

Produção Hadrónica de Piões e Kaões
em Colisões $p+U$, $O+U$ e $S+U$
a 200 GeV/nucleão

Luis Filipe dos Santos Garcia Peralta

Dissertação apresentada à Universidade de Lisboa
para obtenção do grau de Doutor em Física

Lisboa, Março 1991

Resumo

Neste trabalho estuda-se a produção de mesões π e K em colisões p+U, O+U e S+U a 200 GeV/nucleão, através da detecção no espectrómetro de NA38 dos muões de decaimento. São medidas taxas de produção de muões, a partir das quais se extraem secções eficazes diferenciais $d\sigma/dP_T^2$ de produção de mesões. Estuda-se a evolução da secção eficaz diferencial com o número de massa do projectil A_{proj} , tendo-se usado a parametrização $d\sigma/dP_T^2 \propto A_{proj}^{\alpha(P_T)}$. Os resultados obtidos para iões evidenciam um aumento de α com P_T para mesões negativos. A evolução de α com P_T para mesões positivos parece ser fraca ou inexistente na região de 0.4 a 3.0 GeV/c. A secção eficaz é ajustada por uma exponencial $d\sigma/dP_T^2 \propto \exp(-P_T/P_{T0})$ na região entre 0.7 e 1.4 GeV/c, sendo o valor obtido para P_{T0} da ordem de 210 MeV/c. O estudo de P_{T0} em função da energia transversa neutra E_T mostra um pequeno aumento inicial seguido de um patamar. O estudo da produção de mesões estranhos é feito através da razão entre as secções eficazes de mesões positivos e negativos. Os resultados mostram que σ^+/σ^- aumenta com o momento transversal P_T , e evidenciam igualmente uma ligeira dependência em E_T .

Palavras chave

Mesões, Iões Pesados, Plasma de Quarks e Gluões, Temperatura Crítica, Secção Eficaz, Momento Transverso

Abstract

Meson production in proton, oxygen and sulphur interactions with uranium targets at 200 GeV/nucleon is studied, using like-sign decay muons. We measure the inclusive positive and negative meson cross-sections $d\sigma/dP_T^2$ and study their evolution with the projectile mass assuming a $A_{proj}^{\alpha(P_T)}$ dependence. Unlike negative mesons, the $\alpha(P_T)$ parameter show no significant P_T dependence for positive mesons in the range 0.4 to 3.0 GeV/c. Cross-sections fitted to an exponential, give an inverse slope P_{T0} of the order of 210 MeV/c. As a function of the neutral transverse energy, P_{T0} values show a slight rise followed by a plateau. The positive to negative cross-section ratio σ^+/σ^- is found to increase with P_T .

Key words

Mesons, Heavy Ions, Quark-Gluon Plasma, Critical Temperature, Cross Section, Transverse Momentum

Resumo	1
Índice	3
1. A FÍSICA DO PLASMA DE QUARKS E GLUÕES	7
1.1 Introdução	7
1.2 Produção do QGP	8
1.3 Resultados de QCD na rede	14
1.4 Sinais do Plasma de Quarks e Gluões	16
1.4.1 Produção de estranheza	16
1.4.2 Momento transversal médio	20
1.4.3 Supressão de ressonâncias	23
1.4.4 Fótons e léptons directos	25
1.4.5 Interferometria de píões	27
2. O DISPOSITIVO EXPERIMENTAL	31
2.1 Introdução	31
2.2 O espectrómetro	32
2.2.1 Os absorvedores de hadrões	32
2.2.1.1 O absorvedor principal	32
2.2.1.2 O muro de ferro	34
2.2.1.3 Os absorvedores de NA38	34
2.2.3 As câmaras de fios	35
2.2.4 Os hodoscópios de Trigger	37
2.2.5 O íman	38
2.3 Os detectores de feixe	40
2.3.1 O hodoscópio de feixe BH	40
2.3.2 O detector de feixe BI	43
2.3.3 Os telescópios a 90°	43
2.3.4 Os detectores Čerenkov de píões	44
2.4 O alvo activo	44
2.5 O calorímetro electromagnético	46
2.6 O sistema de trigger	49
2.6.1 A coincidência V	49

2.6.2	A matriz	51
2.6.3	A "magic box"	51
2.6.4	O trigger sem jitter	52
2.6.5	O trigger com o microprocessador CAB	52
2.7	Sistema de aquisição	53
3.	RECONSTRUÇÃO E SELECÇÃO DE EVENTOS	57
3.1	A reconstrução de eventos	57
3.1.1	A reconstituição do trigger	58
3.1.2	Reconstrução dos traços	58
3.1.3	Reconstrução do vértice	59
3.1.4	Medida do momento	59
3.1.5	Determinação do ângulo de emissão do muão	61
3.1.6	Reconhecimento do alvo de interacção	62
3.1.7	Cálculo da energia transversa neutra	65
3.2	Seleccção de traços	67
3.2.1	O corte global de traços	67
3.2.2	Cortes geométricos	67
3.3	Seleccção de eventos	68
3.3.1	Corte devido ao empilhamento	68
3.3.2	O corte DD	69
3.3.3	O corte imagem	69
3.3.4	Seleccção π - protão	72
3.4	Seleccção de runs	72
4.	MÉTODOS DE ANÁLISE	75
4.1	Passagem das distribuições medidas às distribuições físicas	75
4.1.1	Definição do problema	75
4.1.2	Cálculo das matrizes de Aceitância e Smearing	77
4.1.3	Método Monte-Carlo de cálculo de A e S	78
4.1.4	Determinação do gerador Monte-Carlo	80
4.1.5	Aceitância e Smearing em momento transverso e rapidez de um muão	82
4.2	Simulação da produção hadrónica de píões e kaões	87

4.2.1	O modelo Fritiof	87
4.2.2	Estratégia da simulação	88
4.2.3	Distribuições Fritiof	92
4.2.4	Passagem às distribuições de mesões	95
4.2.5	Comparação com os dados experimentais	96
4.2.6	Teste de consistência do método de determinação da secção eficaz	103
4.2.7	Erro sistemático na determinação da secção eficaz de mesões	103
4.2.8	Reinteracções nos absorvedores	109
5.	RESULTADOS EXPERIMENTAIS	111
5.1	Secções eficazes	111
5.1.1	Expressão da taxa de produção de muões	112
5.1.2	Correcção devida ao decaimento	113
5.1.3	Determinação do número de partículas incidentes em cada alvo	114
5.1.4	Dispositivos experimentais	116
5.1.5	Taxa de produção de muões	117
5.1.6	Secção eficaz de produção de mesões	117
5.1.7	Discussão sobre os espectros obtidos	120
5.1.8	Comparação com as secções eficazes obtidas por WA80	125
5.2	Comparação da secção eficaz de produção para os vários projecteis	125
5.3	Temperatura do gás de mesões	132
5.4	Produção de estranheza	136
5.4.1	A razão N_+/N_-	138
5.4.2	Razão de secções eficazes de produção de mesões	138
	CONCLUSÃO	145
	APÊNDICE A	147
	APÊNDICE B	153
	APÊNDICE C	157
	Referências	159
	Agradecimentos	163

CAPÍTULO 1

A FÍSICA DO PLASMA DE QUARKS E GLUÕES

1.1 Introdução

Em 1986 iniciaram-se no CERN (Organização Europeia para a Pesquisa Nuclear) e em BNL (Brookhaven National Laboratory) programas de aceleração de iões pesados, com o intuito de investigar a existência de um novo estado da matéria nuclear: o plasma de quarks e gluões (QGP - "Quark Gluon Plasma"). As indicações da existência deste novo estado datavam já de alguns anos e eram tanto de natureza experimental como teórica. Entre outras experiências, as de detecção de raios cósmicos com emulsões [BUR85] puseram em evidência alguns eventos em que a elevada densidade de energia depositada era acompanhada por um valor do momento transversal médio de partículas produzidas na reacção bastante acima do que se verificava em colisões hadrónicas às energias disponíveis em acelerador. Do ponto de vista teórico, a Cromodinâmica Quântica (QCD - "Quantum ChromoDynamics") na rede mostra que em condições extremas de temperatura e/ou densidade um sistema hadrónico pode sofrer uma transição de fase, dissolvendo-se os hadrões nos seus elementos constituintes.

O desenvolvimento de uma fonte capaz de fornecer iões de massa superior à do hélio permitiu o arranque de um conjunto experiências de colisões de iões pesados a energias ultrarelativistas (NA34, NA35, NA36, NA38, WA80 e WA85 a 200 GeV/nucleão no CERN

e E802, E810 e E814 a 14.5 GeV/nucleão em BNL). Uma das grandes vantagens do estudo de colisões de iões pesados no estudo da formação do QGP, sobre, por exemplo as colisões próton-próton, residia no facto do volume de interacção ser bastante superior, o que facilitaria a termalização do plasma. Esta seria uma situação mais favorável do ponto de vista teórico, pois permite a utilização de conceitos termodinâmicos relativos ao estado de equilíbrio. Na hipótese da existência de termalização também seria, em princípio, possível detectar sinais específicos do QGP, como seja o caso de fótons térmicos, de cujas distribuições se poderiam inferir parâmetros termodinâmicos de caracterização do QGP como, por exemplo, a temperatura do plasma.

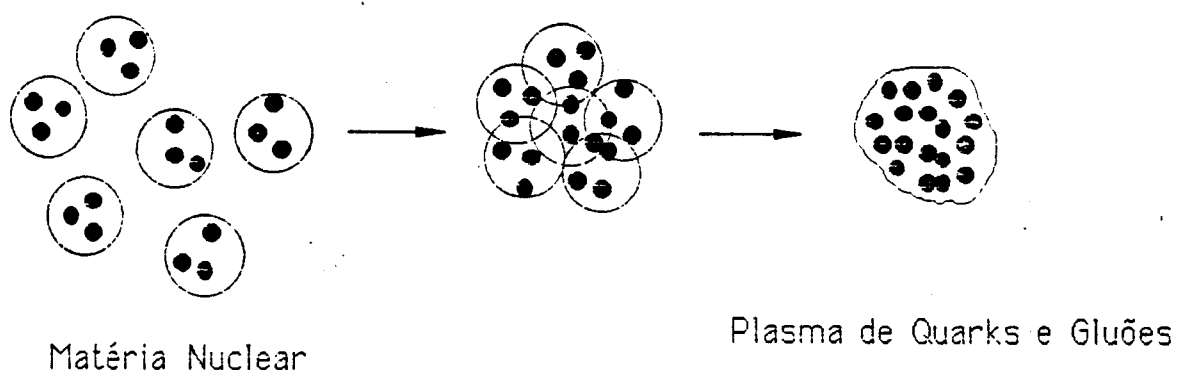


Figura 1.1: Transição entre a matéria hadrónica e o plasma de quarks e glúons

1.2 Produção do QGP

Desde há vários anos que se vem especulando sobre a hipótese de em condições extremas de temperatura e/ou densidade, a matéria nuclear sofrer uma transição de fase e passar a um Plasma de Quarks e Glúons (figura 1.1). A ideia básica é a de que se um conjunto de hádrões se encontrarem suficientemente próximos, então as cargas de cor que ligam os quarks no interior do hádrão serão blindadas pelas restantes, levando a uma menor interacção efectiva. Fenomellogicamente podemos ver o processo da seguinte forma: em condições normais o potencial que liga os quarks entre si no interior do hádrão pode ser dado por

$$V(r) = \sigma r - \frac{\alpha}{r} ,$$

onde o termo linear em r descreve o comportamento confinante do potencial a grandes distâncias. Se a densidade da matéria nuclear aumentar o potencial $V(r)$ é modificado devido à blindagem das cargas de cor circundantes:

$$V(r) \rightarrow V'(r) = V(r) \cdot e^{-r/r_D} ,$$

em que o raio de Debye r_D depende inversamente da densidade do meio n ,

$$r_D \sim n^{-1/3} .$$

Assim para densidades suficientemente altas o raio de Debye r_D será inferior ao raio de ligação entre quarks, passando a comportarem-se como "quarks livres", no interior do volume do plasma. O desconfinamento será então um fenómeno observado para interações a curta distância. A densidade hadrônica necessária à criação do QGP poderá ser atingida de duas formas: comprimindo a matéria nuclear, ou aumentando a temperatura criando novos hadrões que vão povoar cada vez mais o espaço de fases.

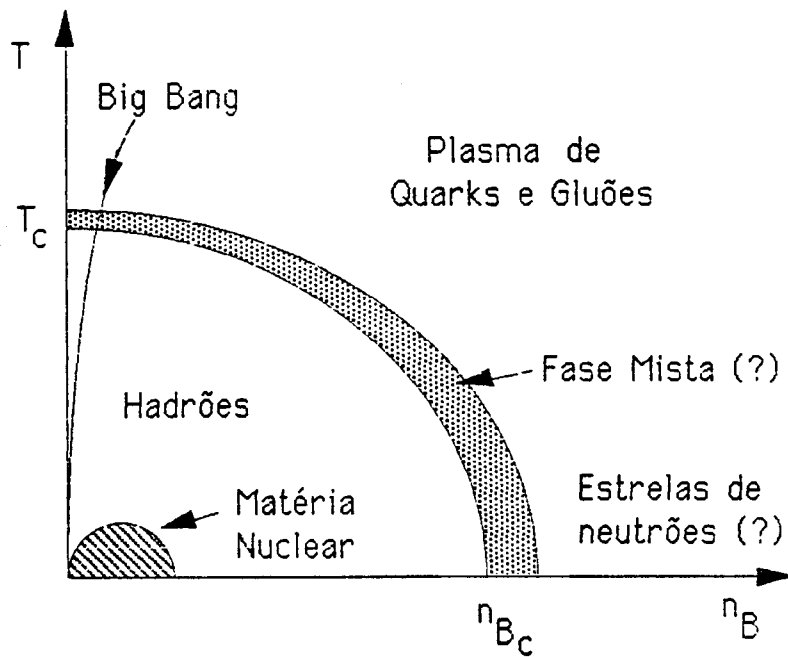


Figura 1.2: Diagrama de fase no plano da temperatura e densidade bariônica (T, n_B)

Um possível diagrama de fase no plano da temperatura e densidade bariónica (T, n_B) é apresentado na figura 1.2. Neste diagrama a região em que existe a matéria nuclear ordinária situa-se na zona das baixas temperaturas. Pensa-se que no início do universo, ao fim de 10^{-6} s, ter-se-ão criado as condições para ocorrer a transição de fase de QGP para a matéria hadrónica. Esta transição teria ocorrido a altas temperaturas ($T_c \sim 150 - 200$ MeV) e baixa densidade bariónica. A transição de fase poderá também ocorrer no interior das estrelas de neutrões onde se poderão atingir valores próximos da densidade crítica ($\sim 4-10$ vezes a densidade nuclear normal). No laboratório procura-se obter o QGP em colisões núcleo-núcleo, onde se esperam atingir temperaturas da ordem da temperatura crítica.

Uma imagem simples da transição de fase na região central de rapidez (definida no c.m. como $y = 1/2 \cdot \ln((E + P_L)/(E - P_L)) \approx 0$) pode ser dada recorrendo a um modelo do tipo de saco [CHO74] ("MIT Bag Model"). Na região central a fase hadrónica pode ser vista como um gás de píões de massa nula e interagindo fracamente, o que conduz [CLE86] às seguintes expressões de densidade de energia e pressão

$$\epsilon = 3 \cdot \frac{\pi^2}{30} T^4$$

$$P = \frac{\epsilon}{3} = 3 \cdot \frac{\pi^2}{90} T^4 ,$$

onde o factor 3 toma em conta a degenerescência nos estados de isospin do píão. No caso da fase de plasma de quarks e glúons com dois sabores (u e d) temos

$$\epsilon = 37 \cdot \frac{\pi^2}{30} T^4 + B$$

$$P = \frac{1}{3}(\epsilon - 4B) = 37 \cdot \frac{\pi^2}{90} T^4 - B ,$$

onde agora o factor 37 dá conta da degenerescência efectiva para os quarks e glúons ($2(\text{spin}) \times 8(\text{cor}) + \frac{7}{8} \times 2(\text{spin}) \times 3(\text{cor}) \times 2(\text{quark/antiquark}) \times 2(\text{sabor})$) e B é a constante fenomenológica do saco.

A transição de fase dá-se quando existe igualdade de pressão e temperatura entre as duas fases (figura 1.3). Obtém-se então uma temperatura crítica $T_c \approx 0.72B^{1/4}$, o que conduz a valores da ordem de 150 MeV. Neste modelo o calor latente da transição vale $\Delta\epsilon = 4B$, que é o valor da densidade de energia de um hadrão no modelo do saco.

A densidade de energia para a fase de QGP é da ordem de 1 a 4 GeV/fm³, valor só algumas vezes superior ao existente no interior de um hadrão ($\epsilon_h \approx 0.42$ GeV/fm³).

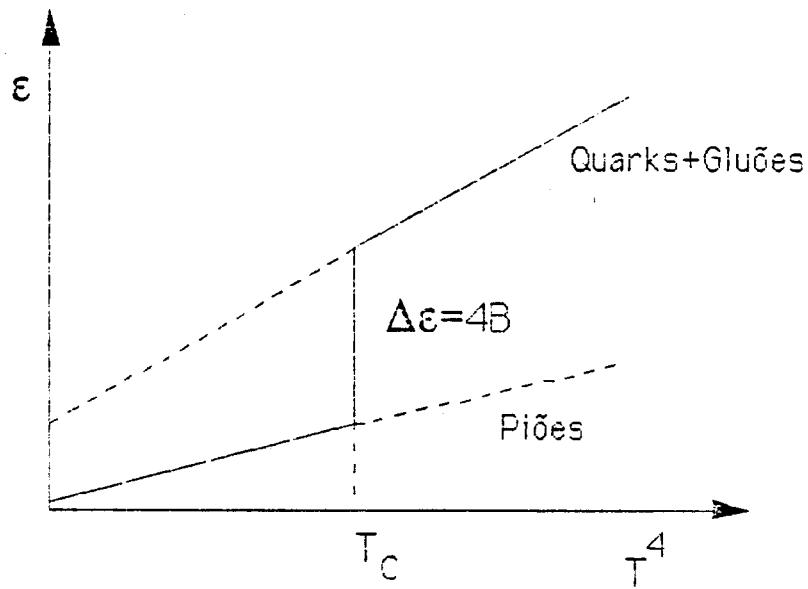
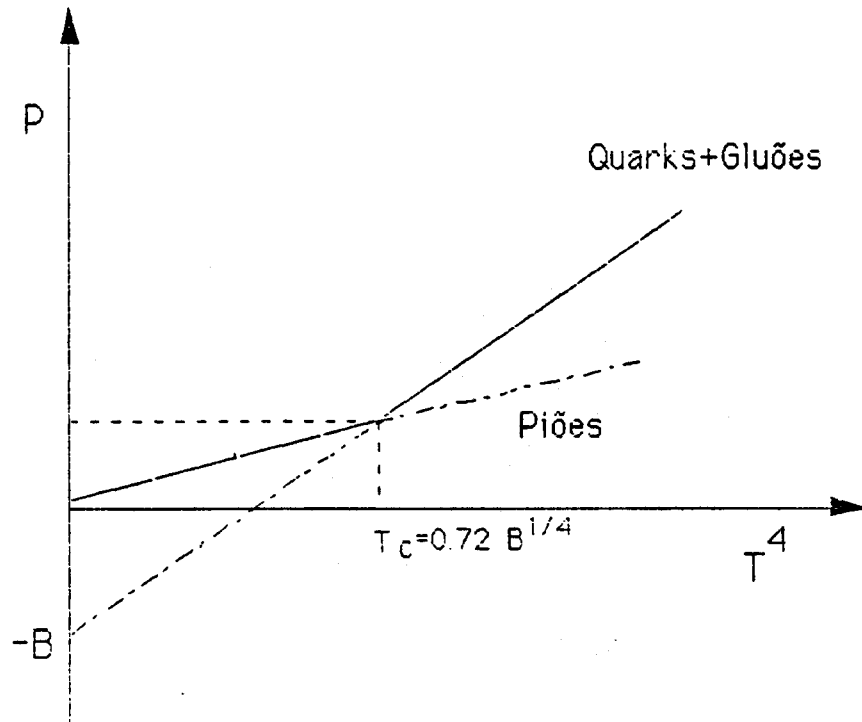


Figura 1.3: Pressão P e densidade de energia ϵ em função da temperatura T^4 para o modelo de transição entre um gás ideal de piões e o plasma de quarks e glúons (no quadro de um modelo de saco).

