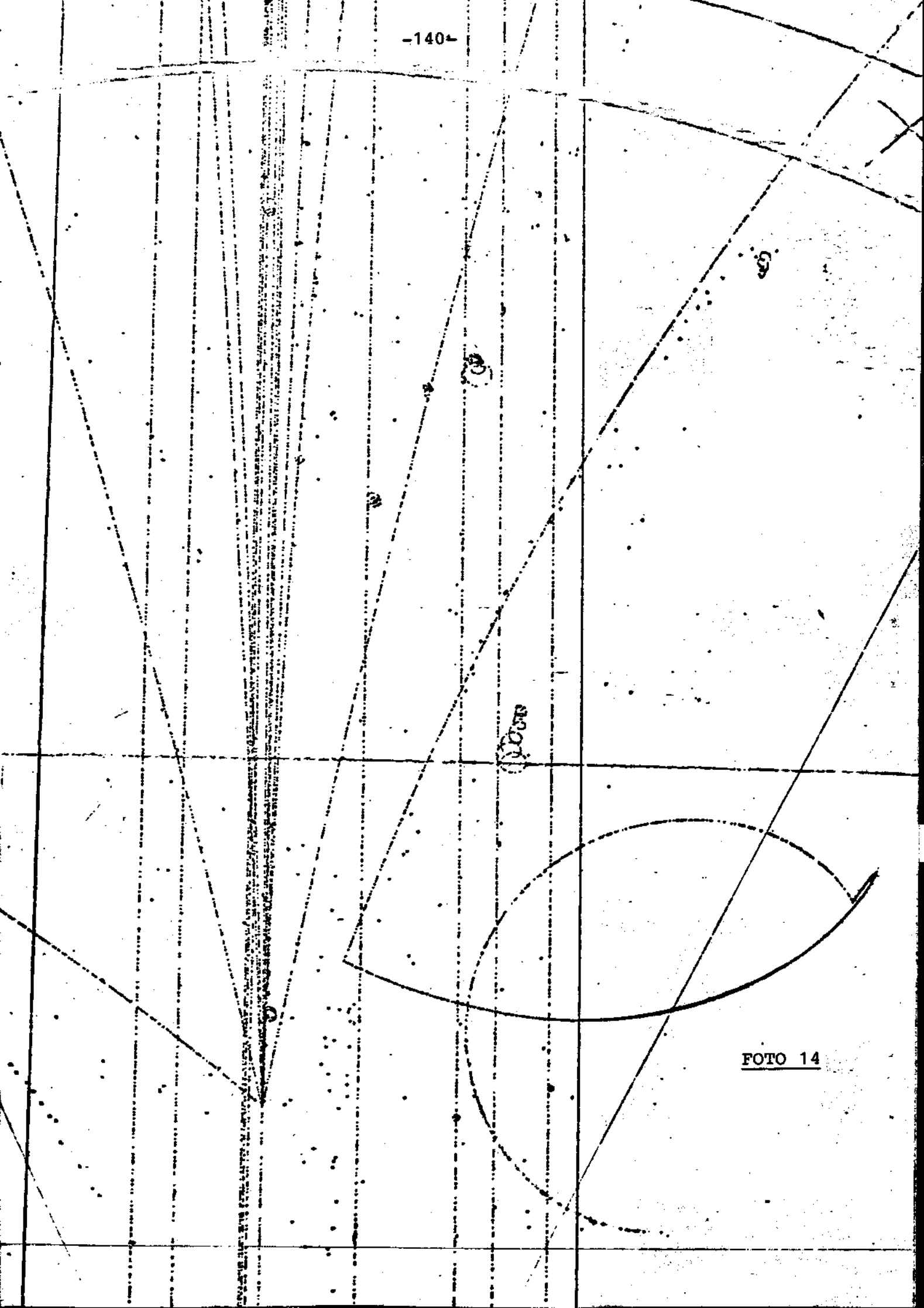


FOTO 14

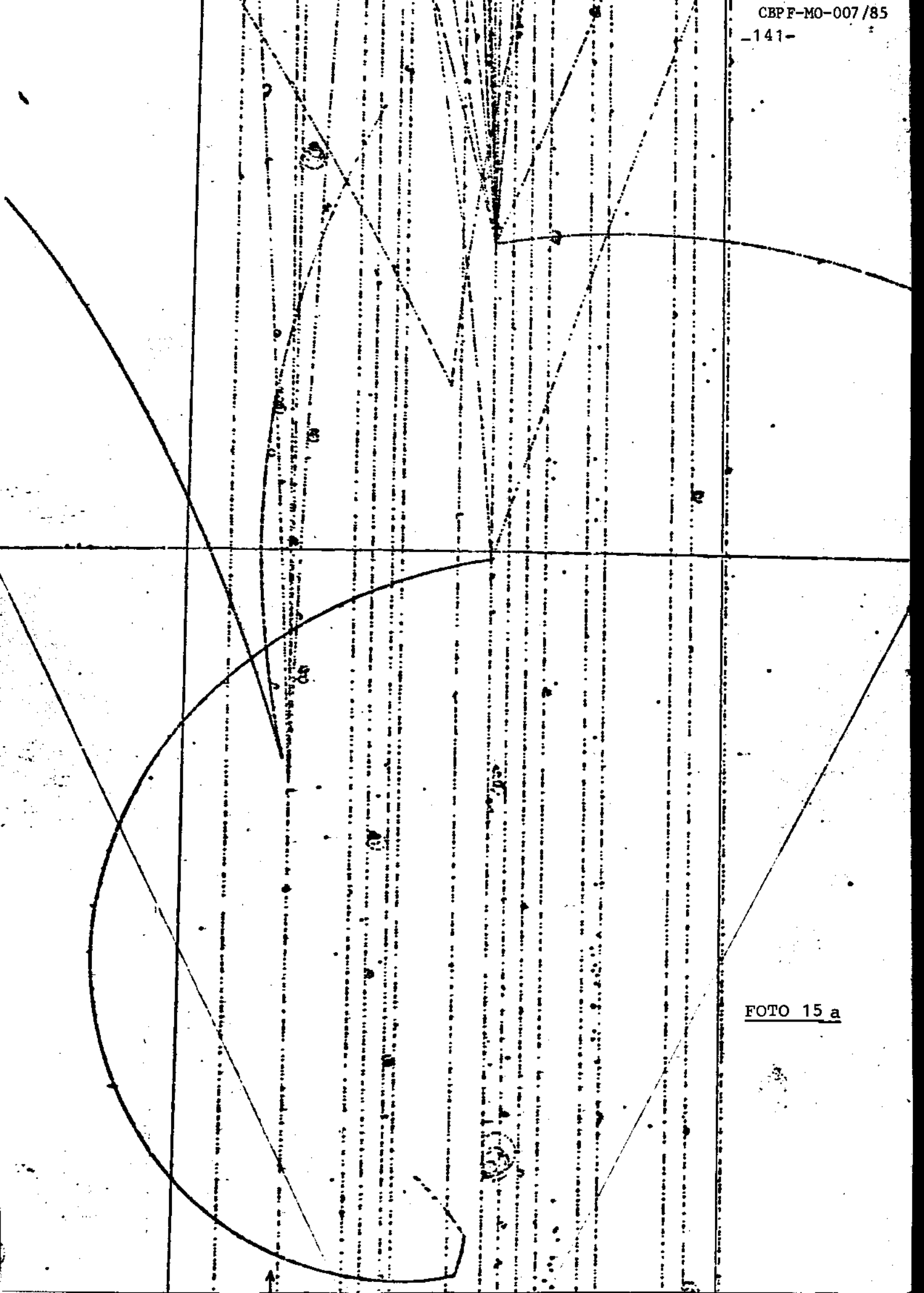
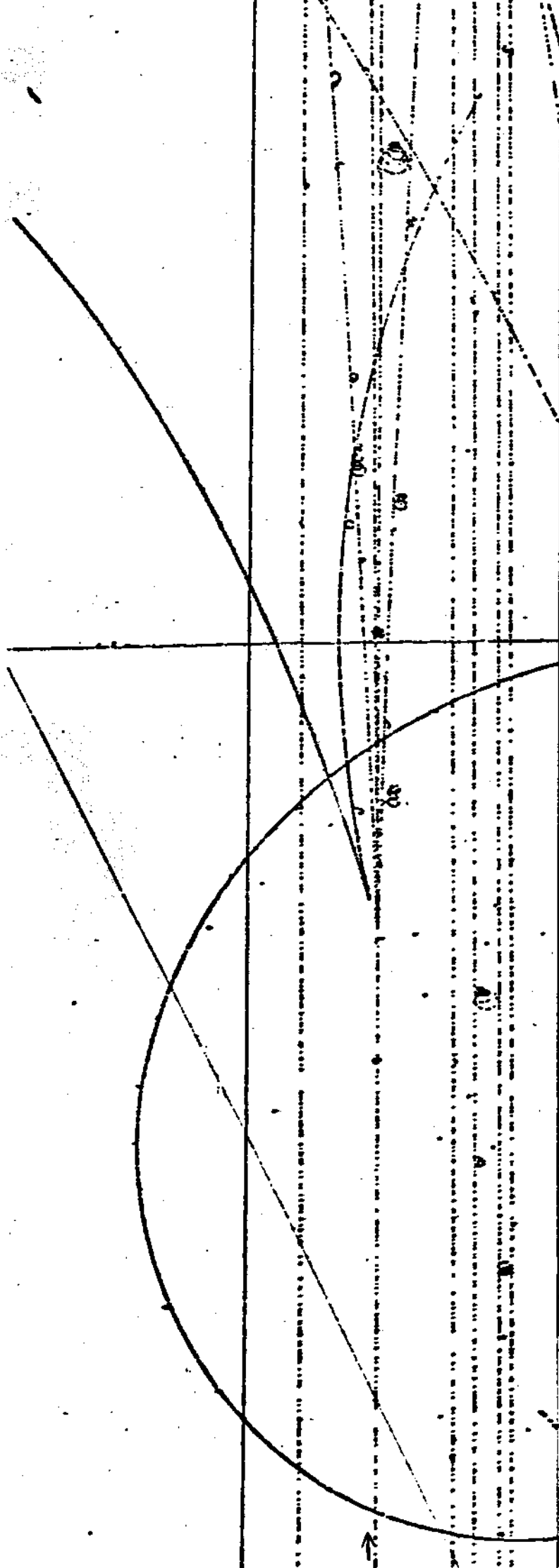