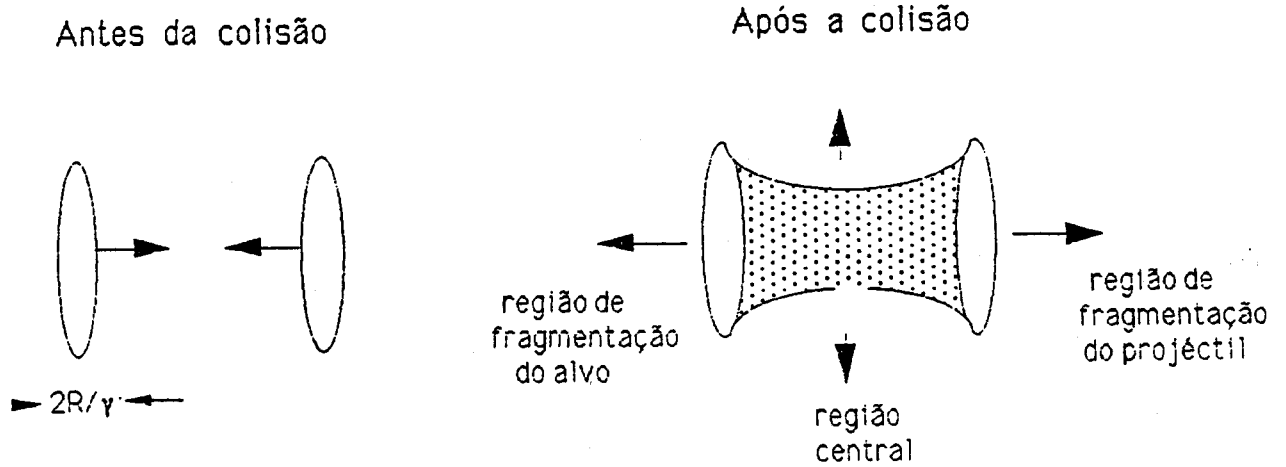


Figura 1.4: Colisão entre iões : regiões de fragmentação e central.

Mas será que estas densidades de energia são efectivamente atingidas em colisões hadrónicas? Procurando responder a esta questão desenvolveram-se vários modelos, de entre os quais o mais divulgado é o devido a Bjorken [BJO83]. O modelo de Bjorken é um modelo hidrodinâmico, em que é admitida a existência de transparência quando dois núcleos colidem a energias ultrarelativistas. Os dois núcleos, contraídos longitudinalmente do factor γ de Lorentz, atravessam-se criando após a colisão três regiões distintas do ponto de vista de densidade bariónica: duas regiões de fragmentação (do projectil e do alvo), que contêm a quase totalidade dos bariões, e uma região central de densidade bariónica quase nula (figura 1.4). Na região central é criado um plasma que se supõem termalizado ao fim de um intervalo de tempo τ_0 que é em geral tomado como sendo da ordem de 1 fm/c. A energia contida num pequeno intervalo de rapidez Δy desta região é dada por

$$E = N \frac{d \langle E \rangle}{dy} \Delta y ,$$

em que N é o número de partículas, e $\langle E \rangle$ a sua energia média. A densidade de energia é obtida dividindo E pelo volume de plasma $\Delta V = \tau_0 \Delta y A_\perp$, onde $A_\perp$ é a área transversa da fatia,

$$\epsilon = N \frac{d \langle E \rangle}{dy} \frac{1}{\tau_0 A_\perp} .$$

Considerando que na região central os momentos longitudinais são pequenos ($y \approx 0$), a energia média por partícula pode ser aproximada pela massa transversa média $\langle m_T \rangle$ ($m_T^2 = P_T^2 + m^2$) obtendo-se

$$\epsilon = \frac{\langle m_T \rangle}{\tau_0 A_\perp} \frac{dN}{dy}.$$

Uma forma alternativa de escrever esta expressão é a de tomar a energia transversa por unidade de pseudorapidez ficando

$$\epsilon = \frac{1}{\tau_0 A_\perp} \frac{dE_T}{d\eta}.$$

Utilizando esta última fórmula obtêm-se para experiências realizadas no CERN com feixes de ^{16}O e ^{32}S densidades de energia superiores a 3 GeV/fm^3 [FAB88], [SCH88].

Após a colisão, a evolução do sistema na região central pode ser descrita através de modelos hidrodinâmicos, pois o livre percurso médio λ das partículas criadas é muito menor que as dimensões típicas do sistema. De facto estima-se [CLE86] que $\lambda \approx 0.2 \text{ fm}$ para os quarks do plasma, enquanto que por exemplo, as dimensões do sistema medidas por interferometria de píões são da ordem de alguns fermi (ver §1.4.5). A descrição da evolução longitudinal do sistema no centro de massa da colisão pode ser feita com a ajuda de um diagrama de Minkowski no plano (z, t) , onde se toma z alinhado segundo o eixo da colisão (figura 1.5).

Se fizermos a hipótese de Bjorken [BJO83] de que existe invariância longitudinal num *boost* de Lorentz (hipótese apoiada no patamar observado na distribuição dN/dy de mesões em colisões p-p [ALP81]) então as variáveis físicas como a densidade de energia, pressão, etc., não dependem da rapidez $y = 1/2 \cdot \ln[(t+z)/(t-z)]$, mas apenas do tempo próprio $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$. As linhas que limitam os vários estágios de evolução no diagrama espaço-temporal após a colisão são assim hipérboles de tempo próprio constante [BJO83], [BAY83], [BLA87].

Para $t < 0$ os dois núcleos aproximam-se um do outro a velocidades ultrarelativistas, sofrendo a contracção de Lorentz, que faz com que o comprimento longitudinal aparente seja igual a $2R/\gamma$. Para $t = z = 0$ dá-se a colisão, sendo produzidos na região central um grande número de quantas. após um certo intervalo de tempo as partículas produzidas começam a interagir entre si, sendo atingida a termalização do plasma no instante $\tau_0 \approx 1 \text{ fm}/c$. Supondo que o plasma se comporta como um fluido ideal, e se dá uma expansão longitudinal isentrópica [CLE86] obtém-se para a densidade de entropia

$$s(\tau)\tau = s(\tau_0)\tau_0.$$

Dado que $s \sim T^3$ então a variação de temperatura no plasma vem dada (no modelo mais simples) por

$$T = T_0 \left(\frac{\tau_0}{\tau} \right)^{1/3}.$$

Quando a temperatura atinge o valor crítico T_c dá-se a hadronização passando o sistema a ser constituído por um gás de mesões (essencialmente píões e kaões). Por sua vez este gás continua a expandir-se, diminuindo a sua densidade e aumentando livre percurso médio. Quando a probabilidade de duas partículas interagirem se torna suficientemente pequena, dá o processo designado por "freeze out", i.e. as partículas passam a comportar-se como livres.

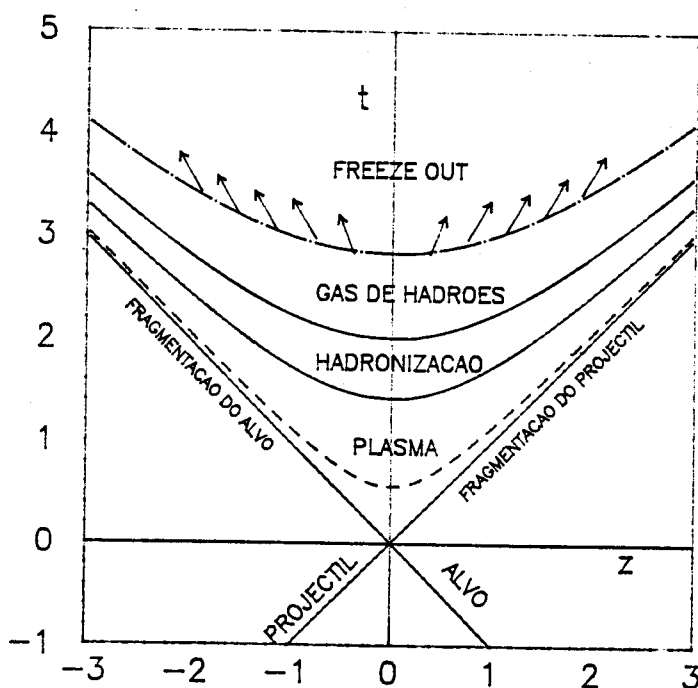


Figura 1.5: Diagrama espaço-temporal representando os vários estágios de uma colisão central

1.3 Resultados de QCD na rede

Como já referimos algumas das indicações sobre a possibilidade de existência do QGP provêm de cálculos de QCD na rede. Alguns dos resultados mais significativos são aqui lembrados.

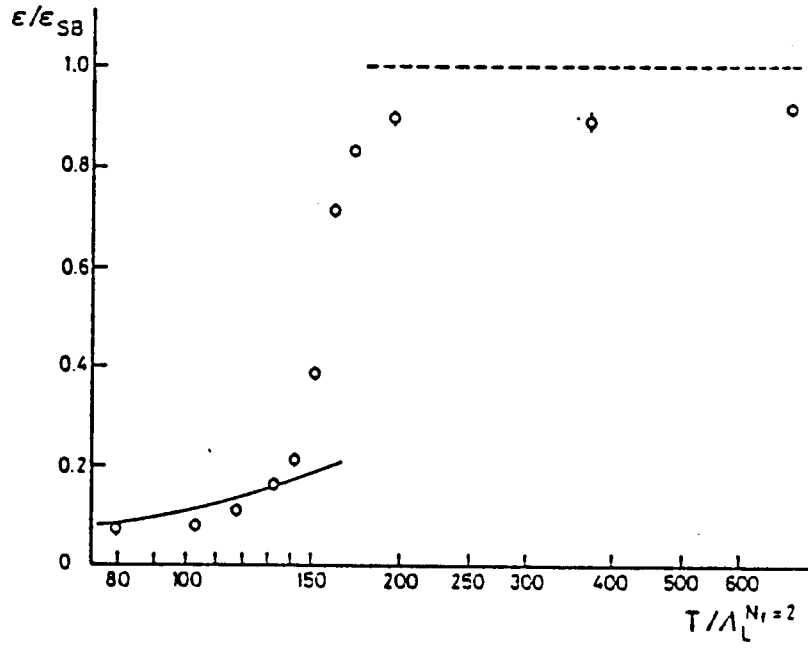


Figura 1.6: Densidade de energia dada por cálculos de QCD na rede com quarks dinâmicos, numa rede de $8^3 \times 3$, ref. [CEL85]. A linha a cheio corresponde a um gás ideal de mesões (π , ρ , ω)

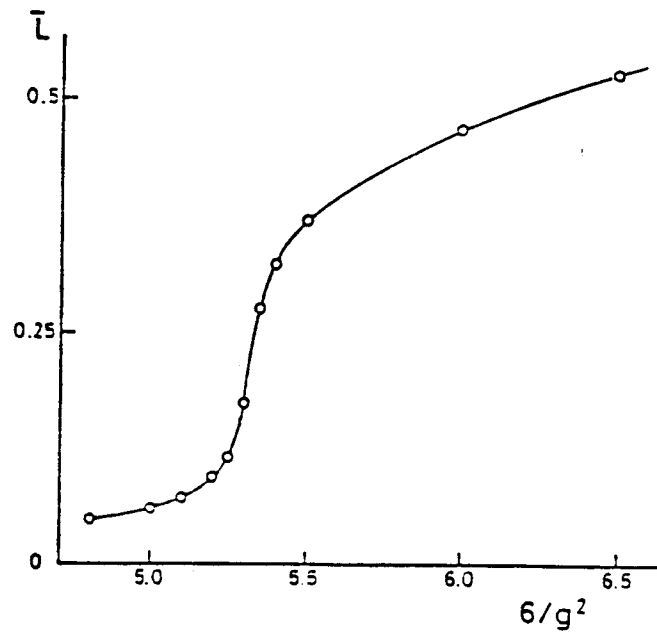


Figura 1.7: O parâmetro de ordem $\langle L \rangle$ (ciclo de Polyakov), dado por cálculos de QCD numa rede de $8^3 \times 3$, ref. [CEL85].

Na figura 1.6 é mostrada a densidade de energia obtida para um sistema de quarks e glúons, baseado num cálculo na rede com $8^3 \times 3$ posições [CEL85]. O valor da densidade ϵ vem normalizado ao valor limite do gás ideal sem interacções.

A altas temperaturas o sistema comporta-se essencialmente como um gás de quarks e glúons sem interacção. Aproximadamente para $T = 150\Lambda_L$ (onde Λ_L é um parâmetro relacionado com o espaçamento da rede) há uma queda de ϵ e abaixo desta temperatura o sistema comporta-se como um gás de mesões.

Para assegurar que a variação no comportamento de ϵ é devida a uma transição devido a desconfinamento, é necessário analisar o correspondente parâmetro de ordem. No caso da QCD na rede esse parâmetro é o valor médio do ciclo de Polyakov [CLE86], [SAT85], que mede o conteúdo em energia livre F de um quark estático [MCL81], [KUT81]

$$\langle L \rangle \sim e^{-F/T}.$$

No regime de confinamento $F = \infty$ e portanto $\langle L \rangle = 0$. Uma vez que a blindagem de cor se torne efectiva F torna-se finito e $\langle L \rangle$ deixa de ser zero. Na figura 1.7 vemos o resultado do cálculo para uma rede de $8^3 \times 3$ [CEL85], onde se confirma que o resultado da variação busca em ϵ é devida a uma transição de desconfinamento (note-se que $6/g^2 \approx 5.3$ corresponde a $T/\Lambda_L \approx 150$).

1.4 Sinais do Plasma de Quarks e Glúons

Se após uma colisão núcleo-núcleo houver lugar à formação de QGP quais serão os sinais da sua existência? Esta é uma pergunta fundamental na detecção de qualquer novo fenómeno. Vamos apresentar um conjunto de possíveis assinaturas do QGP que puderam ser exploradas experimentalmente. Resultados já existentes sobre cada uma das assinaturas serão também apresentados.

1.4.1 Produção de estranheza

Foi sugerido [RAF82] que um aumento de estranheza em colisões hadrónicas a muito alta energia podia ser tomado como uma assinatura do QGP. Num QGP os glúons serão produzidos em grande abundância, podendo pares quark-antiquark ser criados através de fusão de glúons. Neste processo os pares $s\bar{s}$ seriam produzidos mais frequentemente que

em colisões nucleão-nucleão, porque o acoplamento dos glúons com os quarks u , d e s é o mesmo e o facto da massa do quark s ser superior teria pouca importância dada a elevada energia disponível. Uma vez criados, os pares $s\bar{s}$ deverão ter uma existência estável no plasma, pois como o tempo de vida deste é muito curto para que as interações fracas sejam importantes, a estranheza só poderá ser destruída através de aniquilação $s\bar{s}$. Dado que este processo não é muito provável, a não ser quando é abundante a quantidade de quarks estranhos, um aumento na produção de estranheza poderia ser considerado com um bom sinal.

Por outro lado, num ambiente rico em quarks u e d o princípio de Pauli irá favorecer a produção de pares $s\bar{s}$ sobre a de $u\bar{u}$ e $d\bar{d}$.

Introduzindo o potencial químico dos quarks u e d [CLE86]

$$\mu = \mu_u = \mu_d = -\mu_{\bar{u}} = -\mu_{\bar{d}} = \frac{1}{3}\mu_B$$

e admitindo a termalização do plasma, o número de antiquarks ligeiros ($\bar{u}$ e $\bar{d}$) e de antiquarks estranhos existentes no volume V à temperatura $T = 1/K\beta$, é dado por [PIR88]

$$N_{\bar{q}} = N_{\bar{u}} + N_{\bar{d}} = 12V \int d^3p (e^{\beta(E+\mu)} + 1)^{-1} \approx \frac{12}{\pi^2} V T^3 e^{-\beta\mu} ,$$

(onde se tomou $m_{\bar{u}} = m_{\bar{d}} \approx 0$) e

$$N_{\bar{s}} = 6V \int d^3p (e^{\beta E} + 1)^{-1} \approx \frac{6V}{\sqrt{2}} \left(\frac{T \cdot m_s}{\pi} \right)^{3/2} e^{-\beta m_s} ,$$

sendo o potencial químico do quark estranho $\mu_s = \mu_{\bar{s}} = 0$, uma vez que a matéria nuclear tem estranheza zero.

A razão entre antiquarks estranhos e não estranhos vem assim igual a

$$N_{\bar{s}}/N_{\bar{q}} = \frac{1}{3} e^{-\beta(\mu - m_s)} ,$$

Tomando $T = 200 \text{ MeV}$ e $m_s = 200 \text{ MeV}$ obtém-se para um meio rico em bárions (por exemplo, a região de fragmentação)

$$N_{\bar{s}}/N_{\bar{q}} = \frac{1}{2} , \quad \mu = 300 \text{ MeV}$$

e numa região pobre em bárions

$$N_{\bar{s}}/N_{\bar{q}} = \frac{1}{8} , \quad \mu = 0 .$$

Em colisões próton-próton os valores habituais para a razão $N_{\bar{s}}/N_{\bar{q}}$ são da ordem de 1/20, portanto muito diferentes dos obtidos. A abundância de quarks estranhos parece assim ser um sinal promissor na detecção do QGP, sobretudo nas regiões de fragmentação. Contudo, do ponto de vista experimental estas são as regiões mais difíceis de sondar, pelo que muitos dos resultados experimentais dizem respeito à região central.

A questão que em seguida se põe é a de saber como procurar o aumento de estranheza. Uma forma de o fazer é estudar a variação de razões de partículas estranhas em relação a não estranhas. Um exemplo pode ser o das razões K/π ou Λ/π . No entanto, foi sugerido [JAC87] que pode ser mais vantajoso estudar a variação de razões de antihiperões por antiprotões ($\bar{\Lambda}/\bar{p}$), pois os K e Λ podem ser produzidos em colisões secundárias do tipo $\pi N \rightarrow \Lambda K + X$ ou $\bar{K} N \rightarrow \Lambda + X$, que constituem um fundo à produção de estranheza no plasma. Por outro lado, alguns modelos hidrodinâmicos [KOC86], [MUL87] prevêm que não se verificará um aumento significativo da multiplicidade de kaões, ao contrário do que é previsto para os antibariões estranhos. Dentro do quadro destes modelos [MAT86] outros autores concluíram que embora um aumento de um factor de 3 na razão K/π em relação a colisões pp seja de esperar no caso de formação inicial de um plasma, esse valor é inferior ao esperado no caso de um gás de hádrões em equilíbrio, pelo que não poderia ser considerado com um sinal do QGP.

Dos resultados experimentais sobre produção de estranheza destacamos os das experiências E802/BNL, NA35/CERN e WA85/CERN.

A experiência E802 mediu as razões K^+/π^+ e K^-/π^- em colisões de sílicio-ouro a 14.5 GeV/nucleão [VIC89]. As razões integradas em P_T são

	K^+/π^+	K^-/π^-
Si+Au	0.24 ± 0.05	0.04 ± 0.02
p+p	0.07 ± 0.02	0.04 ± 0.02

e mostram um aumento da razão K^+/π^+ em Si+Au relativamente a p+p. Os resultados das razões em função de P_T mostram um aumento com P_T , reflectindo apenas em parte o "scaling" em m_T . O efeito é mais pronunciado para K^+/π^+ do que para K^-/π^- (figura 1.8).

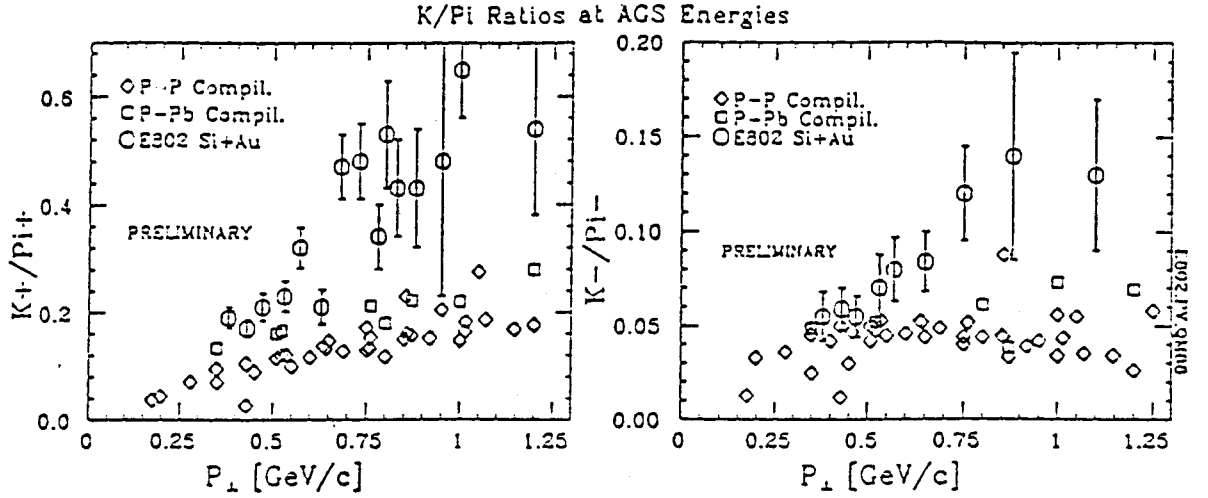


Figura 1.8: Razões K/π em função de $P_{\perp}$ em colisões Si+Au a 14.5 GeV/nucleão (experiência E802). Na figura encontra-se igualmente uma compilação de resultados de colisões p+p e p+Pb, ref. [VIC89].

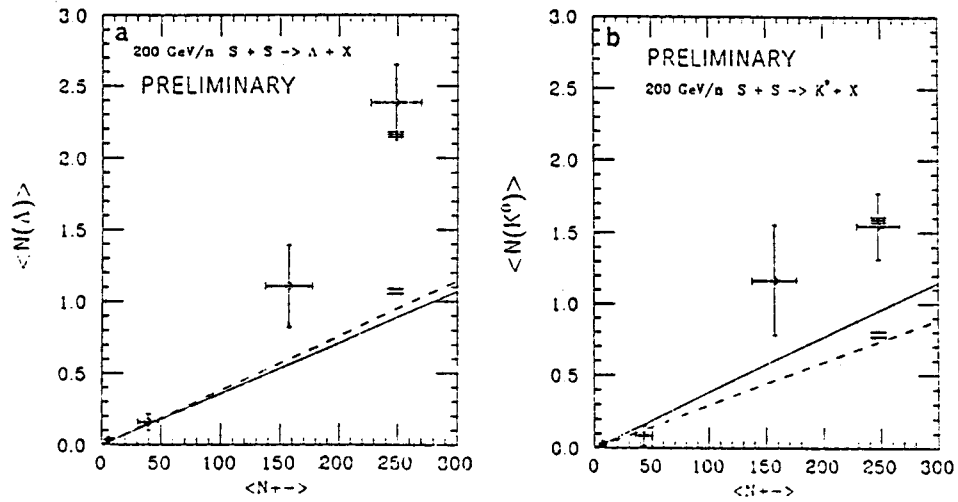


Figura 1.9: Multiplicidades médias para colisões Si+Si a 200 GeV/nucleão de a) Λ b) K^0 , em função da multiplicidade média de partículas carregadas em cada evento. As linhas a cheio são as previsões do modelo de Lund Fritiof e as linhas a tracejado a previsão de um modelo de colisões nucleão-nucleão independentes, ref. [HAR89].

NA35 estudou a produção de K_s^0 , Λ e $\bar{\Lambda}$ em colisões oxigénio-ouro e protão-ouro a 60 e 200 GeV/nucleão, não tendo sido encontrada evidência de um aumento de produção de partículas estranhas. Também foi estudada a produção de K_s^0 e Λ em interações enxofre-enxofre a 200 GeV/nucleão. Neste caso foi observado um aumento da produção de $\langle N_{K_s^0} \rangle$ e $\langle N_{\Lambda} \rangle$ em colisões centrais relativamente a colisões periféricas [HAR89] (figura 1.9). Para colisões centrais $\langle N_{K_s^0} \rangle$ e $\langle N_{\Lambda} \rangle$ são respectivamente 1.5 e 2.3 vezes maiores que as previsões do modelo de Lund Fritiof.

A experiência WA85 estudou a produção de Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ^- e $\bar{\Xi}^-$ em colisões enxofre-tungsténio a 200 GeV/nucleão [KIN90]. A razão $\bar{\Lambda}/\Lambda$ medida foi de 0.24 ± 0.02 , não apresentando dependência com a multiplicidade do evento. Por outro lado foi medida uma razão $\bar{\Xi}^-/\Xi^- = 0.44 \pm 0.10$, cujo valor é superior ao encontrado em produção hadrónica normal.

Os resultados do programa de aceleração de iões que se encontram disponíveis sobre a produção de estranheza são interessantes, mas não é ainda possível tirar deles qualquer conclusão. Um aumento da estatística existente seria sem dúvida útil.

1.4.2 Momento transverso médio

Alguns autores [VAN82], [SHU86] sugeriram que um rápido aumento de $\langle P_T \rangle$ poderia ser devido à formação do QGP. O valor médio $\langle P_T \rangle$ deverá ser medido em função da densidade de energia ϵ (ou de outra variável a ela proporcional). No caso de se verificar uma transição de fase, o comportamento esperado seria de um aumento de $\langle P_T \rangle$ com ϵ seguido de um patamar e de um novo aumento devido à formação do plasma (figura 1.10). Neste diagrama $\langle P_T \rangle$ representaria o papel da temperatura.

A colaboração JACEE [BUR85] estuda a interação de raios cósmicos de muito alta energia com emulsões nucleares. A experiência observou alguns eventos em que o momento transverso médio dos secundários é significativamente superior ao observado em colisões a mais baixa energia. Na figura 1.11 [TAK87] encontra-se o $\langle P_T \rangle$ em função da densidade de energia, estimada a partir da fórmula de Bjorken

$$\epsilon = \frac{3}{2} \frac{\sqrt{P_T^2 + m_\pi^2}}{2\pi A_{min}^{2/3}} \frac{dN_{ch}}{dy} .$$

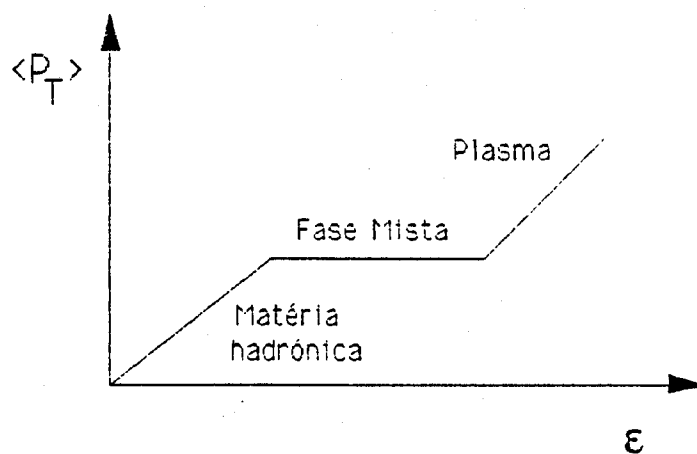


Figura 1.10: Possível dependência de $\langle P_T \rangle$ em função da densidade de energia ϵ

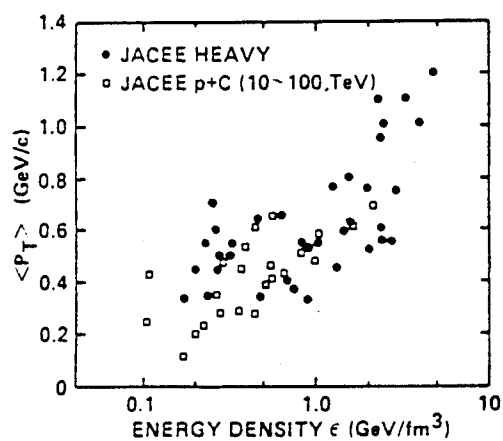


Figura 1.11: Dependência de $\langle P_T \rangle$ em função da densidade de energia ϵ medida pela colaboração JACEE, ref. [TAK87].

Podemos observar que após uma subida do $\langle P_T \rangle$ se atinge uma espécie de patamar (notar a escala logaritmica em abcissas). Para valores de $\epsilon > 2 \text{ GeV/fm}^3$ observa-se um crescimento de $\langle P_T \rangle$ e alguns eventos apresentam valores superiores a 1 GeV/c . Este é um valor elevado se nos lembrarmos que a maioria das partículas secundárias são píões, e que o seu $\langle P_T \rangle$ para interacções hadrónicas normais é de aproximadamente 0.35 GeV/c .

A experiência E-735 (Fermilab) apresentou a variação de $\langle P_T \rangle$ com a multiplicidade de partículas por unidade de pseudorapidez $dN_c/d\eta$, para colisões próton-antipróton a $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ (figura 1.12) [LIN89]. Nesta experiência também é observado um aumento em $\langle P_T \rangle$ após uma espécie de patamar. Este é um resultado muito interessante não obstante o facto das barras de erro dos referidos pontos ser ainda bastante grande.

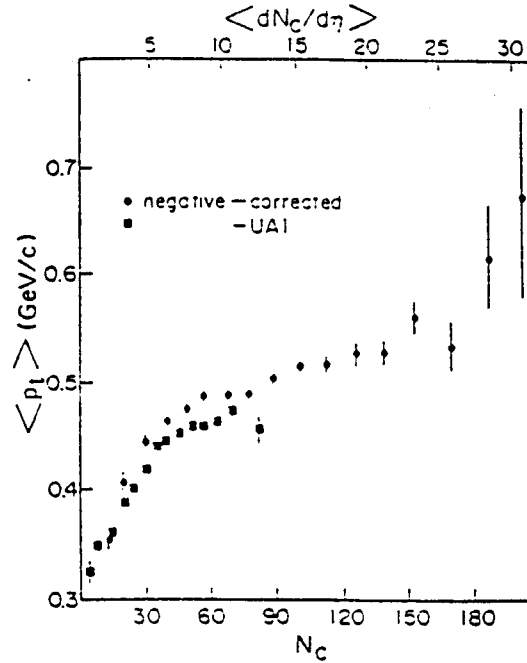


Figura 1.12: $\langle P_T \rangle$ em função da multiplicidade de partículas por unidade de pseudorapidez, em colisões $p + \bar{p}$ e $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$, colaboração E-735/Fermilab, ref. [LIN89].

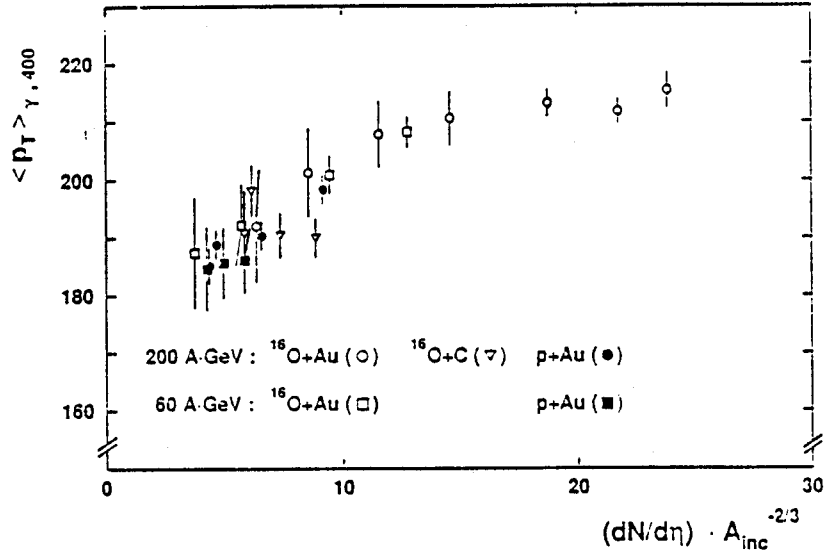


Figura 1.13: $\langle P_T \rangle$ em função da "densidade de entropia" $dN/d\eta \cdot A_{inc}^{-2/3}$ em colisões de iões pesados (experiência WA80/CERN, ref. [ALB88]).

As experiências de iões pesados apresentam igualmente resultados da variação de $\langle P_T \rangle$. Na figura 1.13 encontram-se os dados de WA80/CERN [ALB88], sobre o $\langle P_T \rangle$ de fótons. O $\langle P_T \rangle$ é representado em função da "densidade de entropia" $dN/d\eta \cdot A_{inc}^{-2/3}$, para vários alvos e projectéis. Neste caso é observado um aumento inicial de $\langle P_T \rangle$ seguido de um patamar. Não existe neste caso um aumento de $\langle P_T \rangle$ a seguir ao patamar, o que pode ser uma indicação de que o sistema apenas atingiu uma fase mista entre a hadrónica e a de plasma.

1.4.3 Supressão de ressonâncias

Matsui e Satz [MSA86] previram que num ambiente em que exista um forte campo de cor a formação de ressonâncias como o J/ψ seriam suprimidas. O argumento baseia-se no facto de que para densidades suficientemente elevadas o potencial de ligação entre os quarks $c\bar{c}$ ser blindado pelo campo de cor criado pelo plasma:

$$V_o(r) \rightarrow V(r) = V_o(r)e^{-r/r_D}.$$

Para temperaturas T superiores à temperatura crítica de desconfinamento T_c o raio de Debye r_D torna-se inferior a r_ψ , raio de ligação entre os quarks c e $\bar{c}$. Os quarks deixam de sentir a interacção mútua e desta forma não é possível formar o estado ligado. É de esperar que a taxa de supressão dependa do momento do par $c\bar{c}$ [SAT87]. Este efeito deve-se ao facto de após a formação do par $c\bar{c}$ este levar um certo tempo t_f até que os quarks se afastem de uma distância r_ψ e o estado ligado J/ψ se forme. Durante este período de tempo o par $c\bar{c}$ percorrerá uma distância r_f que, dependendo do momento, poderá ser suficiente para sair da região de desconfinamento. Espera-se então que para momentos elevados a supressão observada seja menor que para momentos baixos.

A experiência NA38 mediu a supressão das ressonâncias J/ψ e ψ' em função da energia transversa E_T depositada no calorímetro, e do momento transverso da ressonância. Na figura 1.14 encontra-se a razão do número de J/ψ pelos eventos de contínuo (tomados na região de massa de 2.7 a 3.5 GeV/c^2), para colisões $O - U$ e $S - U$. Verifica-se que esta razão decresce com E_T , o que mostra uma supressão do J/ψ relativamente ao contínuo para colisões centrais.

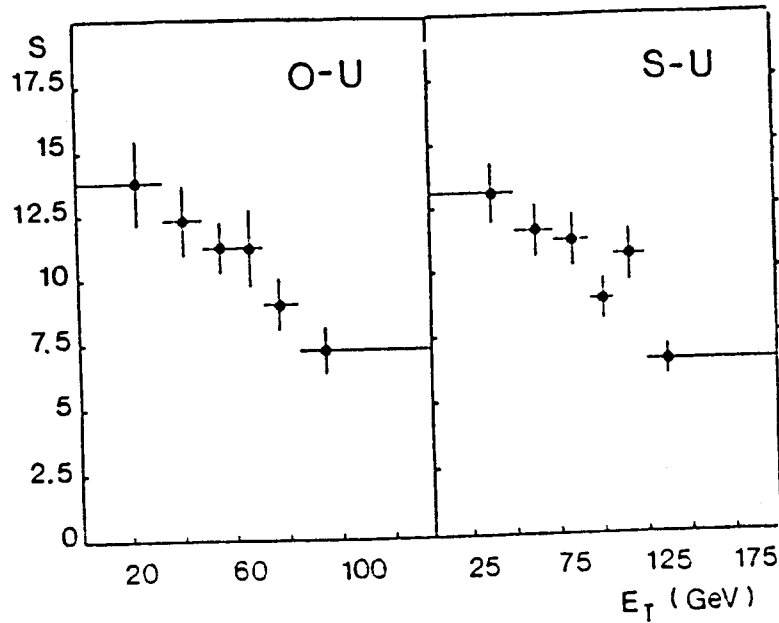


Figura 1.14: Razão do número de J/ψ pelos eventos de contínuo em função de E_T para colisões $O - U$ e $S - U$.