FOTO 15 a



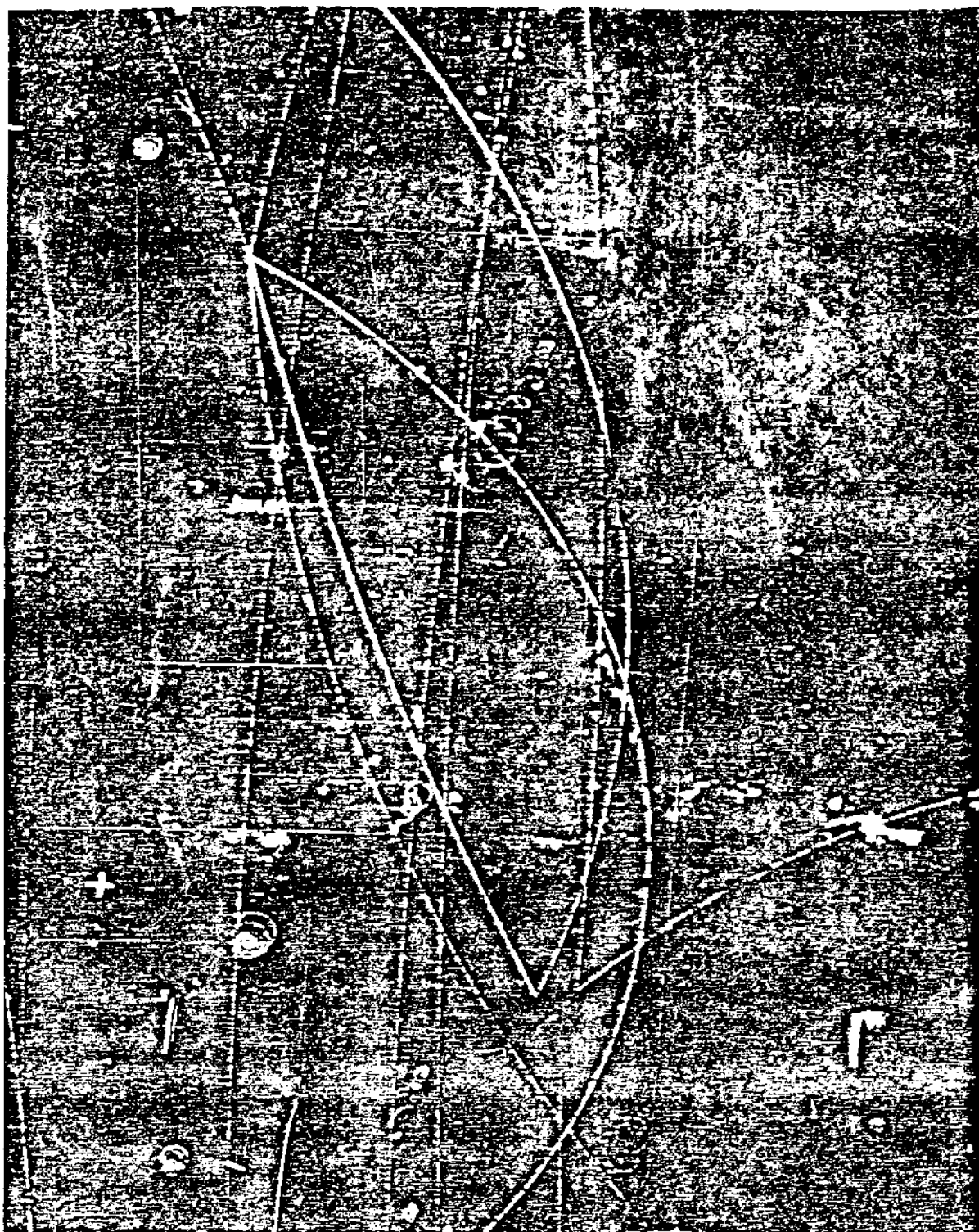


FOTO 16

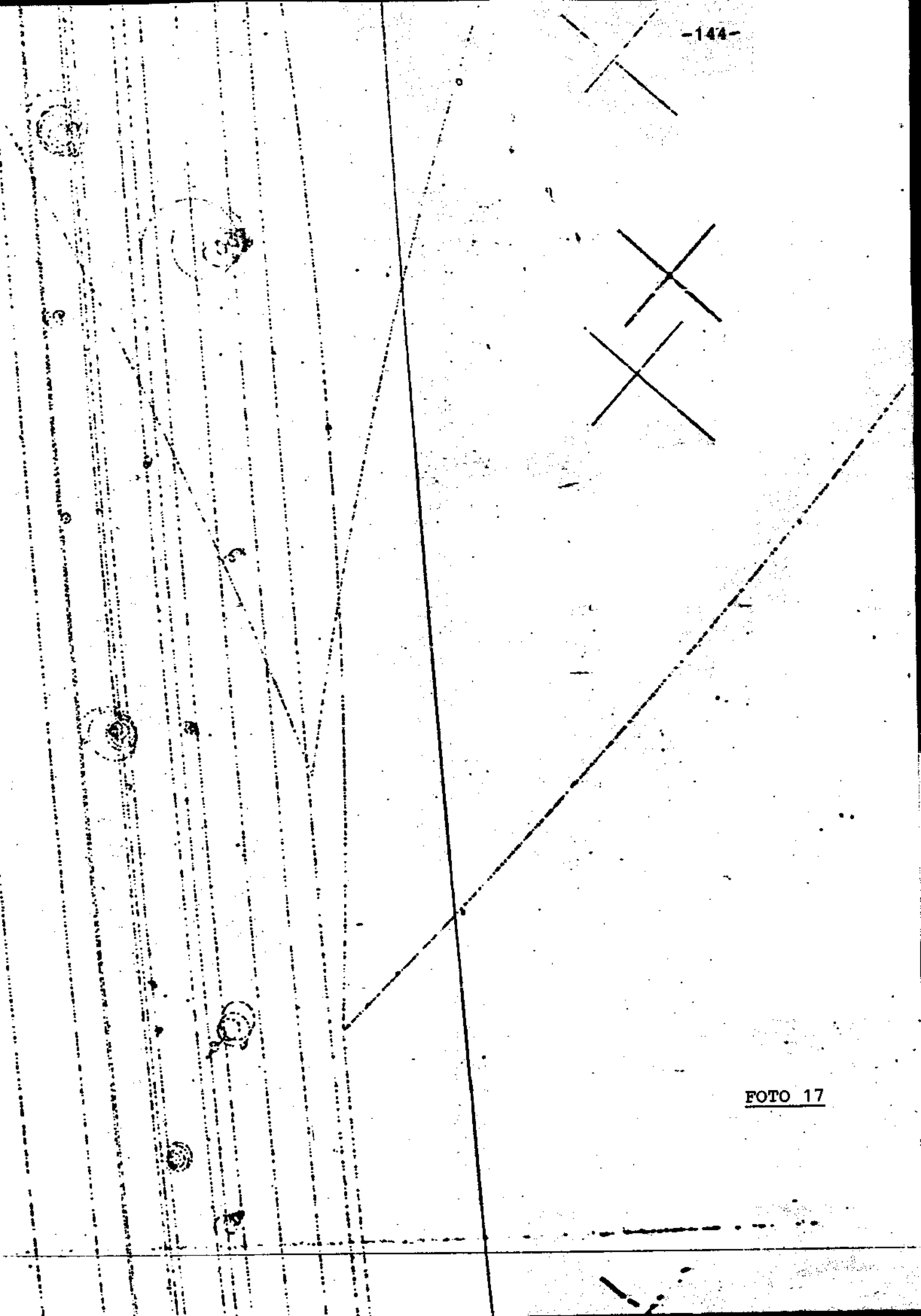


FOTO 17