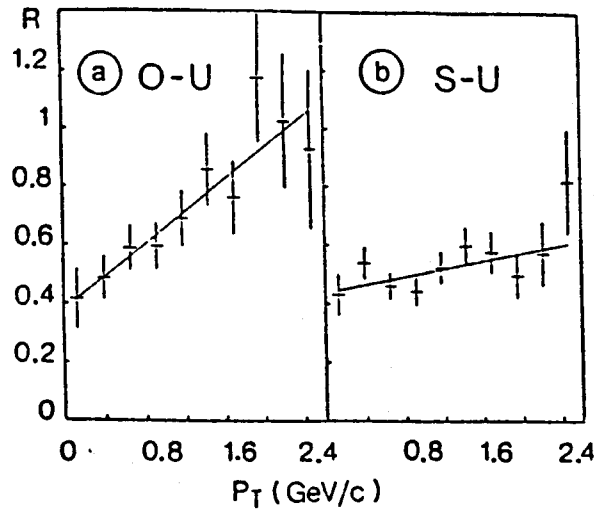


Figura 1.15: Razão das distribuições em P_T do J/ψ para elevado e baixo E_T para colisões $O - U$ e $S - U$. As distribuições são normalizadas ao mesmo número de eventos de contínuo por baixo da ressonância.

Para testar a dependência da supressão em função momento transversal foi efectuada a razão das distribuições em P_T do J/ψ para elevado e baixo E_T , sendo as distribuições normalizadas ao mesmo número de eventos de contínuo por baixo da ressonância. Observa-se (figura 1.15) que esta razão aumenta com P_T sendo inferior à unidade na região de valores de P_T baixos e intermédios. Mostra-se assim que a produção de J/ψ em colisões centrais é suprimida a baixo P_T . Quanto à supressão do ψ' , e dado que as secções eficazes envolvidas são muito menores, a análise encontra-se ainda em curso.

1.4.4 Fótons e léptões directos

A detecção de fótons directos e pares de léptões é bastante interessante pois estas sondas podem fornecer-nos informação sobre os instantes iniciais após a colisão, quando eventualmente se forma o plasma de quarks e glúons. Uma vez que tanto os fótons como os pares de léptões apenas interactivam electromagneticamente, podem escapar do interior da bola de fogo sem sofrerem novas interacções, guardando assim "memória" das condições em que foram criados. Os fótons directos têm pois sido propostos como uma assinatura do

QGP [HWA85], [RAH87]. No QGP os fótons directos são produzidos em interacções entre quarks e glúões [NEU89](figura 1.16), e os dileptões por aniquilação $q\bar{q}$. A diferença deste último processo em relação ao processo de Drell-Yan [DRE70] encontra-se no facto de que os quarks apresentarem distribuições de impulsão governadas pelo equilíbrio termodinâmico.

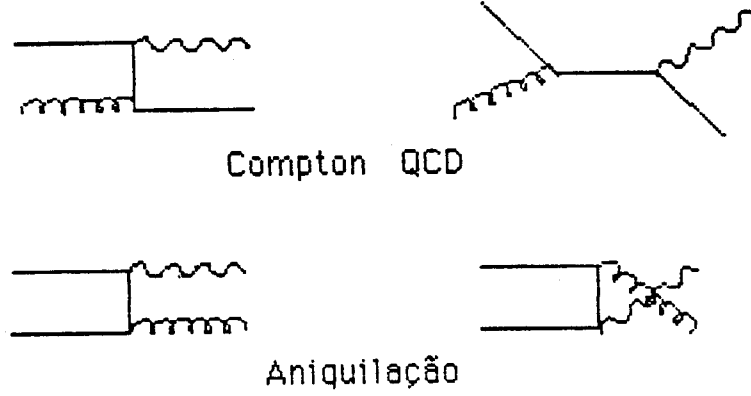


Figura 1.16: Diagramas de Feynman, em primeira ordem, para a produção de fótons no plasma de quarks e glúões

Uma análise detalhada da taxa de produção foi efectuada por McLerran et al. [MCL85] no quadro da QCD perturbativa. Desta análise conclui-se que para massas transversas do fóton (ou dileptão) grandes comparadas com a temperatura, a massa transversa e a rapidez deste estão fortemente correlacionadas com a rapidez do plasma de onde são emitidos e com a temperatura no momento da emissão

$$y_{\text{fotao}} \sim y_{\text{plasma}} ,$$

$$m_T \sim \left(\frac{2}{v_s^2} + \frac{1}{2} \right) T ,$$

onde v_s é a velocidade do som no plasma. Para um fluido ideal $v_s = 1/\sqrt{3}$ donde

$$m_T \sim 6.5T .$$

A taxa de emissão de fótons e dileptões é muito sensível à temperatura máxima atingida e à velocidade do som matéria hadrónica. Devido a estas incertezas a taxa de emissão pode variar de 3 ordens de grandeza, prevendo-se que podia ser de $1 - 10^4$ vezes a taxa de produção de Drell-Yan na região de 0.6 a 3 GeV. A forma da distribuição dos dileptões térmicos é também muito diferente da distribuição de Drell-Yan, apresentado apenas uma

dependência em potência de m_T , se o plasma atingir uma temperatura suficientemente elevada [MCL84]

$$\frac{dN}{dM^2 dy d^2 p_T} \sim m_T^{-2/v_s^2}.$$

Em consequência, a massa e o momento transversal do dileptão devem de ser fortemente correlacionados.

Experimentalmente a identificação de fótons directos (reais) é muito delicada devido ao grande fundo existente, proveniente do decaimento de π^0 , η em γ

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

Em princípio seria possível distinguir os fótons directos dos γ provenientes de decaimento, através de reconstrução da massa invariante. No entanto quando o número de fótons detectados é da ordem de 100 (ou mais) essa identificação torna-se difícil de fazer. Alguns autores [CLE83] prevêem no entanto que a taxa de produção de fótons directos seja elevada, atingindo-se razões $n_\gamma/n_\pi \approx 0.2$ em colisões de núcleos muito pesados.

As experiências NA34 e WA80 estudaram a produção de fótons em colisões de iões pesados [AKE89], [ALB87]. Dos resultados disponíveis conclui-se que estes são compatíveis com a produção devida às fontes hadrónicas conhecidas, não existindo evidência da detecção de fótons directos.

Recentemente foram apresentados cálculos sobre a produção de dimuões térmicos [SAT90], em que se obtém uma taxa de produção inferior à do mecanismo de Drell-Yan, para massas superiores a $2 \text{ GeV}/c^2$. O resultado mais surpreendente é contudo, o que mostra poder ser o aumento de dileptões térmicos um sinal para a ausência do QGP. De facto para uma dada densidade de energia um QGP será mais frio que um gás de piões, devido ao calor latente fornecido na transição de fase.

1.4.5 Interferometria de piões

A interferometria de piões constitui uma técnica a partir da qual se pode tirar informação sobre as dimensões espaço-temporais da bola de fogo [GOL60], [KOP74]. Na verdade, a probabilidade de detecção simultânea de bosões idênticos vem aumentada quando estes apresentam momentos quase iguais, devido ao requerimento de simetria das suas funções de onda.

A função estudada é o chamado coeficiente de correlação C_2 definido por:

$$C_2(p_1, p_2) = \frac{\rho_2(p_1, p_2)}{\rho_1(p_1)\rho_1(p_2)},$$

onde ρ_2 é a probabilidade de observar dois bosões idênticos de quadrimomentos p_1, p_2 e ρ_1 é a probabilidade de observar um só bosão. A ideia é dispormos de uma razão em que o numerador depende da correlação entre bosões, enquanto que o denominador não depende.

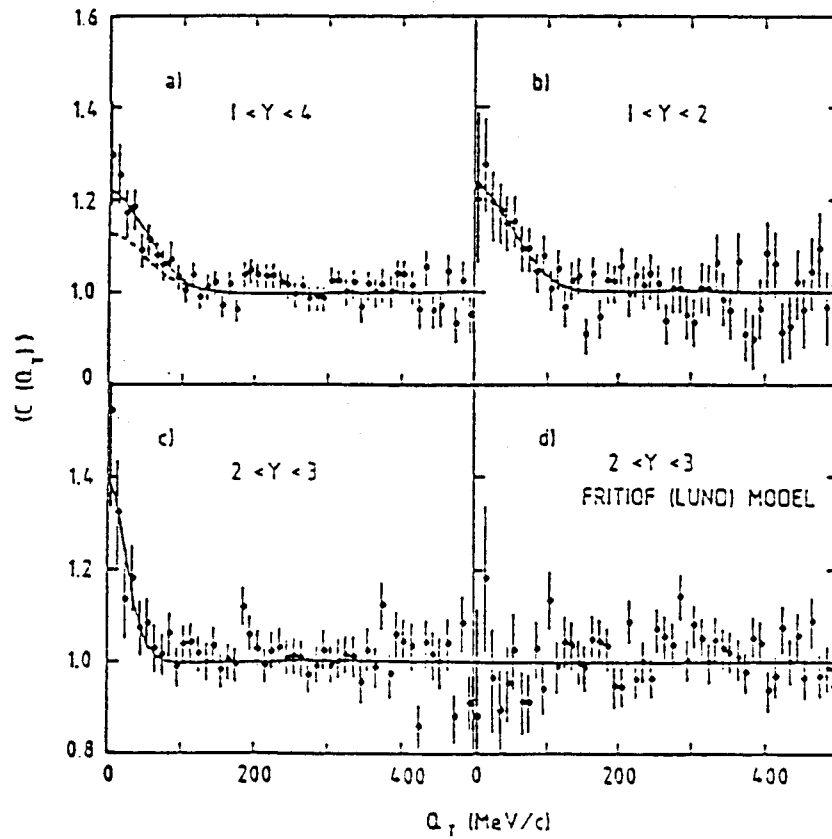


Figura 1.17: Função de correlação $C(Q)$ projectada no eixo Q_T (requerendo-se que $Q_L < 100$ MeV/c) para diferentes intervalos de rapidez. O ajuste gaussiano é mostrado em cada caso (linha a cheio). São igualmente apresentadas as previsões do modelo de Lund/Fritiof.

A probabilidade ρ_2 é dada a partir do número de pares de píões idênticos com momentos p_1 e p_2 . Quanto a ρ_1 é na prática difícil de calcular, pelo que se usa em alternativa a probabilidade $\rho_0(p_1, p_2)$ de observar 2 bosões não correlacionados. Existe mais do que uma forma de calcular ρ_0 . Por exemplo, uma forma é a de considerar o número de pares de

piões de sinal oposto em cada evento. Outra forma será a de formar pares de piões em que cada elemento do par é retirado de um evento diferente.

A curva experimentalmente obtida para o coeficiente de correlação C_2 pode ser ajustada por várias funções, dependendo do modelo da fonte emissora. O modelo mais simples é aquele em que se considera uma fonte estática com distribuição gaussiana [YAN78], existindo modelos mais elaborados como o de Kolehmainen e Gyulassy [KOL78], que dão conta de uma forma mais realista da dinâmica da colisão a altas energias .

Tomando o modelo gaussiano obtém-se a seguinte expressão

$$C_2 = A(1 + \lambda e^{-\frac{Q_T^2 R_T^2}{2}} e^{-\frac{Q_L^2 R_L^2}{2}}) ,$$

onde R_T , R_L são os raios transversos e longitudinal da fonte, λ o parâmetro de caos, A uma constante de normalização e Q_T , Q_L as diferenças de momento definidas como

$$Q_T = ||\vec{P}_{1T}| - |\vec{P}_{2T}|| \quad , \quad Q_L = ||\vec{P}_{1L}| - |\vec{P}_{2L}|| .$$

O parâmetro λ toma valores entre 0 e 1. O valor $\lambda = 0$ corresponde a uma emissão coerente de piões, enquanto que $\lambda = 1$ corresponde a uma emissão totalmente caótica.

NA35 estudou a interferometria de π^- na reacção O+Au a 200 GeV/nucleão. O coeficiente de correlação foi medido em função de Q_T e Q_L . Na figura 1.17 encontram-se os resultados para 3 intervalos de rapidez no laboratório, bem como a previsão do modelo de Lund Fritiof. A projecção em Q_T foi feita impondo a condição $Q_L < 100$ MeV/c. Os resultados obtidos com o ajuste gaussiano encontram-se na tabela 1.1. É de notar o facto dos valores R_T , R_L e λ no intervalo $2 < y < 3$ serem cerca de 2 vezes superiores aos verificados nos outros intervalos. Se considerarmos a colisão coerente dos 16 nucleões do oxigénio a 200 GeV/nucleão com 50 nucleões em repouso do ouro, então a rapidez do centro de massa deste sistema no referencial do laboratório é $y = 2.5$. Este é um resultado interessante, tanto mais que o valor medido para R_T (~ 8 fm) é bastante maior que o obtido em experiências com feixes de hádrões ou leptões.

y	R_T (fm)	R_L (fm)	λ
$1 < y < 4$	4.1 ± 0.4	$3.1^{+0.7}_{-0.4}$	$0.31^{+0.07}_{-0.03}$
$1 < y < 2$	4.3 ± 0.6	2.6 ± 0.6	$0.34^{+0.09}_{-0.06}$
$2 < y < 3$	8.1 ± 1.6	$5.6^{+1.2}_{-0.8}$	0.77 ± 0.19

Tabela 1.1 : Resultados da colaboração NA35 em interferometria de dois π^- em interacções O+Au a 200 GeV/nucleão.

CAPÍTULO 2

O DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

2.1 Introdução

Entre os anos de 1978 e 1980 projectou-se e construiu-se no CERN um espectrómetro de muões capaz de trabalhar com altas intensidades de feixe e apresentando uma grande resolução para dimuões de massas altas (tipicamente superiores a $3 \text{ GeV}/c^2$). Uma das características neste espectrómetro é o seu grande íman de campo magnético toroidal, que permite que a deflexão dos muões se realize num plano de azimuth constante [COC80], [AND84]. A experiência realizada até ao ano de 1985, e denominada NA10, debruçou-se sobre o estudo da produção hadrónica de pares de muões, pelo processo dito de Drell-Yan. Com o advento do programa de iões pesados no CERN, o espectrómetro de NA10 foi adaptado ao estudo de dimuões de massas baixas, tendo sido completado com novos detectores. A experiência NA38 (herdeira de NA10) tem-se dedicado ao estudo da produção de dimuões associados a grande energia transversa neutra em colisões de iões pesados. Neste capítulo vamos apresentar a descrição do dispositivo experimental de NA38 (fig. 2.1). Este é usualmente separado em dois grandes blocos. O espectrómetro NA10 de muões é basicamente constituído por um grande absorvedor de hadrões, oito câmaras proporcinais multifios, quatro hodoscópios de cintilação e um íman deflector. No segundo bloco encontram-se incluídos os detectores expressamente construídos para NA38, ou seja

o calorímetro electromagnético, os hodoscópios de feixe e o alvo activo.

2.2 O espectrómetro

2.2.1 Os absorvedores de hadrões

A função dos absorvedores em NA38 é a de eliminarem todos os produtos hadrónicos resultantes da colisão (maioritariamente píões e kaões), possibilitando apenas a passagem dos muões para o espectrómetro NA10.

2.2.1.1 O absorvedor principal

O absorvedor principal (fig. 2.1) é constituído por uma parte central cónica em tungsténio com 0.80 m de comprimento seguida de 3.20 m em urânio, onde é absorvido o feixe que não interagiu com os alvos. Em seu torno existe um conjunto de cilindros em carbono de raios crescentes, de modo a cobrirem a região de aceitação angular dos muões. O comprimento de cada cilindro é de 0.4 m. Toda esta parte central é envolvida por um conjunto de blocos de ferro que por sua vez se encontram encerrados numa grande caixa de betão . O comprimento total deste absorvedor é de 4.80 m, representando a parte em carbono 21.7 comprimentos de radiação (L_{rad}) e 10.7 comprimentos de interacção (L_{int}). A escolha do material que constitui os absorvedores teve que obedecer ao seguinte compromisso: A absorção dos produtos hadrónicos deve ser a maior possível para evitar a possibilidade do aparecimento de muões resultantes do decaimento de mesões ; a difusão múltipla (que varia com o a raiz quadrada do número de comprimentos de radiação $\sqrt{L/L_{rad}}$) e a perda de energia dos muões no absorvedor devem de ser mantidas nos valores mais baixos possíveis. Dado que NA38 estuda pares de muões de baixa massa, optou-se pelo absorvedor em carbono na região de aceitação dos muões, tendo-se substituído em relação a NA10 um conjunto de cilindros de ferro, existentes na segunda metade do absorvedor pelos referidos cilindros de carbono.

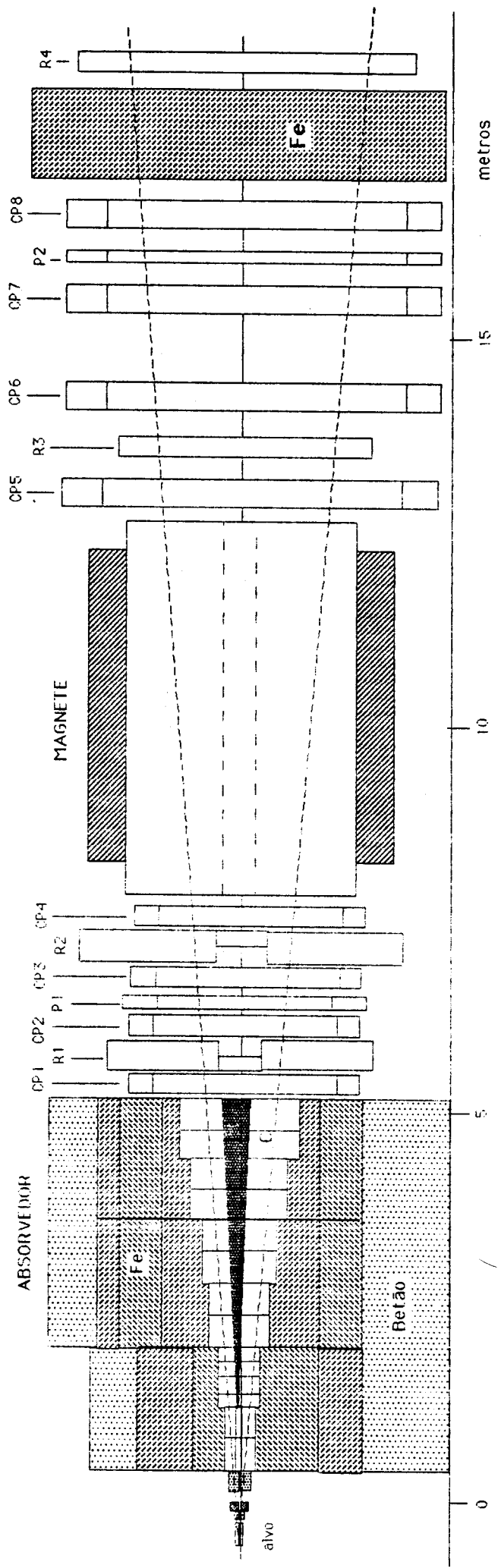


Figura 2.1 : O detector de NA38

Sendo a massa de um dimuão dada aproximadamente por $M^2 \approx 2P_1P_2(1 - \cos\theta)$ (em que P_1, P_2 são os momentos dos muões e θ é o ângulo entre $\vec{P}_1$ e $\vec{P}_2$), verificamos que tanto a difusão múltipla (através da medida do ângulo θ), como a perda de energia (através da medição do momento P), vão influenciar a medida da massa do dimuão. A substituição dos blocos de ferro por blocos de carbono teve portanto em vista o aumento da resolução em massa. A resolução conseguida é de aproximadamente 4.6% na região de massa do J/ψ .

2.2.1.2 O muro de ferro

O absorvedor mais a jusante encontra-se imediatamente antes do último hodoscópio de cintilação (R_4). Este absorvedor é constituído por um bloco de ferro de 1.6 m de espessura. Destina-se a eliminar eventuais hadrões que tenham conseguido atravessar o grande absorvedor descrito acima. Uma consequência deste muro é a de limitar o momento mínimo dos muões capazes de desencadearem um *trigger* ($P_{min} \approx 4. GeV/c$).

2.2.1.3 Os absorvedores de NA38

Aos absorvedores acima descritos e já existentes em NA10, acrescentaram-se mais alguns (fig. 2.2) tendo em conta o facto de ser muito maior com feixes de iões a produção de mesões π e K . A razão sinal/ruído diminui, visto que sendo o *trigger* feito sobre um par $\mu\mu$ a taxa de "eventos sinal" (por ex. Drell-Yan) irá variar com A^1 e a taxa de eventos do fundo deverá variar pelo menos com $A^{4/3}$.

Em primeiro lugar o calorímetro de NA38, construído em chumbo e fibras de plástico, constitui um absorvedor com aproximadamente $0.45 L_{int}$. O espaço livre entre os guias de luz do calorímetro e o absorvedor principal de NA10 foi preenchido com um bloco de carbono de 25.5 cm de comprimento. Finalmente durante a aquisição de dados experimentais com feixes de oxigénio e enxofre, utilizou-se um absorvedor com 10 cm de comprimento, situado entre o alvo e o calorímetro, sendo no primeiro caso constituído por um bloco de carbono e no segundo por um bloco de óxido de berílio.

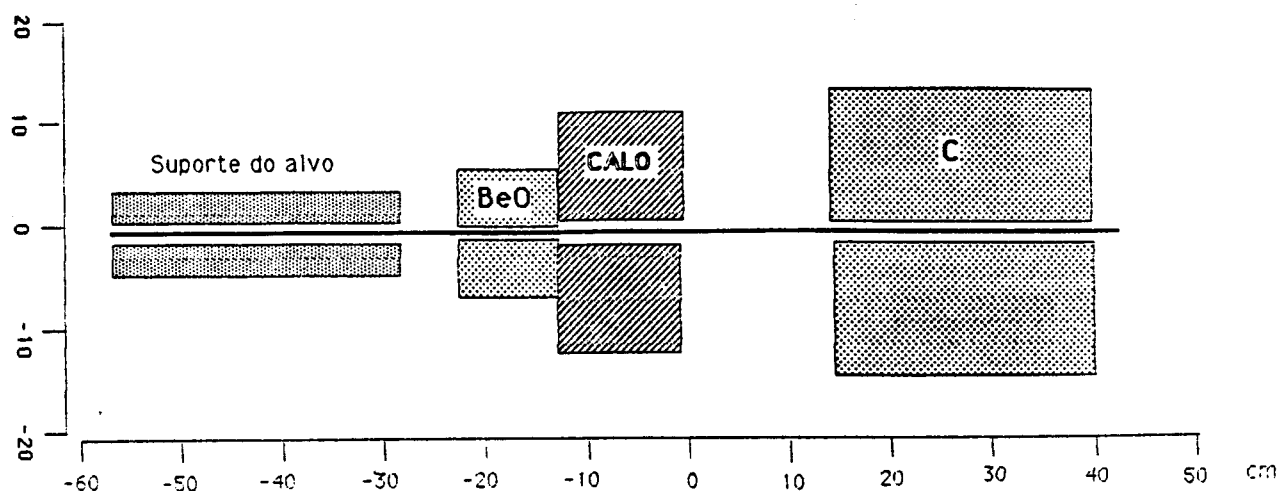


Figura 2.2 : Região próxima do alvo. Os blocos de óxido de berílio, carbono e o calorímetro electromagnético constituem o primeiro conjunto de absorvedores de hadrões.

2.2.3 As câmaras de fios

A medida dos traços dos muões é feita com dois conjuntos de quatro câmaras proporcionais multifios (fig. 2.1), encontrando-se um dos conjuntos a montante do íman e outro a jusante. Estas câmaras apresentam geometria hexagonal, sendo o raio do primeiro conjunto de 1.3 m e do segundo de 2.0 m. Cada câmara é constituída por três planos de fios, rodados entre si de 60° , sendo os fios de um dos planos dispostos horizontalmente (fig. 2.3). A distância entre cada plano e o cátodo é de 6 mm e entre fios de 3 mm. O número total de fios é de aproximadamente 20000.

As câmaras são cheias com uma mistura gasosa de 78.8% de argon, 20.0% de isobutano, 1.0% de álcool isopropílico e 0.2% de freon. A tensão aplicada durante o *burst* é de -2.8 KV, sendo diminuída para -2.4 KV no *inter-burst*. A sua leitura é feita por grupos de 32 fios, ligados a um mesmo pré-amplificador, à saída do qual o sinal tem tipicamente uma amplitude de 30 mV e uma largura de 200 ns. O sinal é então transportado por um cabo de 120 m até às unidades RMH (Receiver Memory Híbrido) [LIN78], onde é discriminado e amplificado, ficando a aguardar a sua eventual leitura pelo sistema de aquisição. O número de módulos RMH existentes é de 660, sendo organizados em 8 ramos (*branches*), 1 por câmara.

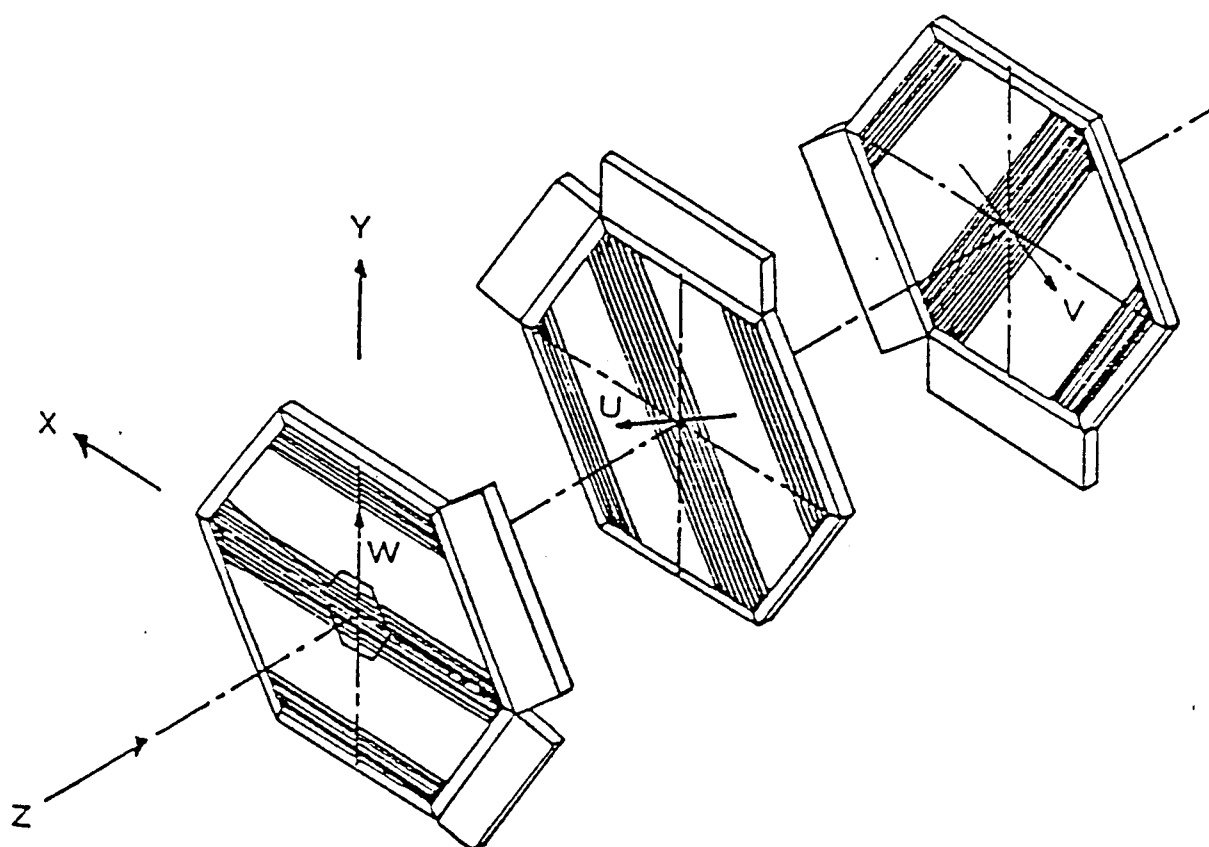


Figura 2.3 : Esquema das camêras de fios

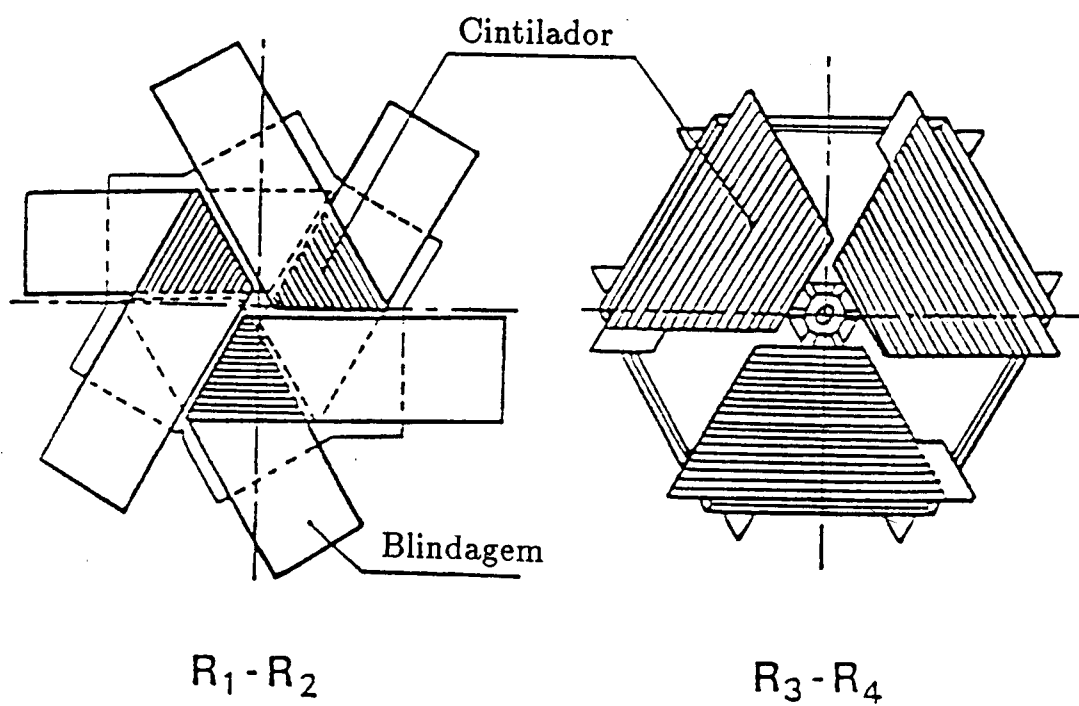


Figura 2.4 : Esquema dos hodoscópios de trigger

2.2.4 Os hodoscópios de Trigger

O *trigger* da experiência é feito com base na informação fornecida por quatro hodoscópios, colocados dois a montante do íman (R_1 e R_2) e dois a jusante (R_3 e R_4). Cada hodoscópio tem geometria hexagonal e é dividido em 6 sextantes de 32 cintiladores cada um no caso de R_1 , R_2 e R_4 , ou 24 no caso de R_3 , dispostos paralelamente em relação ao bordo do sextante (fig. 2.4). Os cintiladores são do tipo NE110 (Scotland), com 1 cm de espessura. A largura dos cintiladores de R_1 e R_2 é escolhida de forma a que os pares de cintiladores R_1^i e R_2^i em coincidência cubram um mesmo domínio em z , centrado no alvo (fig. 2.5). Isto é conseguido fazendo com que a largura dos cintiladores aumente geometricamente do centro para a periferia do hodoscópio, de acordo com a relação

$$L_n = L_1 \cdot \rho^n ,$$

em que L_1 e L_n são respectivamente a largura do primeiro cintilador ($L_1 = 12.3$ mm para R_2) a contar do centro e do cintilador na posição n , e $\rho = 1.043$. Independentemente da configuração adoptada a homotetia dos dois cintiladores em relação ao alvo mantém-se desde que a razão entre as distâncias z_{R_1} e z_{R_2} seja igual a uma potência n inteira de ρ . Para NA38 houve que fazer uma adaptação deste esquema devido ao facto do centro do alvo ter sido deslocado de 45 cm em relação a NA10. Desta forma a coincidência realizada é $R_1^i * (R_2^i + R_2^{i-1})$. Os cintiladores de R_1 são ligeiramente mais largos que os de R_2 e sobrepõem-se de alguns milímetros de forma a evitar ineficiências devido à difusão múltipla dos traços. A largura dos cintiladores R_3 e R_4 é constante e igual a 5.5 cm. A luz dos cintiladores é recolhida por guias de luz de plástico e conduzida até aos fotomultiplicadores (PM). Os PM's utilizados apresentam ganhos estáveis para taxas entre 10^4 e 10^7 Hz.

Este conjunto de 4 hodoscópios permite estimar o momento transversal (P_T) dos muões a partir da medida do ângulo de deflexão dos traços: R_1 e R_2 determinam o ângulo de produção do muão (desprezando a difusão múltipla nos absorvedores) e a direcção da partícula à entrada do íman; R_3 e R_4 determinam a direcção depois da deflexão no íman. A resolução em P_T é de $0.3 \text{ GeV}/c$ para muões com $P_T < 1.5 \text{ GeV}/c$. A referência em tempo dada pelo *trigger* é determinada pela coincidência $R_1 * R_2$. De forma a minimizar a indefinição temporal introduzida pela diferença do tempo de propagação dos sinais nos dois cintiladores, os sinais de R_1 e R_2 são enviados a um *mean-timer*, de onde sai o sinal de referência do *trigger*.

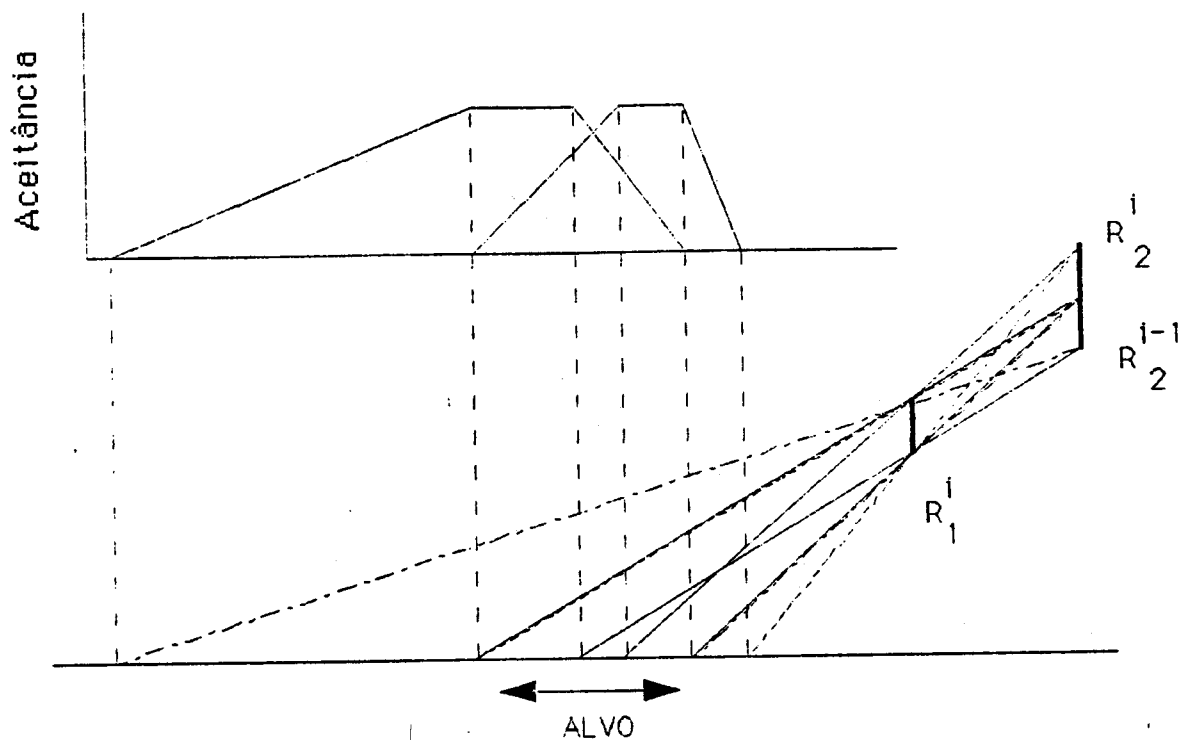


Figura 2.5 : Aceitação no vértice da coincidência $R_1^i * (R_2^i + R_2^{i-1})$.

Além dos hodoscópios R existem ainda dois hodoscópios P , que no entanto nunca foram utilizados no *trigger* de NA38 . Estes hodoscópios apresentam 8 cintiladores por sextante, dispostos radialmente. Inicialmente a sua função seria a de trabalharem em coincidência com os hodoscópios R , em condições em que o fundo fosse muito elevado. Nesta configuração seria introduzido um constrangimento no azimuth do traço, reduzindo os eventos fortuitos. Estes hodoscópios têm sido usados como *trigger* através da coincidência $P_1^i * P_2^i$ em *runs* especiais, destinados a medir as eficiências dos hodoscópios R .

2.2.5 O íman

O íman apresenta geometria hexagonal, e possui um entre-ferro constituído por seis sectores, cobrindo um ângulo de 18° cada um (fig. 2.6). O comprimento do íman é de 4.8 m, e o seu raio é de 2.0 m estando a região útil compreendida entre 0.30 m e 1.54 m. O campo magnético nos sectores em ar é essencialmente toroidal, i.e.