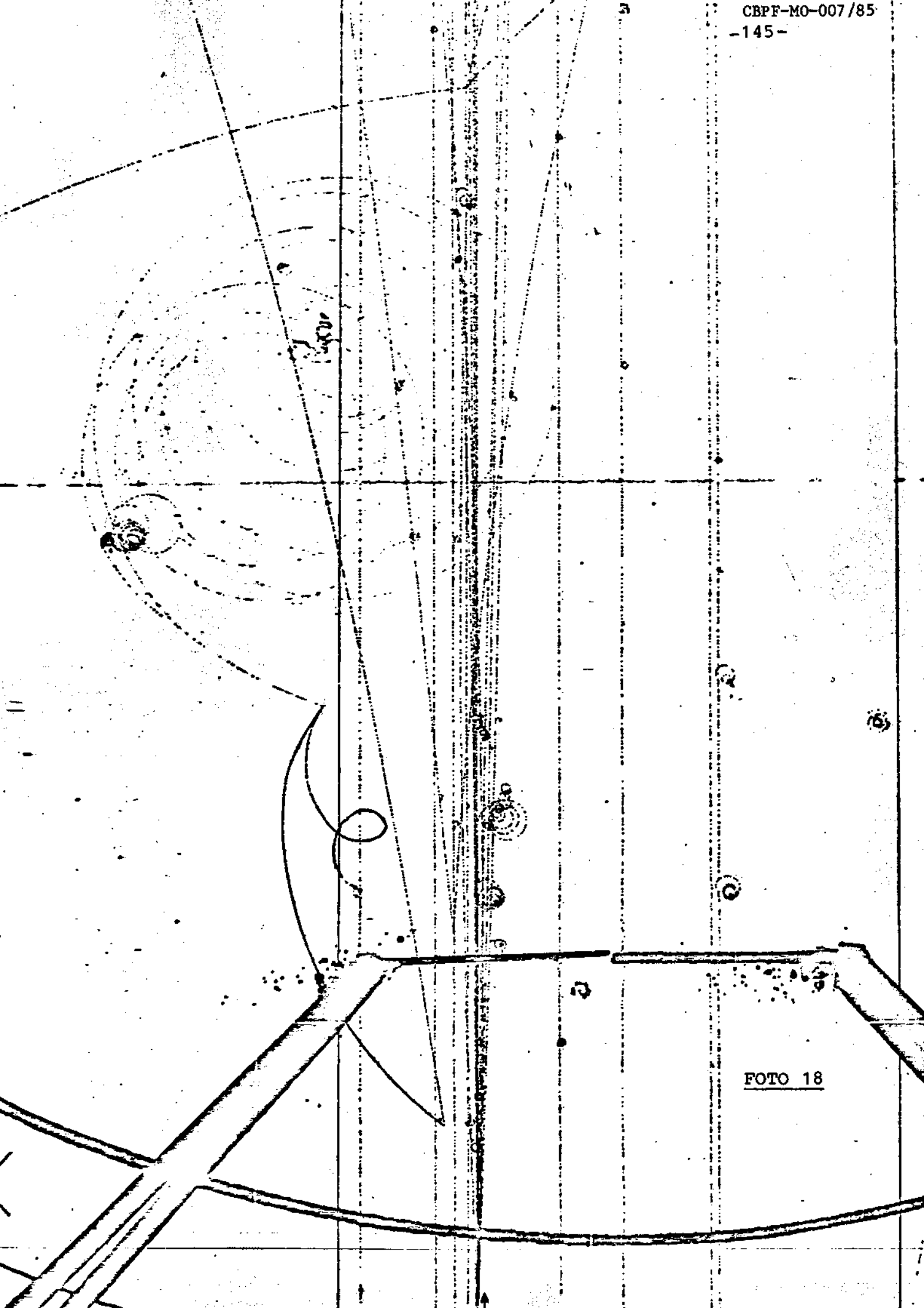
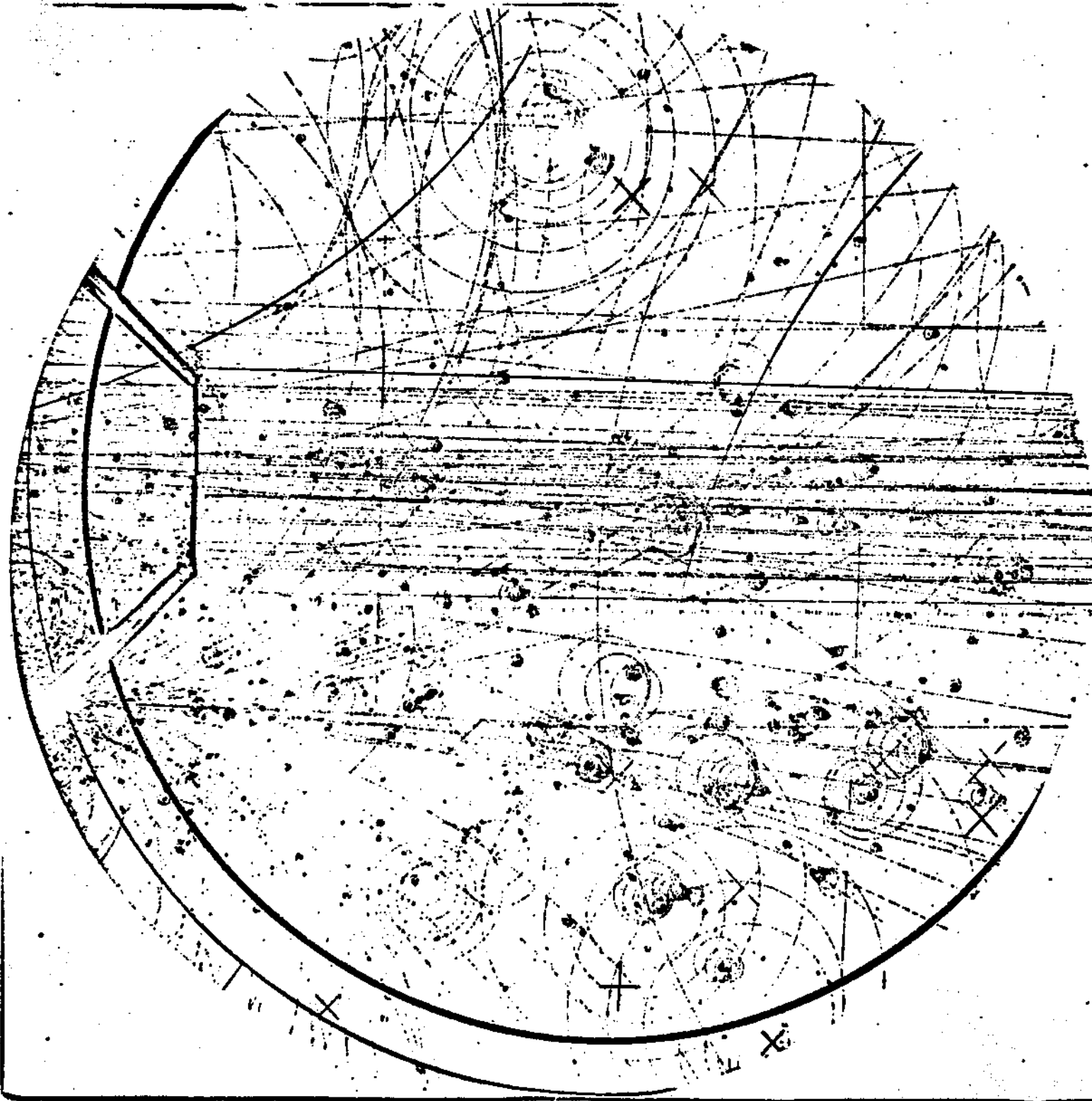
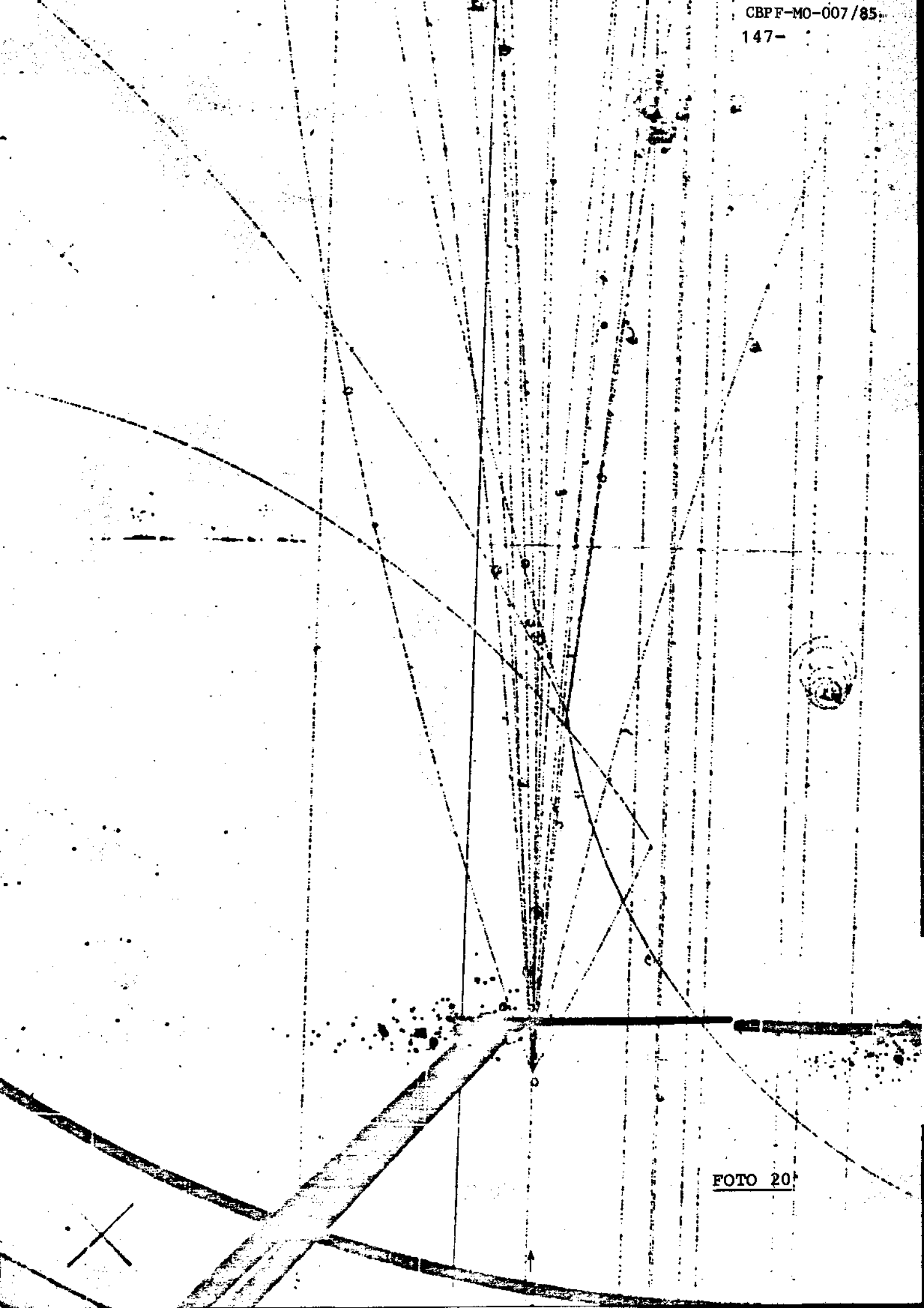