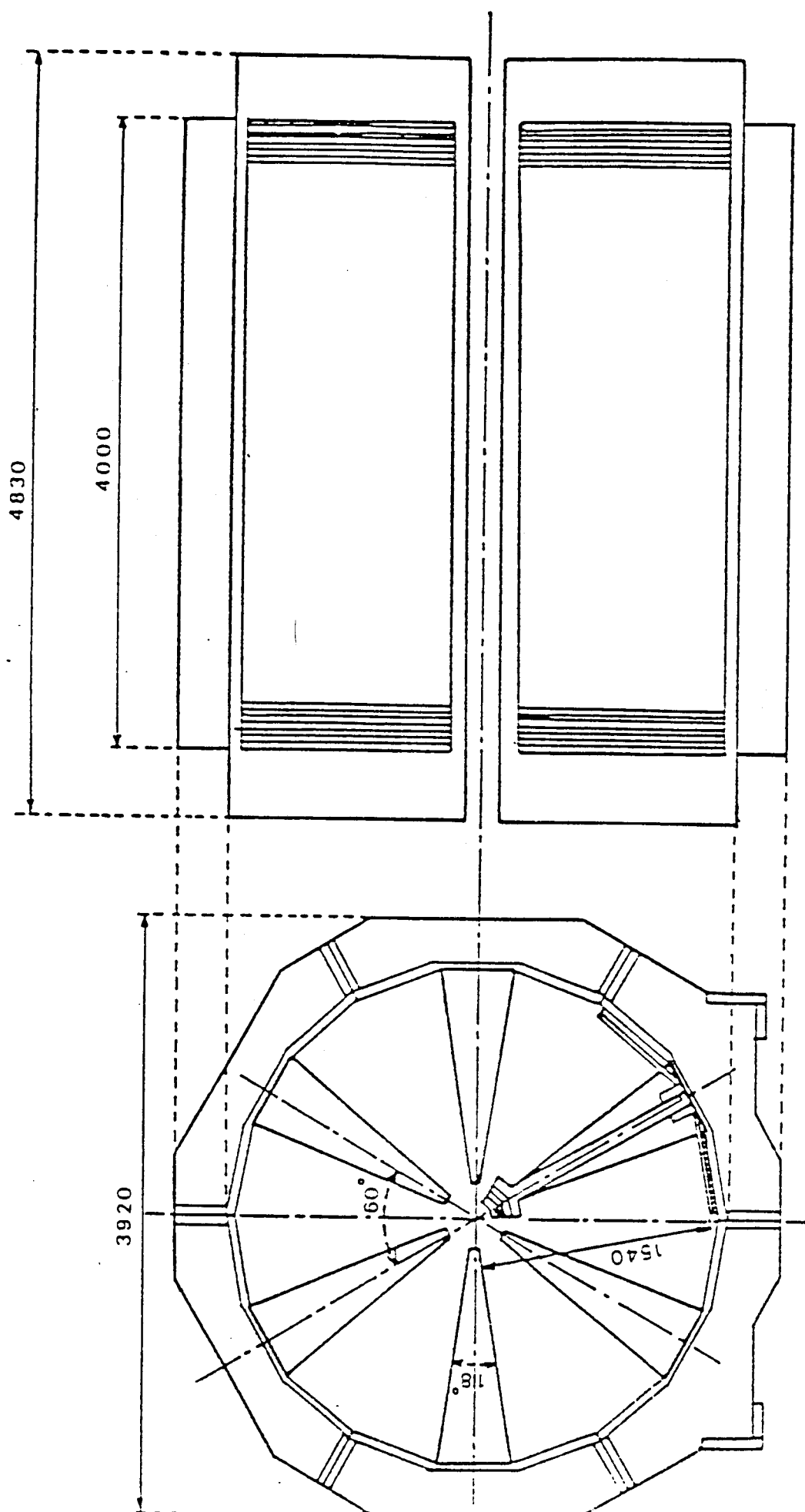


Figura 2.6 : O íman

$$\vec{B} = \frac{B_0}{r} \vec{e}_\phi$$

sendo alto o grau de homogeneidade conseguido. Para uma intensidade de corrente de 4000 A, $B_0 = 0.219 \text{ Tm}$ e o integral $\int \vec{B} \cdot d\vec{l} = 1.2 \text{ Tm}$ para um raio médio $r = 0.75 \text{ m}$. Por razões de economia e de arrefecimento do magnete o seu funcionamento é pulsado, sendo sincronizado com o ciclo de extracção do feixe do acelerador.

A deflexão de traços pelo magnete pode ser vista como se a partícula fosse deflectida ao nível de um "plano médio de deflexão". O ângulo de deflexão é dado por

$$\alpha = b/P_T$$

em que b é uma constante, e P_T é o momento transversal do muão. Uma importante característica de um íman de campo toroidal é o facto da deflexão se realizar num plano de azimuth constante, caso a partícula entre no campo num plano que contenha o eixo de simetria do íman (caso verificado em rigor na ausência de difusão múltipla).

2.3 Os detectores de feixe

2.3.1 O hodoscópio de feixe BH

O hodoscópio de cintilação BH (*beam hodoscope*), tem por missão contar e identificar os iões do feixe, permitindo reconhecer quando dois iões chegam num intervalo de tempo inferior a 20 ns (caso em que diremos que existe um empilhamento de feixe). O BH é constituído por um plano anterior e um posterior, de 16 e 14 cintiladores respectivamente, dispostos horizontalmente (fig. 2.7). As dimensões de cada plano são de $20 \times 62 \text{ mm}$. Os cintiladores (do tipo NE104) têm 1 mm de espessura e a sua largura (aumentando do centro para a periferia) foi escolhida de forma a que o número de iões incidentes em cada um seja aproximadamente constante ($\approx 10\%$ do total). O BH encontra-se a 33 m do alvo, numa região em que o feixe não se encontra focalizado ($\sigma_x = \sigma_y \approx 1 \text{ cm}$), sendo baixas as doses de radiação absorvidas por cada cintilador.

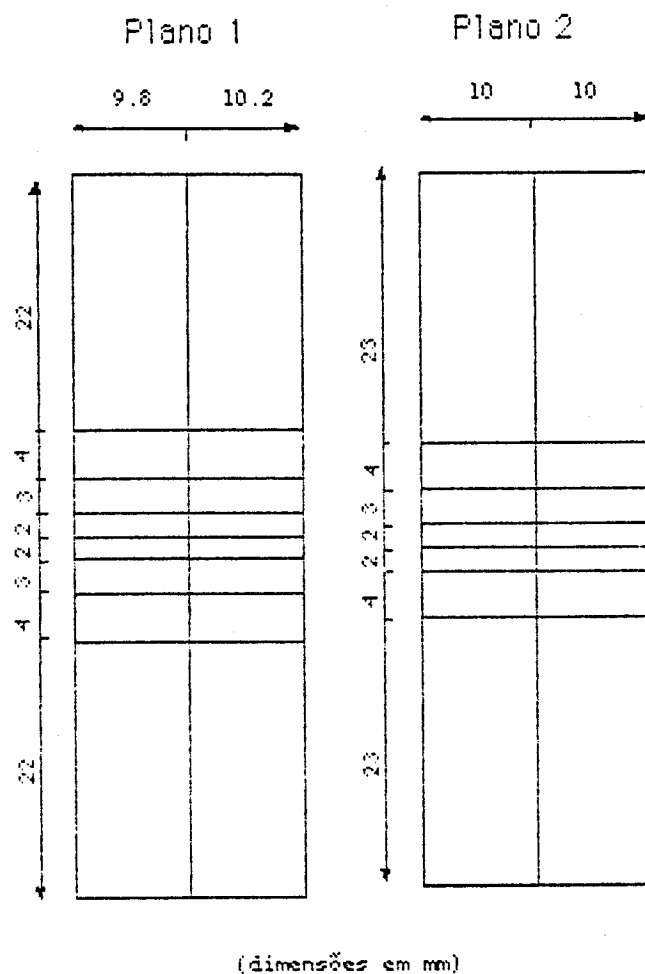


Figura 2.7 : Esquema dos planos do detector de feixe BH (*beam hodoscope*)

As ineficiências devidas a zonas mortas são combatidas com o deslocamento dos cintiladores do segundo plano relativamente ao primeiro. A eficiência de detecção é da ordem de 0.98 a 0.99 [SIN88]. Existe um terceiro plano com apenas um cintilador, que pode ser introduzido ou retirado da linha de feixe por controlo remoto, permitindo a vigilância do feixe quando os outros dois planos não estão activos.

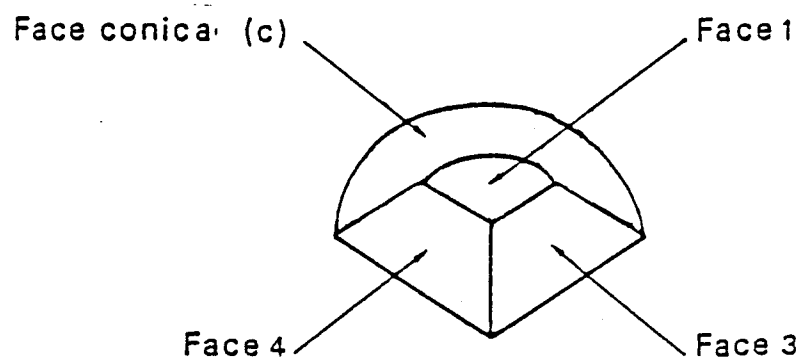
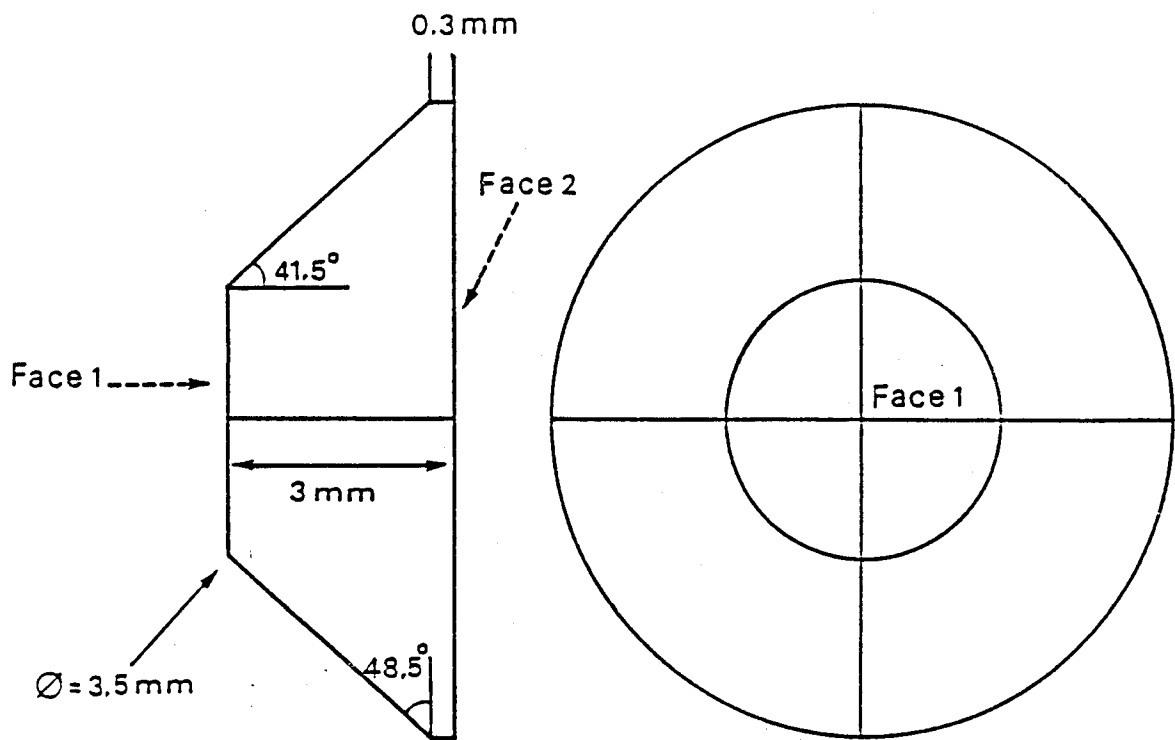


Figura 2.8 : O detector de feixe BI (*beam in*)

2.3.2 O detector de feixe BI

O detector BI (*beam in*) encontra-se imediatamente antes do alvo e tem a forma de um tronco de cone com 3 mm de espessura. A face de entrada tem 3.5 mm de diâmetro e encontra-se segmentada em quadrantes. O BI intercepta 99% do feixe cuja a dispersão transversal medida nesta região é $\sigma_x = \sigma_y \approx 0.5 \text{ mm}$. A luz emitida por efeito Čerenkov depois de uma ou várias reflexões é colectada na face cónica (fig. 2.8) e transportada através de fibras ópticas até aos PM. Nas faces planas de cada elemento do detector é depositada uma película de alumínio de $0.2 \mu\text{m}$ de espessura, e uma película de $0.1 \mu\text{m}$ de quartzo. Consegue-se assim evitar a comunicação entre os vários elementos do detector (*cross-talk*). A percentagem de feixe incidente nas zonas mortas de separação é estimada em 1% [CHA88].

A função do BI é de permitir a verificação da centagem do feixe nos alvos, bem como a de contagem e identificação dos iões (tarefa igualmente desempenhada pelo BH). O facto de se encontrar junto aos alvos, região na qual o feixe é focalizado, faz com que a taxa de radiação recebida por este detector seja muito elevada, inviabilizando a sua construção em material cintilante de plástico. Optou-se então pelo quartzo, que resiste bem à radiação. Não sendo o quartzo um material cintilante, recorreu-se à luz de emissão Čerenkov, como meio de detecção. Algumas das vantagens adicionais deste tipo de detector são:

- O sinal é verdadeiramente proporcional ao quadrado da carga eléctrica da partícula que atravessa o detector (ao contrário dos cintiladores em que uma saturação dos centros emissores conduz a um desvio à lei em Z^2)
- Os impulsos obtidos são extremamente rápidos
- As taxas de contagem podem subir até 10^8 partículas/s

2.3.3 Os telescópios a 90°

Os telescópios a 90° são um conjunto de 3 sistemas de detecção dispostos em torno do alvo, dois colocados horizontalmente e um verticalmente em relação a um observador que olhasse através da linha de feixe. Cada telescópio é formado por 3 cintiladores, colocados em coincidência. A contagem nos telescópios é proporcional ao número de interações, e portanto, à intensidade de feixe. O número de contagens nos telescópios é no entanto 4 ordens de grandeza inferior ao verificado por exemplo no BH, pelo que não existem problemas de saturação com estes detectores, mesmo para muito altas intensidades de feixe.

As contagens nos telescópios são então utilizadas para corrigir os desvios à linearidade verificados no BH a alta intensidade.

Devido ao grande número de neutrões que inundam a região do alvo, estes detectores são protegidos por blocos de parafina (para absorção dos neutrões) e chapas de ferro (para absorção de prótons arrancados à parafina).

2.3.4 Os detectores Čerenkov de piões

O feixe de prótons de 200 GeV/c é obtido por colisão do feixe primário de 450 GeV/c acelerado no SPS, com um alvo de berílio. Desta forma existe no feixe de 200 GeV/c uma certa percentagem de mesões e dada a distância a que se encontra o alvo é essencialmente constituída por piões. É então necessário fazer uma identificação da partícula que vai interaccionar com o alvo experimental, com o fim de rejeitar os eventos produzidos por piões. Os dois detectores utilizados são contadores Čerenkov gasosos de limiar. Estes detectores encontram-se colocados antes do BH, e o elemento activo é hélio a uma pressão de 0.27 bar. O comprimento dos detectores é respectivamente 10 e 20 m.

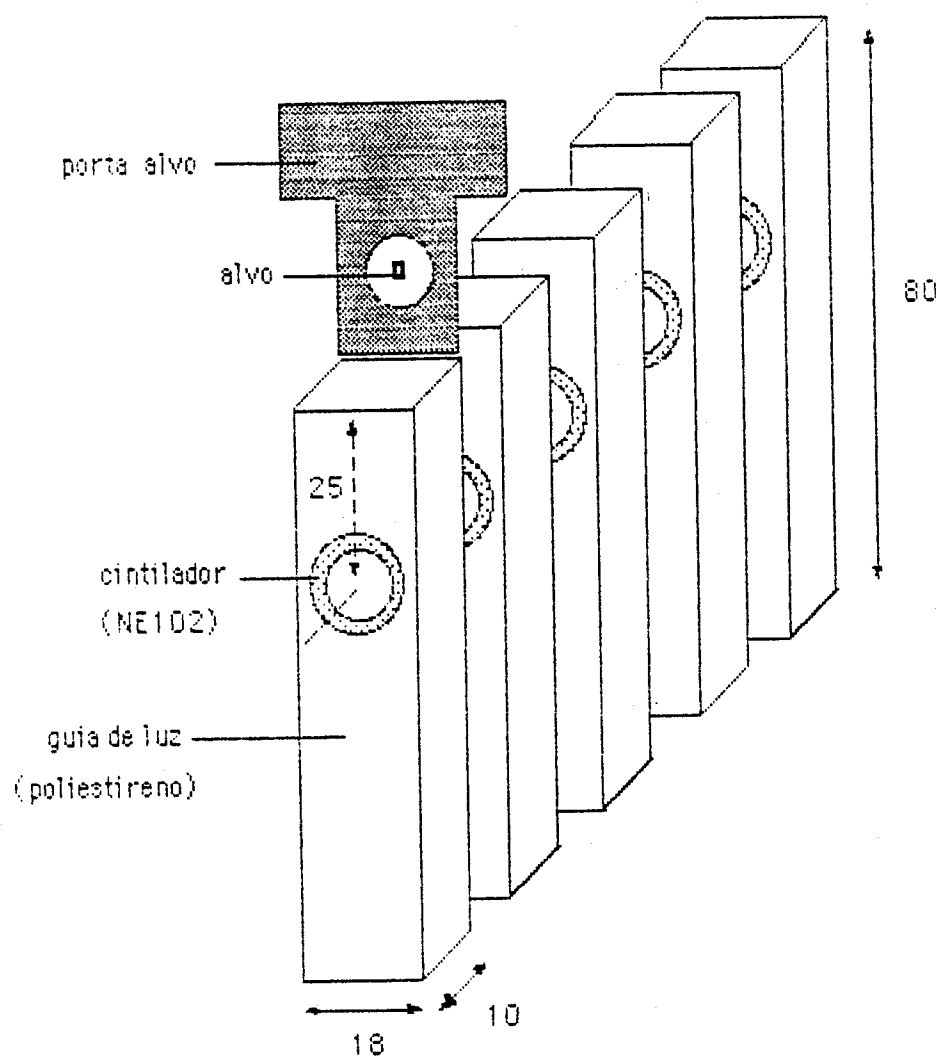
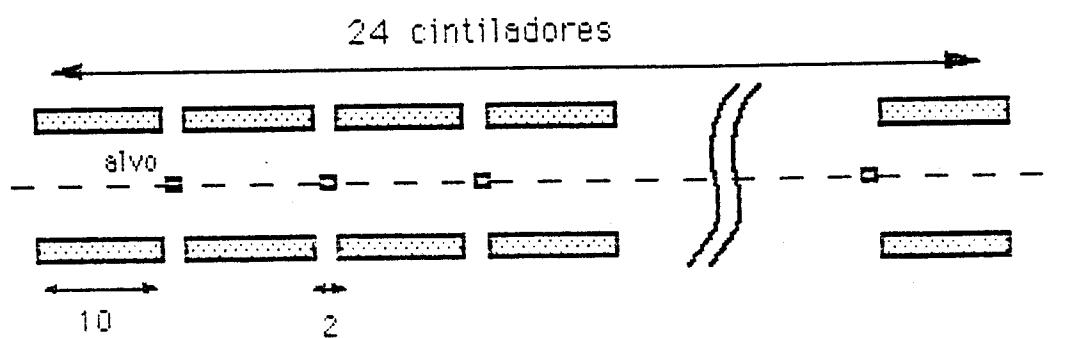
Nestes detectores apenas os piões dão um sinal, pelo que um próton é identificado como sendo a partícula incidente que não dá sinal em ambos os contadores.