FOTO 18





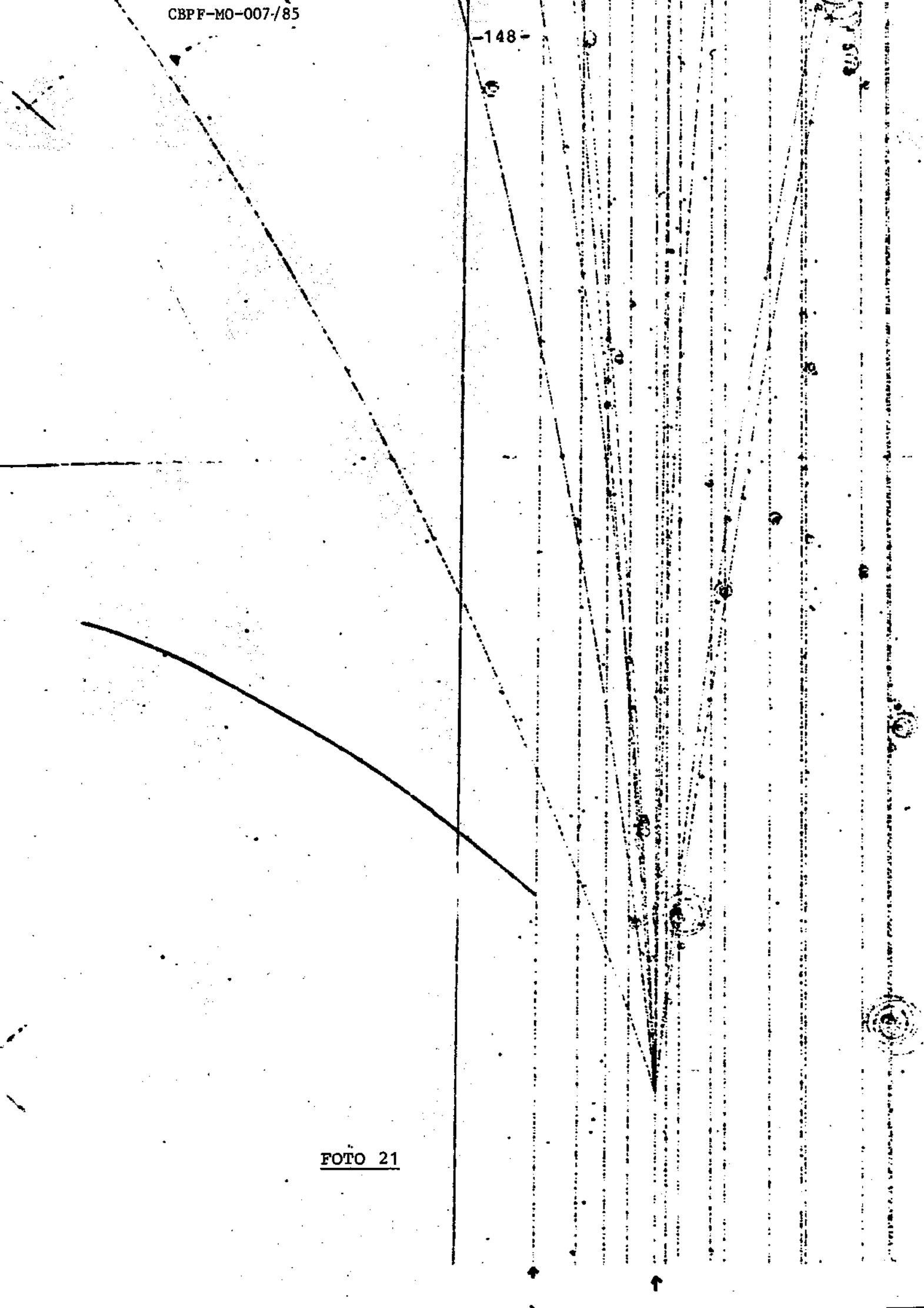


FOTO 21

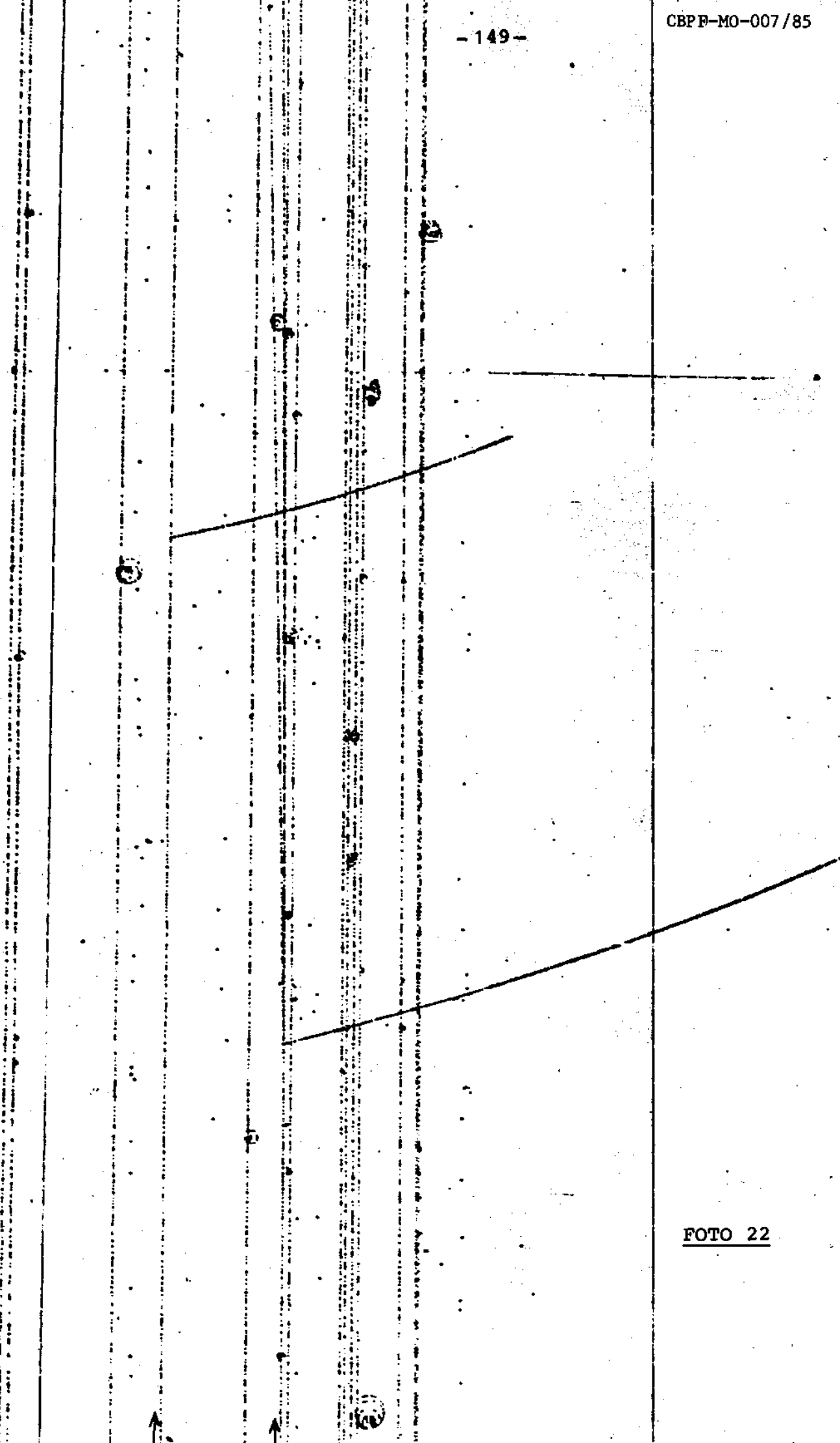


FOTO 22

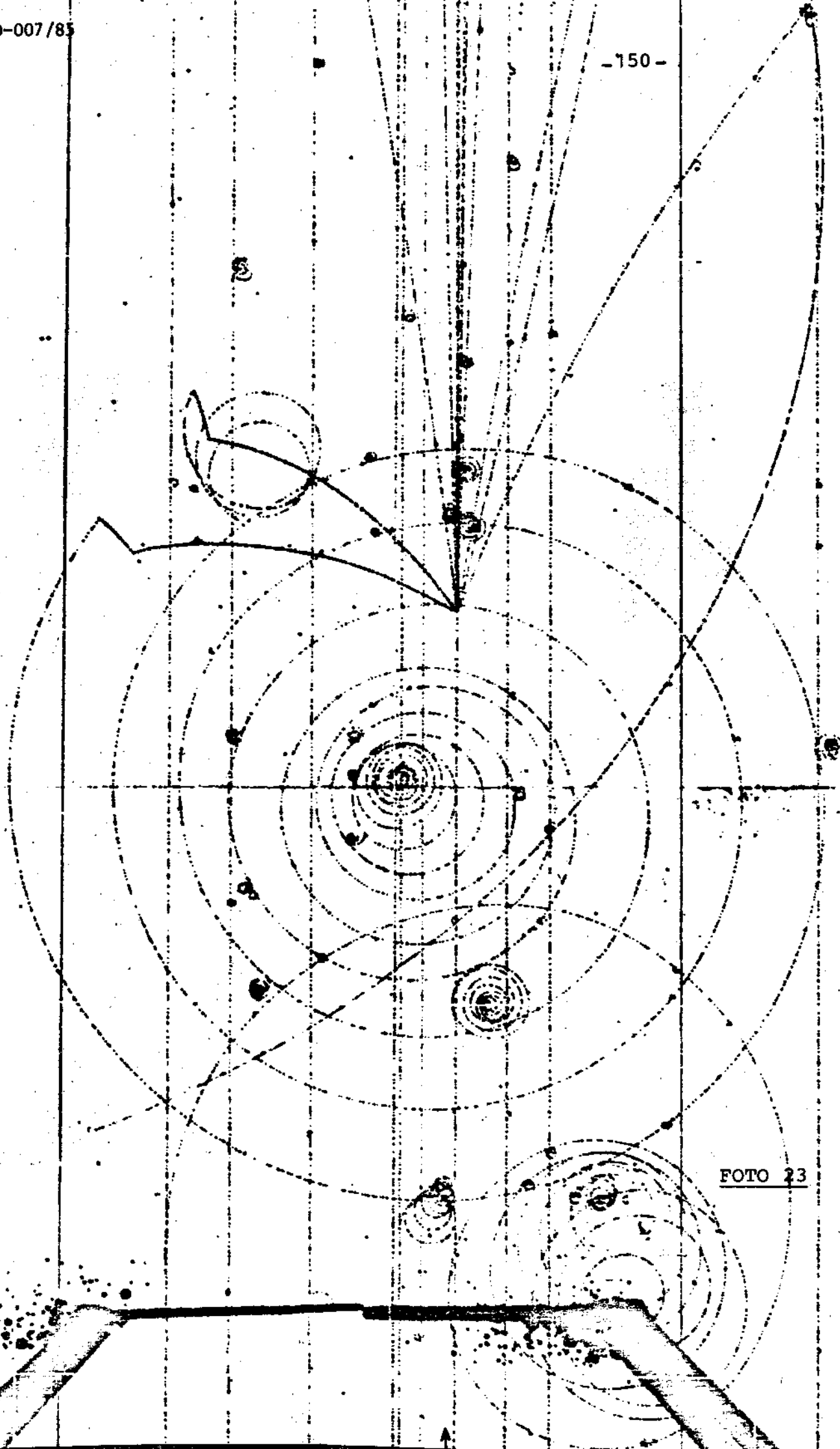


FOTO 23



- 153 -

raio $p = 43,91 \pm 0,27$ cm, raio $\pi^- = 24,75 \pm 0,24$ cm; b) Pelo balanço das forças radiais tem-se $\gamma m_0 v^2/R = eBv$, isto é, $Pc/e = cBR$. Usando como unidade de energia o elétron-volt, a diferença de potencial é medida em volts e portanto

$$p[\text{eV}/c] = 3 \times 10^8 \times B[\text{Wb}/\text{m}^2]R[\text{m}]$$

ou
$$p[\text{MeV}/c] = 0,3 B[\text{KG}]R[\text{cm}] \quad ;$$

c) $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, momento projetado $\pi^+ = 99,54 \pm 0,81$ MeV/c

momento projetado $\pi^- = 788,9 \pm 3,6$ MeV/c

$\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$, momento projetado $p = 395,2 \pm 2,4$ MeV/c

momento projetado $\pi^- = 222,8 \pm 2,2$ MeV/c ;

e) $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ $\theta = 93^\circ \pm 1^\circ$

$$m_{K^0} = \sqrt{2(E_{\pi^+}E_{\pi^-} - P_{\pi^+}P_{\pi^-}\cos\theta) + 2m_{\pi^\pm}^2} = 567 \pm 138 \text{ MeV}/c^2$$

$\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ $\theta = 5^\circ \pm 1^\circ$

$$m_{\Lambda^0} = \sqrt{2(E_{\pi^-}E_p - P_{\pi^-}P_p\cos\theta) + m_p^2 + m_{\pi^-}^2} = 1122 \pm 78 \text{ MeV}/c^2$$

2 - a) K^0 $D = 4,1 \pm 0,1$ cm

Λ^0 $D = 0,7 \pm 0,1$ cm

b) $P_{K^0} = 1005 \pm 78$ MeV/c $\tau_{K^0} = (0,67 \pm 0,49) 10^{-10}$ s

$P_{\Lambda^0} = 617,5 \pm 142,6$ MeV/c $\tau_{\Lambda^0} = (0,39 \pm 0,12) 10^{-10}$ s

PRÁTICA 5

b) $R = 0,98 \pm 0,1$ cm; c) 29 MeV/c, v_μ , direção do movimento e em sentidos contrários.

PRÁTICA 6

c) $1,5 \times 10^{-3}$; d) $0,038 \pm 0,023$ barns.

Prática 7

```

$SIG * T=15M P=100
$COM MEFF
$MOUNT G41200 9TP *IN* POSN=HVP.301002 VOL=G41211
$R *FTN SCARDS=*SOURCE*
      DIMENSION IT(29), A(29), SCM(6,4),IP(3)
C      DESCRICAO DAS VARIAVEIS:
C      IT=VARIAVEL INTEIRA QUE RECEBE AS INFORMACOES DA FITA
C      NH=IT(1)=301002
C      A=VARIAVEL REAL, EQUIVALENTE A VARIAVEL IT, A PARTIR DE
C      IT(2)
C      SCM(I,J)=MATRIZ DE DIMENSAO 6 X 4 QUE ARMAZENA O MOMENTO E
C      ENERGIA DAS DIFERENTES PARTICULAS
C      I=1(FEIXE), I=2(PROTON), I=3(PI+), I=4(PI+), I=5(PI-),
C      I=6(PIO)
C      J=1 (PX*), J=2 (PY*), J=3 (PZ*), J=4 (E*)
C      IP(3)=VARIAVEL INTERNA AUXILIAR
C      COLOCAR A PRIMEIRA WORD EM NH E O RESTO EM A
C      EQUIVALENCE(NH,IT(1)),(A,IT(2))
C      USO DA SUBROTINA INITHB PARA INICIALIZAR O HBOOK USADO PA-
C      RA EXECUCAO DE GRAFICOS
      CALL INITHB
C      ***** LEITURA DA FITA *****
1      READ (18,3,END=100,ERR=200) IT
3      FORMAT (32A4)
C      ESCOLHA DE EVENTOS APENAS DO TIPO DESEJADO
      IF(NH. NE. 301002) STOP 300
C      W=PESO DO EVENTO
      W=A(2)
C      PREENCHIMENTO DA MATRIZ SCM(I,J)
C      LEMBRAR QUE AS 5 PRIMEIRAS WORDS DEVEM SER PULADAS
      LOC=4
      DO 5 I=1,6
      DO 2 J=1,4
2      SCM(I,J)=A(LOC+J)
5      LOC=LOC+4

C      GRAFICOS DAS MASSAS EFETIVAS DOS SISTEMAS (P,PI+) E
C      (PI+,PI-,PIO)

      IP(1)=2
      IP(2)=3
C      USO DA SUBROTINA MASS PARA O CALCULO DA MASSA EFETIVA DO
C      SISTEMA (P,PI+)
      CALL MASS (2,SCM,IP,DELTA)
C      USO DA SUBROTINA HF1(I,VAR,W) DO SISTEMA HBOOK PARA ARMA-
C      ZENAR DADOS VAR NO GRAFICO I, COM PESO W
      CALL HF1(1,DELTA,W)
      IP(1)=4
      IP(2)=5
      IP(3)=6
C      USO DA SUBROTINA MASS PARA O CALCULO DA MASSA EFETIVA DO
C      SISTEMA (PI+,PI-,PIO)
      CALL MASS (3,SCM,IP,OMEGA)
      CALL HF1 (2,OMEGA,W)
      IP(1)=2
      IP(2)=4
      CALL MASS(2,SCM,IP,DELTA)
      CALL HF1(1,DELTA,W)

```

```

IP(1)=3
IP(2)=5
IP(3)=6
CALL MASS (3,SCM,IP,OMEGA)
CALL HF1(2,OMEGA,W)

```

```

C   GRAFICOS DAS MASSAS EFETIVAS SELECIONANDO-SE O PI+
C

```

```

IP(1) = 2
IP(2) = 3
C   ESCOLHA DO PI+ QUE SERA ASSOCIADO A MASSA EFETIVA DO
C   (P,PI+)
IF (SCM(4,1).LT.SCM(3,1)) IP(2)=4
CALL MASS(2,SCM,IP,DELTA)
IP(1) = 4
IF (IP(2).EQ.4) IP(1)=3
IP(2) = 5
IP(3) = 6
CALL MASS(3,SCM,IP,OMEGA)
CALL HF1(3,DELTA,W)
CALL HF1(4,OMEGA,W)

```

```

C   GRAFICO DA MASSA EFETIVA DO SISTEMA (PI+,PI-,PIO) ,
C   COM CORTE NA MASSA DA DELTA

```

```

IF (DELTA.GE.1.08 .AND.DELTA.LE. 1.4) CALL HF1(7,OMEGA,W)
C   SEPARACAO DO PICO ETA
IF (DELTA.GE.1.08 .AND.DELTA.LE. 1.4) CALL HF1(8,OMEGA,W)
C   SEPARACAO DO PICO OMEGA
IF (DELTA.GE.1.08 .AND.DELTA.LE. 1.4) CALL HF1(9,OMEGA,W)

```

```

C   GRAFICO DA MASSA EFETIVA DO SISTEMA (P,PI+), COM CORTE NA
C   MASSA DA OMEGA

```

```

IF (OMEGA.GE. .72 .AND.OMEGA.LE..81 ) CALL HF1(5,DELTA,W)

```

```

C   GRAFICO DA MASSA EFETIVA DO SISTEMA (P,PI+), COM CORTE NA
C   MASSA DA ETA

```

```

IF (OMEGA.GE. .52 .AND.OMEGA.LE. .60) CALL HF1(6,DELTA,W)
GO TO 1

```

```

C   USO DA SUBROTINA HISTDO DO SISTEMA HBOOK PARA IMPRESSAO
C   DOS GRAFICOS

```

```

100  CALL HISTDO
      STOP

```

```

200  STOP 8
      END

```

```

SUBROUTINE MASS(N,SCM,IP,MEF)

```

```

C   CALCULA A MASSA EFETIVA MEF DO SISTEMA DE N (< OU =3) PAR-
C   TICULAS CUJOS QUADRIMOMENTOS ESTAO ARMazenADOS EM SCM(I,J),
C   COM I=IP(K), K < OU = 3
DIMENSION SP2(3),SCM(6,4),IP(3)
REAL MEF2,MEF
C   CALCULO DO QUADRADO DAS TRES COMPONENTES DA SOMA DOS MO-
C   MENTOS DE TODAS AS PARTICULAS
DO 1 J=1,3

```

```

1      SP2(J)=SP(N,J,IP,SCM)
C      CALCULO DO QUADRADO DA ENERGIA DE TODAS AS PARTICULAS
      E=0
      DO 2 L=1,N
2      E=F+SCM(IP(L),4)
      E2=F*E
C      CALCULO DO QUADRADO DA MASSA EFETIVA
      MEF2=ABS(E2-(SP2(1)+SP2(2)+SP2(3)))
      MEF=SQRT(MEF2)
      RETURN
      END