2.4 O alvo activo

A experiência NA38 dispõe de um alvo segmentado com um total de 20 posições. Nas condições experimentais *standard* para um *run* com feixe de iões apenas 10 posições são simultaneamente utilizadas. Os alvos elementares encontram-se num suporte, colados a uma película de *Kapton* de 25 μm de espessura. Na tabela 2.1 encontram-se as dimensões dos vários alvos utilizados; note-se que o primeiro alvo é sempre o de maiores dimensões, interceptando todo o feixe

Feixe	Dim. 1° alvo (mm)	Dim. alvos (mm)	L/L_{int}
p	$10.0 \times 10.0 \times 1.7$	$2.0 \times 3.5 \times 1.7$	0.016
^{16}O	$10.0 \times 10.0 \times 1.0$	$1.0 \times 3.0 \times 1.0$	0.018
^{32}S	$10.0 \times 10.0 \times 0.8$	$1.0 \times 3.0 \times 0.8$	0.017

Tabela 2.1 : Dimensões dos vários alvos elementares utilizados.



(dimensões em mm)

Figura 2.9 : O alvo ativo

Com a escolha de um alvo segmentado, procurou-se :

- 1- Maximizar o número de interações tendo em conta a capacidade de aquisição e selecção de eventos
- 2- Minimizar o número de reinteracções no alvo dos mesões aí produzidos
- 3- Evitar as cascatas hadrónicas que prejudicam a determinação precisa do ponto de interacção
- 4- Reconhecer a reinteracção de fragmentos do ião projectil, o que seria impossível com um alvo extenso

Em volta dos alvos elementares existem 24 cintiladores cilíndricos de 1.0 cm de comprimento e raios interior e exterior de 0.5 e 0.7 cm respectivamente (fig. 2.9) . Cada cintilador encontra-se inserido num guia de luz paralelepípedo de polistireno, que conduz a luz até um conjunto de fibras ópticas que finalmente são lidas pelos PM's.

O algoritmo de reconhecimento do alvo elementar em que se deu a interacção é baseado na informação dos três cintiladores imediatamente antes e depois de cada alvo elementar. A eficiência de reconhecimento deste algoritmo é da ordem de 80 a 90% (ver §3.1.6)

2.5 O calorímetro electromagnético

O calorímetro electromagnético de NA38 é constituído por uma estrutura matricial de fibras plásticas cintilantes (Sc) de diâmetro $\varnothing=1$ mm (material activo) embebidas em placas onduladas de chumbo (Pb) (material absorvedor) numa razão volumétrica Pb/Sc de 2:1, apresentando um comprimento de radiação $L_{rad} = 0.83$ cm (fig. 2.10). O comprimento longitudinal do calorímetro é de 12 cm ($\approx 15L_{rad}$) contendo $\approx 90\%$ da energia depositada por um e^- de 10 GeV . A necessidade de medir a variação da energia transversa neutra por unidade de pseudorapidez $dE_T^0/d\eta$, sugeriu a configuração hexagonal em cinco anéis (R_i , $i=1$ a 5, correspondendo a cada anel um intervalo em pseudorapidez $\Delta\eta \approx 0.4$) e seis sextantes (S_j , $j=1$ a 6) em ϕ , mantendo-se a simetria azimutal do espectrómetro de NA10.

O raio interior do calorímetro é de 1.20 cm e o exterior de 10.45 cm. Os 18 elementos $R_i S_j$ ($i=3, \dots, 5$, $j=1, \dots, 6$) têm as dimensões típicas capazes de conter a extensão lateral de uma cascata de um raio de Molière ($R_M \approx 1.7$ cm). A energia depositada em qualquer dos 12 módulos centrais $R_i S_j$ ($i=1, 2$, $j=1, \dots, 6$) de dimensões relativamente reduzidas, é fortemente partilhada pelos vizinhos. No entanto, para uma estimativa global da energia transversa neutra este problema é secundário.

A resolução do calorímetro $\sigma(E)/E = 30\%/\sqrt{E}$, foi calculada tendo por base medidas realizadas com feixe de electrões de 5, 10, 20 e 30 GeV/c. A eficiência, definida como a percentagem da energia incidente que é medida, varia com o anel, encontrando-se para partículas neutras apresentada na figura 2.11. Esta eficiência é calculada a partir de uma simulação do dispositivo experimental completo utilizando o programa GEANT.

O calorímetro de NA38 foi submetido a condições de irradiação muito severas, sendo as doses absorvidas da ordem de 1 Mrad/15 dias (com feixe de ^{16}O). Os três anéis interiores foram os mais afectados, tendo-se regularmente procedido à sua substituição.

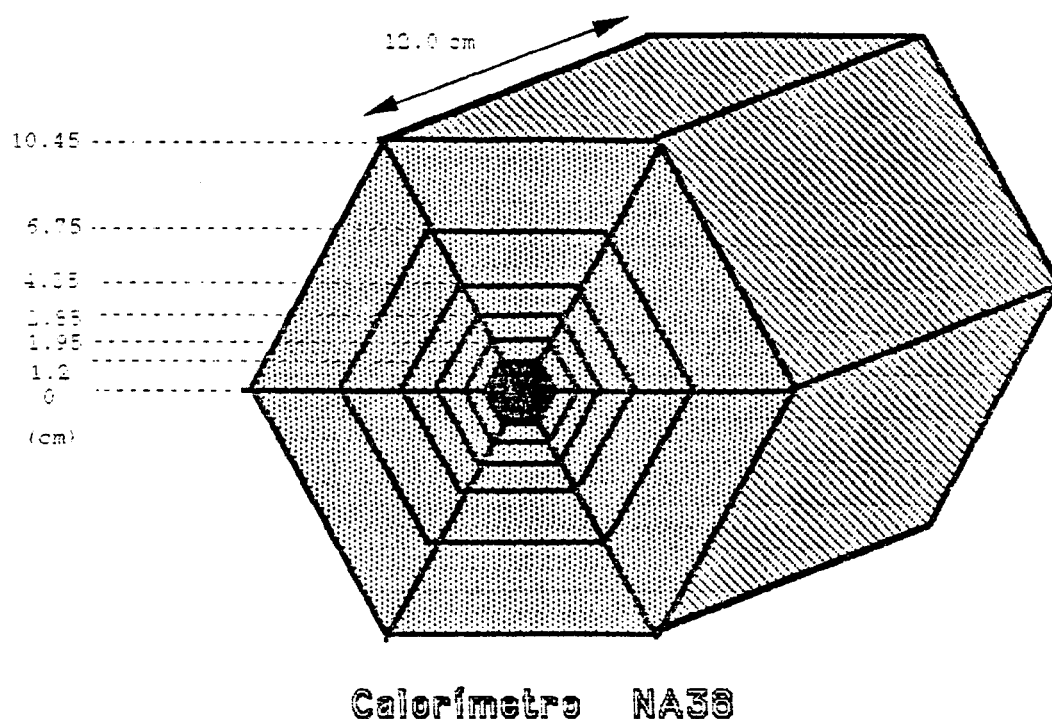


Figura 2.10 : O calorímetro electromagnético.

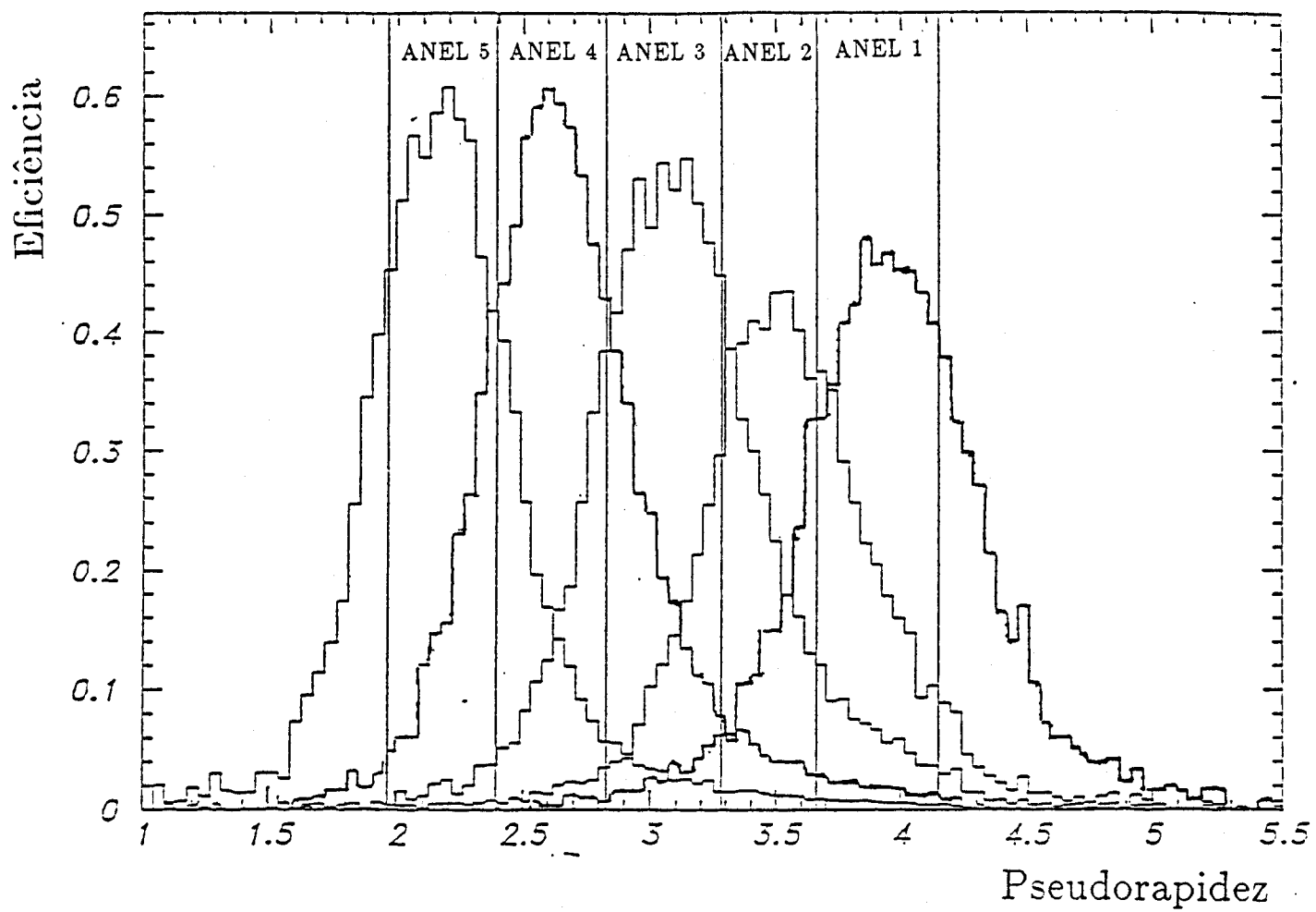


Figura 2.11 : Eficiência por anel do calorímetro electromagnético para partículas neutras.

2.6 O sistema de trigger

O *trigger* da experiência foi concebido tendo em conta o estudo de eventos em que existe produção de μ ões, sendo um evento aceite quando existem dois μ ões em sextantes diferentes dos hodoscópios R.

Pretendemos eliminar :

- 1) Todas as partículas que não sejam μ ões
- 2) μ ões de desintegração de π e K produzidos no alvo
- 3) μ ões produzidos nos absorvedores.

O requisito 1) é satisfeito pelo filtro de hadrões que deixa apenas passar os μ (absorvedor principal e muro de ferro). Tenta satisfazer-se o ponto 2) colocando o alvo o mais perto possível dos absorvedores, mas não tão perto que um par de μ ões produzidos no absorvedor principal possa ser confundido com um par produzido no alvo. O ponto 3) é satisfeito para μ ões produzidos no absorvedor principal pois, como se viu em 2.2.4, apenas μ ões com origem na região do alvo, são aceites.

O esquema lógico do *trigger* compreende as seguintes partes (fig. 2.12)

- Coincidência $R_1 * R_2 = V$
- Matriz de correlação
- *Magic Box*
- Memória tampão de eventos (*páginas REVE*) e microprocessador CAB

2.6.1 A coincidência V

Entre os contadores de R_1 e R_2 é feita a coincidência $V^i = R_1^i * (R_2^i + R_2^{i-1})$, que selecciona apenas μ ões que provêm da região do alvo (ver §2.2.4). Cada V^i define aproximadamente um ângulo de emissão do μ ão. Ao todo, são possíveis 32 V^i por sextante.

A taxa de eventos fortuitos é reduzida tanto quanto possível, impondo nas portas dos contadores de R_1 e R_2 um tempo mínimo, respectivamente de 8 e 6 ns.

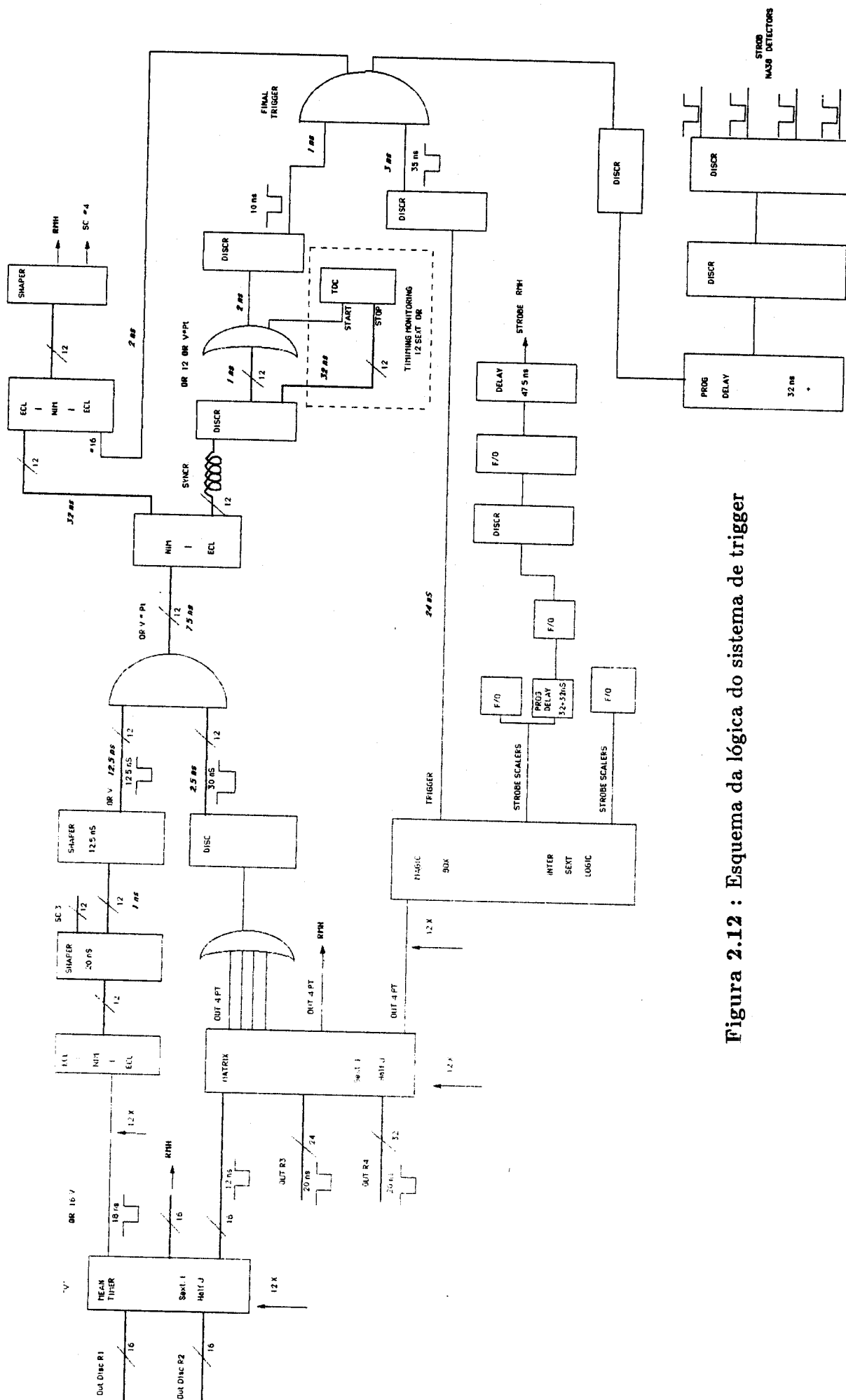


Figura 2.12 : Esquema da lógica do sistema de trigger

2.6.2 A matriz

O objectivo é o de seleccionar traços provenientes do alvo e de os agrupar em bandas largas de P_T . Para tal existem, para cada um dos 12 meio-sextantes, 16 unidades em lógica ECL (cada qual correspondente a uma coincidência $V = R_1 * R_2$), nas quais é feita a correlação matricial (R_3, R_4). Trata-se duma correlação diagonal larga em que, a cada cintilador de R_4 correspondem alguns de R_3 , conforme a gama de P_T do muão. Estas 192 matrizes de correlação foram estabelecidas por simulação e têm em conta que a cada traço a montante do íman (definindo um V^i) correspondem a jusante impactos em R_3 e R_4 tanto mais afastados duma extrapolação linear quanto menor for o seu P_T . Os valores de P_T são reagrupados em quatro grandes bandas (*bins*) da seguinte forma:

A	$1.60 < P_T$
B	$0.80 < P_T < 1.60$
C	$0.56 < P_T < 0.80$
D	$0.28 < P_T < 0.56$

Intensidade de corrente no magnete $I=4000$ A

A largura dos sinais à entrada da matriz é de 12 ns para os V e 20 ns para R_3 e R_4 . À saída a largura dos sinais é de 30 ns e o tempo de trânsito dos sinais na matriz é de 35 ns.

2.6.3 A "magic box"

Os valores do P_T reagrupado (A, B, C ou D) são introduzidos num módulo programável, a *magic box*, que fornece um sinal sempre que existem pelo menos dois muões em sextantes diferentes. Para cada uma das 15 associações possíveis de 2 sextantes existem 16 combinações para os P_T reagrupados (AA, AB,...). Estas combinações definem várias regiões de massa do par de muões, segundo a expressão pré-estabelecida

$$M = P_{T1} + P_{T2}$$

(válida na região de aceitação do espectrómetro). Cada combinação pode ser programada em modo de aceitação, rejeição ou amostragem.

Uma vez aceite determinada combinação de 2 P_T , a *magic box* gera um sinal de saída, com uma grande flutuação (*jitter*), razão pela qual será validado em tempo (*strobed*) pelo sinal do *trigger sem jitter*.

2.6.5 O trigger sem jitter

O *trigger sem jitter* foi introduzido na experiência para evitar no trigger final as flutuações em tempo verificadas quando o *trigger* é dado simplesmente pela *magic box*. A forma como este sinal de *trigger* é obtido da seguinte forma: é feita uma coincidência dos P_T dados pela Matriz com o ou lógico dos V de cada meio-sextante. Uma vez sincronizados, estes doze sinais entram num módulo que fornece um ou lógico. Este ou faz finalmente uma coincidência com o sinal da *magic box*, dando origem ao sinal de *trigger sem jitter*, que constitui o *trigger* de 1^o nível. É este o sinal que serve de *trigger* aos novos detectores de NA38, permitindo a abertura das portas da electrónica a eles associada.