```

```

      FUNCTION SP(N,J,IP,SCM)
C      CALCULA O QUADRADO DA SOMA DA COMPONENTE J DO MOMENTO DAS
C      N PARTICULAS CUJOS QUADRI-MOMENTOS ESTAO ARMAZENADOS EM
C      SCM(I,J), COM I=IP(K),K < OU = 3
      DIMENSION IP(3),SCM(6,4)
      SP=0
      DO 1 I=1,N
1      SP=SP+SCM(IP(I),J)
      SP=SP*SP
      RETURN
      END

```

```

SUBROUTINE INITHB
COMMON // HMENOR(5000)
CALL HLIMIT(5000)
CALL HBLEP
CALL HBLACK(0)
CALL HROTAT(0)
RETURN
END

```

```

$MOUNT G41200 9TP *IN* POSN=HVP.301002 VOL=G41211
$RUN -LOAD+UNSP:HBOOK 18=*IN*
009EXPERIENCIA PI+P > P PI+PI+PI-PI0-----PI+P >D++W0
001DELTA SEM ESCOLHA PI+      50.    1.0    3.0
002OMEGA SEM ESCOLHA PI+      50.    .2     3.0
003DELTA SEM CORTE            50.    1.0    3.0
004OMEGA SEM CORTE            50.    .2     3.0
005DELTA COM CORTE W          50.    1.0    3.0
006DELTA COM CORTE N          50.    1.0    3.0
007OMEGA COM CORTE            50.    .2     3.0
008ETA                          13.    .48    .6
009OMEGA                        13.    .72    .83

```


Prática 8

```

SSIG * T=5M P=100
SCOM DALITZ
SMOUNT G41200 9TP *IN* POSN=HVP.301002 VOL=G41211
SR *FTN SCARDS=*SOURCE*
      DIMENSION IT(29), A(29), SCM(6,4), IP(3), PSY(4), PIN(4), T(3)
C      DESCRICAO DAS VARIAVEIS
C      IT=VARIAVEL INTEIRA QUE RECEBE AS INFORMACOES DA FITA
C      NH=IT(1)=301002
C      A=VARIAVEL REAL, EQUIVALENTE A VARIAVEL IT, A PARTIR DE
C      IT(2)
C      SCM(I,J)=MATRIZ DE DIMENSAO 6 X 4 QUE ARMAZENA O MOMENTO E
C      ENERGIA DAS PARTICULAS
C      I=1(FEIXE), I=2(PROTON), I=3(PI+), I=4(PI+), I=5(PI-)
C      I=6(PI0)
C      J=1 (PX*), J=2 (PY*), J=3 (PZ*), J=4 (E*)
C      IP(3)=VARIAVEL INTERNA AUXILIAR
C      PSY(4)=QUADRIMOMENTO DE UM SISTEMA DE PARTICULAS
C      PIN(4)=QUADRIMOMENTO DE UMA PARTICULA
C      T(3)=ENERGIAS TOTAIS DAS PARTICULAS (CINETICA + REPOUSO)
C      COLOCAR A PRIMEIRA WORD EM NH E O RESTO EM A
C      EQUIVALENCE(NH,IT(1)),(A,IT(2))
C      USO DA SUBROTINA INITHB PARA INICIALIZAR O HBOOK USADO PA-
C      RA EXECUCAO DE GRAFICOS
C      CALL INITHB
C      ***** LEITURA DA FITA *****
1      READ (18,2,END=100,ERR=200) IT
2      FORMAT (32A4)
C      ESCOLHA DE EVENTOS APENAS DO TIPO DESEJADO
C      IF(NH, NE, 301002) STOP 300
C      W=PESO DO EVENTO
C      W=A(2)
C      PREENCHIMENTO DA MATRIZ SCM(I,J)
C      LEMBRAR QUE DEVEMOS PULAR AS 5 PRIMEIRAS WORDS DE
C      CADA EVENTO
C      LOC=4
C      DO 4 I=1,6
C      DO 3 J=1,4
3      SCM(I,J)=A(LOC+J)
4      LOC=LOC+4
C      IP(1) = 3
C      IP(2) = 5
C      IP(3) = 6
C      ESCOLHA DO PI+ QUE SERA ASSOCIADO AO OMEGA
C      IF (SCM(4,1).GT.SCM(3,1)) IP(1)=4
C      PREPARACAO PARA SE FAZER A TRANSFORMACAO DE LORENTZ DO
C      SISTEMA CENTRO DE MASSA PARA O SISTEMA DE REPOUSO DA OMEGA
C      PARA O CALCULO DO FATOR GAMA DA TRANSFORMACAO NECESSITAMOS
C      DA VARIAVEL PSY(I)=QUADRIMOMENTO DA OMEGA
C      DO 6 L=1,4
6      PSY(L)=SCM(IP(1),L)+SCM(IP(2),L)+SCM(IP(3),L)
C      LOOP PARA A TRANSFORMACAO DE LORENTZ DE TODAS AS PARTICU-
C      LAS
C      DO 7 M=1,3
C      LOOP PARA A TRANSFORMACAO DE LORENTZ DE CADA PARTICULA
C      DO 8 L=1,4
C      QUADRIMOMENTO DE CADA PARTICULA
8      PIN(L)=SCM(IP(M),L)
C      CALCULO DA TRANSFORMACAO DE LORENTZ DA ENERGIA DE CADA PAR-

```

```

C      TÍCULA
      CALL TLOR(PSY,PIN,EN)
7      T(M)=EN
C      CALCULO DA SOMA DAS ENERGIAS CINÉTICA E DE REPOUSO DOS 3
C      PIONS
      Q=T(1)+T(2)+T(3)
C      CALCULO DA ORDENADA E ABSCISSA PARA O GRAFICO DE DALITZ
      Y=T(3)-Q/3.
      X=(T(2)-T(1))/SQRT(3.)
C      CALCULO DA MASSA EFETIVA DO SISTEMA (PI+,PI-,PIO)
      CALL MASS(3,SCM,IP,OMEGA)
C      ENTRARAO NO GRAFICO APENAS OS EVENTOS PARA OS QUAIS A MAS-
C      SA EFETIVA ESTEJA NA REGIAO DA DO OMEGA
      IF (OMEGA.GE..72.AND.OMEGA.LE..81) CALL HF2(1,X,Y,W)
      GO TO 1
C      USO DA SUBROTINA HISTDO DO SISTEMA HBOOK PARA IMPRESSAO
C      DOS GRAFICOS
100     CALL HISTDO
      STOP
200     STOP 8
      END

      SUBROUTINE TLOR(PSY,PIN,EN)
C      FAZ TRANSFORMACAO DE LORENTZ DA ENERGIA DE PARTICULAS COM
C      QUADRIMOMENTO PIN NO SISTEMA DE REPOUSO DE UMA PARTICULA
C      COM QUADRIMOMENTO PSY
      DIMENSION PSY(4),PIN(4)
C      CALCULO DO PRODUTO ESCALAR DO MOMENTO DO SISTEMA COM O MO-
C      MENTO DE CADA PARTICULA E DO QUADRADO DO MOMENTO DO SISTEMA
      PP=0.
      P2=0.
      DO 13 J=1,3
      PP=PP+PSY(J)*PIN(J)
      P2=P2+PSY(J)*PSY(J)
13     CONTINUE
C      CALCULO DO QUADRADO DE BETA (P TOTAL/ E TOTAL)
      BETA2=P2/(PSY(4)**2)
C      CALCULO DE GAMA
      GAMA=1./SQRT(1.-BETA2)
C      TRANSFORMACAO DE LORENTZ DA ENERGIA
      EN=GAMA*(PIN(4)-PP/PSY(4))
      RETURN
      END

      SUBROUTINE MASS(N,SCM,IP,MEF)
C      CALCULA A MASSA EFETIVA MEFF DO SISTEMA DE N (< OU = 3 )
C      PARTICULAS CUJOS QUADRIMOMENTOS ESTAO ARMAZENADOS EM
C      SCM(I,J), COM I=IP(K), K < OU = 3
      DIMENSION SP2(3),SCM(6,4),IP(3)
      REAL MEF2,MEF
C      CALCULO DO QUADRADO DAS TRES COMPONENTES DA SOMA DOS MOMEN-
C      TOS DE TODAS AS PARTICULAS
      DO 1 J=1,3
1      SP2(J)=SP(N,J,IP,SCM)
C      CALCULO DO QUADRADO DA ENERGIA DE TODAS AS PARTICULAS
      E=0
      DO 2 L=1,N
2      E=E+SCM(IP(L),4)

```

```

E2=E*E
C  CALCULO DO QUADRADO DA MASSA EFETIVA
MEF2=ABS(E2-(SP2(1)+SP2(2)+SP2(3)))
MEF=SQRT(MEF2)
RETURN
END

```

```

FUNCTION SP(N,J,IP,SCM)
C  CALCULA O QUADRADO DA SOMA DA COMPONENTE J DO MOMENTO DAS
C  N PARTICULAS CUJOS QUADRIMOMENTOS ESTAO ARMAZENADOS EM
C  SCM(I,J), COM I=IP(K), K < OU = 3
DIMENSION IP(3),SCM(6,4)
SP=0
DO 1 I=1,N
1  SP=SP+SCM(IP(I),J)
SP=SP*SP
RETURN
END

```

```

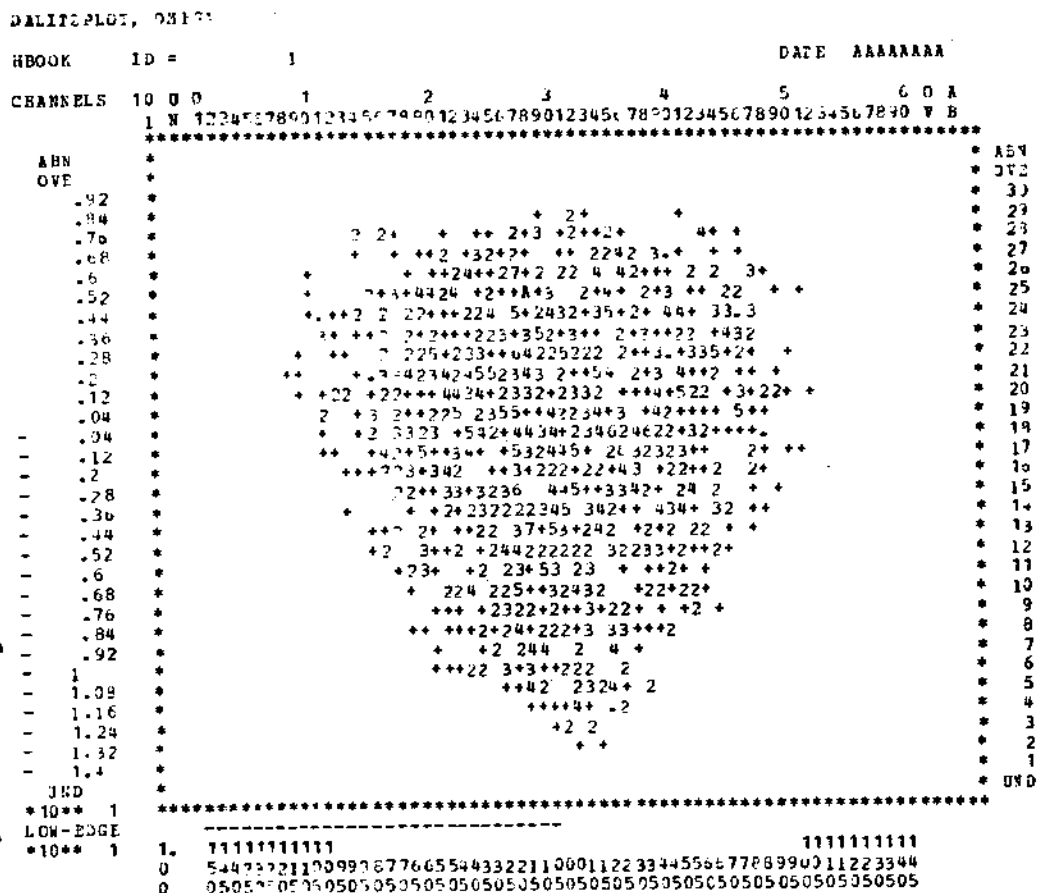
SUBROUTINE INITHB
COMMON // HMINOR(5000)
CALL HLIMIT(5000)
CALL HBLER
CALL HBLACK(0)
CALL HROTAT(0)
RETURN
END

```

\$RUN -LOAD+UNSP:HBOOK 18=*IN*
OO1EXPERIENCIA PI+P
OO1DALITZPLOT, OMEGA

60. -.15 .15 30. -.14 -.10

Distribuição das energias dos 3 mésons no decaimento do ω^0



```

* ENTRIES = 1800 PLOT -----I-----I-----
* SCAIATION 15* INFINITY I 1315.666I
* SCALE 1,2,3,4,5,6,7,8,9,10,11,12,13,14,15,16,17,18,19,20,21,22,23,24,25,26,27,28,29,30,31,32,33,34,35,36,37,38,39,40,41,42,43,44,45,46,47,48,49,50,51,52,53,54,55,56,57,58,59,60,61,62,63,64,65,66,67,68,69,70,71,72,73,74,75,76,77,78,79,80,81,82,83,84,85,86,87,88,89,90,91,92,93,94,95,96,97,98,99,100,101,102,103,104,105,106,107,108,109,110,111,112,113,114,115,116,117,118,119,120,121,122,123,124,125,126,127,128,129,130,131,132,133,134,135,136,137,138,139,140,141,142,143,144,145,146,147,148,149,150,151,152,153,154,155,156,157,158,159,160,161,162,163,164,165,166,167,168,169,170,171,172,173,174,175,176,177,178,179,180,181,182,183,184,185,186,187,188,189,190,191,192,193,194,195,196,197,198,199,200,201,202,203,204,205,206,207,208,209,210,211,212,213,214,215,216,217,218,219,220,221,222,223,224,225,226,227,228,229,230,231,232,233,234,235,236,237,238,239,240,241,242,243,244,245,246,247,248,249,250,251,252,253,254,255,256,257,258,259,260,261,262,263,264,265,266,267,268,269,270,271,272,273,274,275,276,277,278,279,280,281,282,283,284,285,286,287,288,289,290,291,292,293,294,295,296,297,298,299,300,301,302,303,304,305,306,307,308,309,310,311,312,313,314,315,316,317,318,319,320,321,322,323,324,325,326,327,328,329,330,331,332,333,334,335,336,337,338,339,340,341,342,343,344,345,346,347,348,349,350,351,352,353,354,355,356,357,358,359,360,361,362,363,364,365,366,367,368,369,370,371,372,373,374,375,376,377,378,379,380,381,382,383,384,385,386,387,388,389,390,391,392,393,394,395,396,397,398,399,400,401,402,403,404,405,406,407,408,409,410,411,412,413,414,415,416,417,418,419,420,421,422,423,424,425,426,427,428,429,430,431,432,433,434,435,436,437,438,439,440,441,442,443,444,445,446,447,448,449,450,451,452,453,454,455,456,457,458,459,460,461,462,463,464,465,466,467,468,469,470,471,472,473,474,475,476,477,478,479,480,481,482,483,484,485,486,487,488,489,490,491,492,493,494,495,496,497,498,499,500,501,502,503,504,505,506,507,508,509,510,511,512,513,514,515,516,517,518,519,520,521,522,523,524,525,526,527,528,529,530,531,532,533,534,535,536,537,538,539,540,541,542,543,544,545,546,547,548,549,550,551,552,553,554,555,556,557,558,559,560,561,562,563,564,565,566,567,568,569,570,571,572,573,574,575,576,577,578,579,580,581,582,583,584,585,586,587,588,589,590,591,592,593,594,595,596,597,598,599,600,601,602,603,604,605,606,607,608,609,610,611,612,613,614,615,616,617,618,619,620,621,622,623,624,625,626,627,628,629,630,631,632,633,634,635,636,637,638,639,640,641,642,643,644,645,646,647,648,649,650,651,652,653,654,655,656,657,658,659,660,661,662,663,664,665,666,667,668,669,670,671,672,673,674,675,676,677,678,679,680,681,682,683,684,685,686,687,688,689,690,691,692,693,694,695,696,697,698,699,700,701,702,703,704,705,706,707,708,709,710,711,712,713,714,715,716,717,718,719,720,721,722,723,724,725,726,727,728,729,730,731,732,733,734,735,736,737,738,739,740,741,742,743,744,745,746,747,748,749,750,751,752,753,754,755,756,757,758,759,760,761,762,763,764,765,766,767,768,769,770,771,772,773,774,775,776,777,778,779,780,781,782,783,784,785,786,787,788,789,790,791,792,793,794,795,796,797,798,799,800,801,802,803,804,805,806,807,808,809,810,811,812,813,814,815,816,817,818,819,820,821,822,823,824,825,826,827,828,829,830,831,832,833,834,835,836,837,838,839,840,841,842,843,844,845,846,847,848,849,850,851,852,853,854,855,856,857,858,859,860,861,862,863,864,865,866,867,868,869,870,871,872,873,874,875,876,877,878,879,880,881,882,883,884,885,886,887,888,889,890,891,892,893,894,895,896,897,898,899,900,901,902,903,904,905,906,907,908,909,910,911,912,913,914,915,916,917,918,919,920,921,922,923,924,925,926,927,928,929,930,931,932,933,934,935,936,937,938,939,940,941,942,943,944,945,946,947,948,949,950,951,952,953,954,955,956,957,958,959,960,961,962,963,964,965,966,967,968,969,970,971,972,973,974,975,976,977,978,979,980,981,982,983,984,985,986,987,988,989,990,991,992,993,994,995,996,997,998,999,1000,1001,1002,1003,1004,1005,1006,1007,1008,1009,1010,1011,1012,1013,1014,1015,1016,1017,1018,1019,1020,1021,1022,1023,1024,1025,1026,1027,1028,1029,1030,1031,1032,1033,1034,1035,1036,1037,1038,1039,1040,1041,1042,1043,1044,1045,1046,1047,1048,1049,1050,1051,1052,1053,1054,1055,1056,1057,1058,1059,1060,1061,1062,1063,1064,1065,1066,1067,1068,1069,1070,1071,1072,1073,1074,1075,1076,1077,1078,1079,1080,1081,1082,1083,1084,1085,1086,1087,1088,1089,1090,1091,1092,1093,1094,1095,1096,1097,1098,1099,1100,1101,1102,1103,1104,1105,1106,1107,1108,1109,1110,1111,1112,1113,1114,1115,1116,1117,1118,1119,1120,1121,1122,1123,1124,1125,1126,1127,1128,1129,1130,1131,1132,1133,1134,1135,1136,1137,1138,1139,1140,1141,1142,1143,1144,1145,1146,1147,1148,1149,1150,1151,1152,1153,1154,1155,1156,1157,1158,1159,1160,1161,1162,1163,1164,1165,1166,1167,1168,1169,1170,1171,1172,1173,1174,1175,1176,1177,1178,1179,1180,1181,1182,1183,1184,1185,1186,1187,1188,1189,1190,1191,1192,1193,1194,1195,1196,1197,1198,1199,1200,1201,1202,1203,1204,1205,1206,1207,1208,1209,1210,1211,1212,1213,1214,1215,1216,1217,1218,1219,1220,1221,1222,1223,1224,1225,1226,1227,1228,1229,1230,1231,1232,1233,1234,1235,1236,1237,1238,1239,1240,1241,1242,1243,1244,1245,1246,1247,1248,1249,1250,1251,1252,1253,1254,1255,1256,1257,1258,1259,1260,1261,1262,1263,1264,1265,1266,1267,1268,1269,1270,1271,1272,1273,1274,1275,1276,1277,1278,1279,1280,1281,1282,1283,1284,1285,1286,1287,1288,1289,1290,1291,1292,1293,1294,1295,1296,1297,1298,1299,1300,1301,1302,1303,1304,1305,1306,1307,1308,1309,1310,1311,1312,1313,1314,1315,1316,1317,1318,1319,1320,1321,1322,1323,1324,1325,1326,1327,1328,1329,1330,1331,1332,1333,1334,1335,1336,1337,1338,1339,1340,1341,1342,1343,1344,1345,1346,1347,1348,1349,1350,1351,1352,1353,1354,1355,1356,1357,1358,1359,1360,1361,1362,1363,1364,1365,1366,1367,1368,1369,1370,1371,1372,1373,1374,1375,1376,1377,1378,1379,1380,1381,1382,1383,1384,1385,1386,1387,1388,1389,1390,1391,1392,1393,1394,1395,1396,1397,1398,1399,1400,1401,1402,1403,1404,1405,1406,1407,1408,1409,1410,1411,1412,1413,1414,1415,1416,1417,1418,1419,1420,1421,1422,1423,1424,1425,1426,1427,1428,1429,1430,1431,1432,1433,1434,1435,1436,1437,1438,1439,1440,1441,1442,1443,1444,1445,1446,1447,1448,1449,1450,1451,1452,1453,1454,1455,1456,1457,1458,1459,1460,1461,1462,1463,1464,1465,1466,1467,1468,1469,1470,1471,1472,1473,1474,1475,1476,1477,1478,1479,1480,1481,1482,1483,1484,1485,1486,1487,1488,1489,1490,1491,1492,1493,1494,1495,1496,1497,1498,1499,1500,1501,1502,1503,1504,1505,1506,1507,1508,1509,1510,1511,1512,1513,1514,1515,1516,1517,1518,1519,1520,1521,1522,1523,1524,1525,1526,1527,1528,1529,1530,1531,1532,1533,1534,1535,1536,1537,1538,1539,1540,1541,1542,1543,1544,1545,1546,1547,1548,1549,1550,1551,1552,1553,1554,1555,1556,1557,1558,1559,1560,1561,1562,1563,1564,1565,1566,1567,1568,1569,1570,1571,1572,1573,1574,1575,1576,1577,1578,1579,1580,1581,1582,1583,1584,1585,1586,1587,1588,1589,1590,1591,1592,1593,1594,1595,1596,1597,1598,1599,1600,1601,1602,1603,1604,1605,1606,1607,1608,1609,1610,1611,1612,1613,1614,1615,1616,1617,1618,1619,1620,1621,1622,1623,1624,1625,1626,1627,1628,1629,1630,1631,1632,1633,1634,1635,1636,1637,1638,1639,1640,1641,1642,1643,1644,1645,1646,1647,1648,1649,1650,1651,1652,1653,1654,1655,1656,1657,1658,1659,1660,1661,1662,1663,1664,1665,1666,1667,1668,1669,1670,1671,1672,1673,1674,1675,1676,1677,1678,1679,1680,1681,1682,1683,1684,1685,1686,1687,1688,1689,1690,1691,1692,1693,1694,1695,1696,1697,1698,1699,1700,1701,1702,1703,1704,1705,1706,1707,1708,1709,1710,1711,1712,1713,1714,1715,1716,1717,1718,1719,1720,1721,1722,1723,1724,1725,1726,1727,1728,1729,1730,1731,1732,1733,1734,1735,1736,1737,1738,1739,1740,1741,1742,1743,1744,1745,1746,1747,1748,1749,1750,1751,1752,1753,1754,1755,1756,1757,1758,1759,1760,1761,1762,1763,1764,1765,1766,1767,1768,1769,1770,1771,1772,1773,1774,1775,1776,1777,1778,1779,1780,1781,1782,1783,1784,1785,1786,1787,1788,1789,1790,1791,1792,1793,1794,1795,1796,1797,1798,1799,1800,1801,1802,1803,1804,1805,1806,1807,1808,1809,1810,1811,1812,1813,1814,1815,1816,1817,1818,1819,1820,1821,1822,1823,1824,1825,1826,1827,1828,1829,1830,1831,1832,1833,1834,1835,1836,1837,1838,1839,1840,1841,1842,1843,1844,1845,1846,1847,1848,1849,1850,1851,1852,1853,1854,1855,1856,1857,1858,1859,1860,1861,1862,1863,1864,1865,1866,1867,1868,1869,1870,1871,1872,1873,1874,1875,1876,1877,1878,1879,1880,1881,1882,1883,1884,1885,1886,1887,1888,1889,1890,1891,1892,1893,1894,1895,1896,1897,1898,1899,1900,1901,1902,1903,1904,1905,1906,1907,1908,1909,1910,1911,1912,1913,1914,1915,1916,1917,1918,1919,1920,1921,1922,1923,1924,1925,1926,1927,1928,1929,1930,1931,1932,1933,1934,1935,1936,1937,1938,1939,1940,1941,1942,1943,1944,1945,1946,1947,1948,1949,1950,1951,1952,1953,1954,1955,1956,1957,1958,1959,1960,1961,1962,1963,1964,1965,1966,1967,1968,1969,1970,1971,1972,1973,1974,1975,1976,1977,1978,1979,1980,1981,1982,1983,1984,1985,1986,1987,1988,1989,1990,1991,1992,1993,1994,1995,1996,1997,1998,1999,2000,2001,2002,2003,2004,2005,2006,2007,2008,2009,2010,2011,2012,2013,2014,2015,2016,2017,2018,2019,2020,2021,2022,2023,2024,2025,2026,2027,2028,2029,2030,2031,2032,2033,2034,2035,2036,2037,2038,2039,2040,2041,2042,2043,2044,2045,2046,2047,2048,2049,2050,2051,2052,2053,2054,2055,2056,2057,2058,2059,2060,2061,2062,2063,2064,2065,2066,2067,2068,2069,2070,2071,2072,2073,2074,2075,2076,2077,2078,2079,2080,2081,2082,2083,2084,2085,2086,2087,2088,2089,2090,2091,2092,2093,2094,2095,2096,2097,2098,2099,2100,2101,2102,2103,2104,2105,2106,2107,2108,2109,2110,2111,2112,2113,2114,2115,2116,2117,2118,2119,2120,2121,2122,2123,2124,2125,2126,2127,2128,2129,2130,2131,2132,2133,2134,2135,2136,2137,2138,2139,2140,2141,2142,2143,2144,2145,2146,2147,2148,2149,2150,2151,2152,2153,2154,2155,2156,2157,2158,2159,2160,2161,2162,2163,2164,2165,2166,2167,2168,2169,2170,2171,2172,2173,2174,2175,2176,2177,2178,2179,2180,2181,2182,2183,2184,2185,2186,2187,2188,2189,2190,2191,2192,2193,2194,2195,2196,2197,2198,2199,2200,2201,2202,2203,2204,2205,2206,2207,2208,2209,2210,2211,2212,2213,2214,2215,2216,2217,2218,2219,2220,2221,2222,2223,2224,2225,2226,2227,2228,2229,2230,2231,2232,2233,2234,2235,2236,2237,2238,2239,2240,2241,2242,2243,2244,2245,2246,2247,2248,2249,2250,2251,2252,2253,2254,2255,2256,2257,2258,2259,2260,2261,2262,2263,2264,2265,2266,2267,2268,2269,2270,2271,2272,2273,2274,2275,2276,2277,2278,2279,2280,2281,2282,2283,2284,2285,2286,2287,2288,2289,2290,2291,2292,2293,2294,2295,2296,2297,2298,2299,2300,2301,2302,2303,2304,2305,2306,2307,2308,2309,2310,2311,2312,2313,2314,2315,2316,2317,2318,2319,2320,2321,2322,2323,2324,2325,2326,2327,2328,2329,2330,2331,2332,2333,2334,2335,2336,2337,2338,2339,2340,2341,2342,2343,2344,2345,2346,2347,2348,2349,2350,2351,2352,2353,2354,2355,2356,2357,2358,2359,2360,2361,2362,2363,2364,2365,2366,2367,2368,2369,2370,2371,2372,2373,2374,2375,2376,2377,2378,2379,2380,2381,2382,2383,2384,2385,2386,2387,2388,2389,2390,2391,2392,2393,2394,2395,2396,2397,2398,2399,2400,2401,2402,2403,2404,2405,2406,2407,2408,2409,2410,2411,2412,2413,2414,2415,2416,2417,2418,2419,2420,2421,2422,2423,2424,2425,2426,2427,2428,2429,2430,2431,2432,2433,2434,2435,2436,2437,2438,2439,2440,2441,2442,2443,2444,2445,2446,2447,2448,2449,2450,2451,2452,2453,2454,2455,2456,2457,2458,2459,2460,2461,2462,2463,2464,2465,2466,2467,2468,2469,2470,2471,2472,2473,2474,2475,2476,2477,2478,2479,2480,2481,2482,2483,2484,2485,2486,2487,2488,2489,2490,2491,2492,2493,2494,2495,2496,2497,2498,2499,2500,2501,2502,2503,2504,2505,2506,2507,2508,2509,2510,2511,2512,2513,2514,2515,2516,2517,2518,2519,2520,2521,2522,2
```


APÊNDICE

UNIDADES NATURAIS

Como as quantidades \hbar (constante de Planck h dividida por 2π) e c (velocidade da luz) aparecem frequentemente nos cálculos utilizados em física de partículas, será conveniente adotar um sistema de unidades em que os valores de \hbar e c sejam iguais a um. Isto será possível se escolhermos:

- (a) - como unidade de massa, a massa M_0 de uma das partículas (por exemplo, o próton);
- (b) - como unidade de comprimento, o comprimento de onda Compton da partícula considerada, isto é, $\lambda = \hbar/M_0 c$;
- (c) - como unidade de tempo, o tempo correspondente ao que a luz necessita para percorrer a unidade de comprimento considerada.

Neste sistema de unidades "naturais", vemos que

$$\hbar = c = 1 .$$

Escolhendo o próton como a partícula padrão, encontraremos as seguintes equivalências:

Uma unidade natural de:

$$\begin{aligned} \text{comprimento} &= 0,21 \text{ fermi} = 0,21 \times 10^{-13} \text{ cm} \\ \text{massa} &= 938 \text{ MeV}/c^2 \\ \text{energia} &= 938 \text{ MeV} \\ \text{momento} &= 938 \text{ MeV}/c . \end{aligned}$$

No sistema natural de unidades, a velocidade de uma