2.6.4 O trigger com o microprocessador CAB

Uma vez autorizada a leitura do RMH pelo sinal de *trigger* de 1^o nível, o seu conteúdo é transferido para uma de quatro memórias tampão. O microprocessador acoplado a estas memórias (CAB) é programado de acordo com a interacção em estudo e tipo de *run*. Nele se efectua o cálculo da massa do dimuão, de acordo com a fórmula

$$M^2 = 2P_1P_2[1 - \cos\theta_1\cos\theta_2 - \sin\theta_1\sin\theta_2\cos(\phi_1 - \phi_2)] ,$$

onde P_i , θ_i e ϕ_i são respectivamente os momentos e ângulos polares e azimutais de cada muão. A informação referente a cada uma destas variáveis é dada pelos V^i (que dão os ângulos θ), pelos sextantes tocados (ângulo $\phi \equiv \phi_1 - \phi_2$) e pelas coincidências $V \cdot R_3 \cdot R_4$ (momentos P).

Os eventos podem ser seleccionados neste 2^o nível de *trigger*, de acordo com os seguintes critérios:

- 1- Massa do dimuão
- 2- Comprimento total em palavras do evento (< 800 palavras para iões)
- 3- Número de contadores dos hodoscópios tocados (< 120 palavras para iões)
- 4- Pelo menos um $P_T > 0.22 \text{ GeV}/c$
- 5- Energia transversa.

Apenas os critérios 2 e 3 foram aplicados em permanência. Dos eventos rejeitados pelo CAB, um em 50 é guardado para estudos de controlo. Os dimuões aceites pelo 2^o nível de *trigger* são transferidos para uma memória de *burst* (*burst buffer* de 364 Kbyte) do sistema de aquisição, de onde são transferidos para banda magnética.

2.7 Sistema de aquisição

O sistema de aquisição de NA38 é baseado num *tandem* de computadores Norsk Data, NORD 100 e NORD 500 (ver figura 2.13) e num microprocessador, o CAB, que efectua o 2º nível de *trigger*. O sistema possui 2 Mbyte de memória comum aos dois processadores e 75 Mbyte em disco.

Os dados dos hodoscópios e câmaras recolhidos nos receptores RMH de 32 bits são codificados pelo *system-encoder* e transmitidos neste protocolo rápido (300 ns/palavra de 16 bits) ao CAB, situado num *crate* CAMAC. A interface (ITF) entre estes dois *buses*, (RMH e CAMAC) contém 4 páginas de memória (páginas REVE de 4096 palavras 16 bits cada), onde podem ser armazenados até 4 eventos. A transferência de um evento do RMH para a ITF começa a fazer-se quando esta recebe um sinal de *trigger* da *magic box*. Um novo *trigger* não pode ser aceite enquanto toda a informação referente ao evento não for transferida para a ITF. Quando esta transferência termina, a ITF envia um sinal de *reset* à *magic box*, tornando possível a existência de um novo *trigger*. A ITF possui ainda uma memória FIFO, acessível ao CAB e que contém o endereço do começo de cada *branch* (ramo) do RMH, para cada um dos 4 possíveis eventos.

O CAB possui 4096 palavras (de 16 bits) de memória para dados e 4096 palavras de memória para instruções. No início de um *run* a NORD 100 carrega na sua memória de dados toda a informação de que necessita, e inicializa a ITF e o programa de aquisição do CAB.

Os eventos existentes nas páginas REVE são lidos pelo CAB (que dialoga com a ITF a uma velocidade de 180 ns/instrução) onde são aceites ou rejeitados de acordo com os critérios estabelecidos. A informação contida na memória FIFO é utilizada pelo CAB para saber se existe um evento nas páginas REVE para ser lido e para rapidamente aceder a esta informação usando os endereços das *branches*. Após um evento ter sido tratado pelo CAB e transferido, este permite que a correspondente página REVE possa ser reescrita. A informação dos novos detectores de NA38 é registada em módulos sites num *bus* CAMAC (lento, 3 μ s/palavra) e transferida para o *bus* RMH (onde se associa à cadeia já descrita) através da interface FARCE, construída em Lisboa no LIP, e cujo objectivo é o de compatibilizar as velocidades típicas dos dois protocolos.

A transferência do evento para o NORD 500 faz-se através do DMA (*Direct Memory Access*), que lê o evento sobre o *bus* CAMAC. Os eventos são escritos no NORD 500 numa memória de *burst* (MB), que se encontra dividida em 8 blocos de 16000 palavras. Esta memória é em princípio suficiente para conter toda a informação referente a um

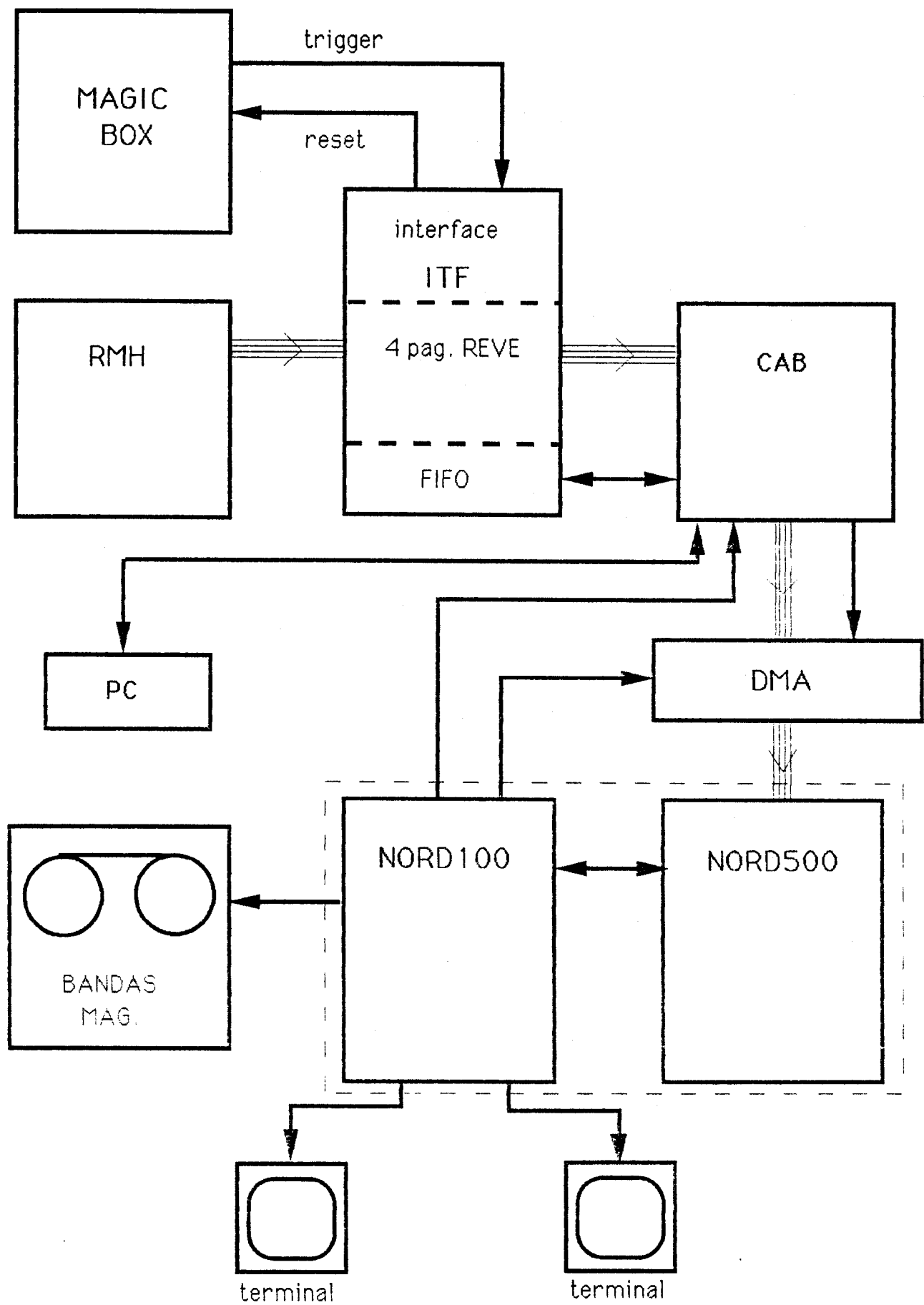


Figura 2.13 : Esquema do sistema de aquisição

burst. Os blocos vão sendo decodificados pela NORD 500 ainda durante o período de funcionamento do DMA. O controlo passa do DMA para a NORD 100 sempre que um bloco é completamente preenchido. Após o sinal de EOB (*End Of Burst*) o DMA mantém-se activo para que o CAB possa tratar os eventos que ainda se encontram na ITF. Finda esta operação, o CAB emite um segundo sinal de EOB que vai inibir o funcionamento do DMA, entregando o controlo à NORD 100. Através da NORD 100 faz-se então a transferência (após algumas verificações) dos dados existentes na MB da NORD 500 para as bandas magnéticas. Este sistema baseado numa lógica de aquisição *burst a burst* (e não evento a evento, mais habitual) é muito rápido, permitindo o registo em banda de um elevado número de eventos (≈ 300).

Durante o *inter-burst* e após a tarefa prioritária de escrita em banda correm diversos programas de "monitorização", que permitem verificar o bom funcionamento dos detectores, bem como da qualidade dos dados que vão sendo adquiridos.

CAPÍTULO 3

RECONSTRUÇÃO E SELECÇÃO DE EVENTOS

3.1 A reconstrução de eventos

Nos parágrafos seguintes pretendemos analisar de uma forma geral a reconstrução de um evento. Para tal recorreremos às informações armazenadas em banda magnética sobre os contadores e os grupos (*clusters*) de fios das câmaras tocadas quando da passagem por eles de partículas carregadas.

O objectivo é, pois, o de recriarmos cada evento na sua globalidade, para o que se torna necessário:

- reconstituir o *trigger*
- reconstruir os traços
- reconstruir o vértice
- calcular as variáveis cinemáticas do dimuão
- determinar o alvo elementar de interacção
- calcular a energia transversa neutra que acompanha o dimuão e é detectada pelo calorímetro.

Esta tarefas são desempenhadas pelo programa DIMUREC (DIMUon REConstruction).

3.1.1 A reconstituição do trigger

Nesta primeira etapa o objectivo é o de reconstituir a lógica que levou ao *trigger* do evento.

Começa por utilizar-se a informação dada pelo RMH relativa aos contadores tocados de R_1 , R_2 , R_3 e R_4 , bem como os valores das coincidências V e os P_T agrupados. A redundância existente (V e $R_1 \cdot R_2$ por um lado e $V * R_3 * R_4$ e P_T por outro) é importante pois permite reduzir eventuais ineficiências do RMH e obter sinais que se encontrem ausentes.

Um evento é conservado se existem pelo menos dois traços em sextantes diferentes com combinações $V - R_3 - R_4 - P_T$ permitidas pela matriz. Uma vez determinados quais os sextantes tocados, a reconstrução dos traços apenas é tentada nestes. Entre os contadores tocados de diferentes hodoscópios (por exemplo R_3 e R_4) são definidas rotas largas onde é aceite a existência de traços verdadeiros. Assim a reconstrução de um traço a partir da informação das câmaras é feita apenas considerado os *clusters* no interior destas rotas. Este procedimento permite fazer uma rejeição do fundo, pois elimina traços espúrios que não sejam originados pelos muões, ou não se encontrem em coincidência temporal com sinal da porta dos contadores.

3.1.2 Reconstrução dos traços

O conjunto de câmaras de fios a jusante ($2^{\text{º}}$ telescópio) sofre um número menor de impactos que o $1^{\text{º}}$ telescópio, pois este encontra-se imediatamente a seguir ao absorvedor detectando partículas de baixo momento aí produzidas. Assim o programa de reconstrução começa por reconstruir os traços no $2^{\text{º}}$ telescópio, que se encontra menos "poluído" de impactos, utilizando a informação das câmaras PC_5 a PC_8 .

Identificados os traços, são calculados os impactos teóricos nos hodoscópios a jusante (R_3 e R_4) e comparados com os sinais registados no RMH. No caso de não existir correspondência com os impactos reais, dentro da tolerância de ± 1 contador para R_3 e de ± 2 contadores para R_4 (visto este encontrar-se atrás do muro de ferro), o traço é rejeitado.

A reconstrução dos traços no $1^{\text{º}}$ telescópio é efectuada de forma idêntica à exposta, utilizando agora a informação das câmaras PC_1 a PC_4 . Dos impactos registados nestas câmaras apenas são tomados em consideração aqueles que se encontram no interior de tubos definidos a jusante em torno dos pontos de intersecção dos traços extrapolados do $2^{\text{º}}$ telescópio com o plano médio do íman e a montante pelo ponto médio do alvo.

A associação de segmentos de traços entre o 1^o e 2^o telescópios é feita ao nível do plano médio do íman, com base em dois critérios:

- a distância de aproximação mínima entre os dois segmentos de traço deve ser inferior a 2 cm.
- a diferença entre os dois ângulos azimutais deve ser inferior a 200 mrad.

3.1.3 Reconstrução do vértice

Concluída a reconstrução dos traços é tentada a reconstrução do vértice (ou vértices no caso de existirem mais que dois traços). Para cada par de traços são definidos os pontos de intersecção com o plano perpendicular à linha de feixe ($z=\text{cte}$). Determina-se então o centro de gravidade desses pontos, ponderados pelos respectivos erros, e toma-se como vértice o ponto de coordenada z para o qual a soma dos quadrados das distâncias dos pontos ao centro de gravidade é mínima.

3.1.4 Medida do momento

Consideremos o caso em que a trajectória do muão faz um ângulo α em relação ao eixo OZ. Após ter atravessado o íman, o muão terá sofrido uma deflexão angular θ , mantendo-se num plano de azimuth constante. Seja r a distância do traço ao eixo OZ, medida para um certo valor da coordenada z . O ângulo de deflexão θ é dado por

$$\theta = \frac{e}{c} \int \frac{Bdl}{P} = \frac{eB_0}{cP} \int \frac{1}{r \sin\alpha} dr ,$$

onde e , c e P são respectivamente a carga eléctrica elementar, a velocidade da luz e o momento do muão. Então o ângulo elementar $d\theta$, relativo à integração numa fatia de dz vale:

$$d\theta = \frac{eB_0}{cP \sin\alpha} \cdot \ln \left(1 + \frac{dz \cdot \tan\alpha}{r} \right) .$$

No caso do momento P ser muito elevado pode considerar-se em primeira aproximação todo o íman como um elemento infinitesimal, podendo escrever-se para o ângulo de deflexão global

$$\theta = \frac{eB_0}{cP \sin \alpha_0} \cdot \ln \left(1 + \frac{z_f - z_i}{r_0} \cdot \operatorname{tg} \alpha_0 \right) \quad (3.1)$$

em que α_0 e r_0 são os valores de α e r medidos à entrada do íman, e $z_f - z_i$ representa o comprimento deste. Nesta aproximação, o momento do muão é função apenas de α_0 , r_0 e do ângulo de deflexão medido θ_m (que é igual à diferença angular entre os segmentos de traço anterior e posterior)

$$P_0 = \frac{eB_0}{c\theta_m \sin \alpha_0} \cdot \ln \left(1 + \frac{z_f - z_i}{r_0} \cdot \operatorname{tg} \alpha_0 \right).$$

Esta fórmula permite obter um valor de P com uma aproximação $\Delta P/P \approx 3\%$. Para uma determinação mais precisa, o íman é subdividido em n parcelas de espessura $\Delta z = (z_f - z_i)/n$ para as quais se calcula um valor de θ_i usando a expressão (3.1) com $P = P_0$, $\alpha_i = \alpha_{i-1} - \Delta\theta_{i-1}$ e $r_i = r_{i-1} + \operatorname{tg} \alpha_{i-1} \cdot \Delta z$. O ângulo $\theta_0 = \sum \theta_i$ assim obtido é em geral diferente do ângulo θ_m medido. Ora, o ângulo de deflexão é inversamente proporcional ao momento donde

$$\frac{\delta \theta}{\theta} = - \frac{\delta P}{P}.$$

Então uma nova estimativa para o momento P obtém-se a partir de

$$\frac{\theta_m - \theta_0}{\theta_0} = - \frac{P_0 - P_1}{P_0}$$

ou

$$P_1 = P_0 \left(\frac{2\theta_0 - \theta_m}{\theta_0} \right).$$

Através de um processo iterativo pode obter-se o momento P com maior precisão (em geral da ordem de 0.1%) .

O valor de P assim determinado terá que ser corrigido da perda de energia do muão nos absorvedores. Vários processos concorrem para a perda de energia do muão, como sejam: ionização do meio, *bremsstrahlung* e criação de pares. Para muões com energias até algumas centenas de *GeV* o processo dominante é o de ionização do meio, constituindo os outros processos correcções a este. A distribuição da energia perdida por um muão ao atravessar os absorvedores do dispositivo experimental é muito aproximadamente descrita por uma função de Landau.

Não sendo então possível efectuar-se uma correcção exacta da energia perdida pelo muão nos absorvedores, recorre-se a uma correcção média, dependente do momento do muão. O momento médio perdido por um muão ao atravessar o absorvedor principal e o muro de ferro é dado pela fórmula

$$\Delta P = [a_1 + b_1 \cdot P + c_1 \cdot \log_{10}(P)] \cdot \rho_1 \cdot l_1 + [a_2 + b_2 \cdot P + c_2 \cdot \log_{10}(P)] \cdot \rho_2 \cdot l_2,$$

em que $\rho_1 = 1.93 \text{ g/cm}^3$ é a densidade do carbono do absorvedor principal, $\rho_2 = 7.9 \text{ g/cm}^3$ é a densidade do muro de ferro, l_1 e l_2 são as distâncias percorridas pelo muão em cada um destes absorvedores, respectivamente. Os valores dos restantes parâmetros são: $a_1 = 1.98 \times 10^{-3}$, $b_1 = 1.50 \times 10^{-6}$, $c_1 = 2.10 \times 10^{-4}$, $a_2 = 1.67 \times 10^{-3}$, $b_2 = 5.80 \times 10^{-6}$, $c_2 = 2.10 \times 10^{-4}$. Verificamos que um muão com um momento de 10 GeV/c perde cerca de 38% deste nos absorvedores, enquanto essa perda é só de 14% para um muão com um momento de 30 GeV/c. A partir desta fórmula é igualmente possível estimar qual o valor mínimo do momento de um muão para que este possa ser aceite pelo espectrómetro. Esse valor é de aproximadamente 3.7 GeV/c.

3.1.5 Determinação do ângulo de emissão do muão

A medida do ângulo de emissão do muão é apenas feita após este ter atravessado os absorvedores, pelo que se encontra afectada de uma incerteza devida à difusão múltipla. De facto, ao atravessar um material absorvedor o muão não só perde momento, como a direcção da sua trajectória vai sendo modificada. Esta modificação é essencialmente devida à difusão de Coulomb nos núcleos do material atravessado, sendo principalmente realizada segundo pequenos ângulos. Nestas condições a distribuição dos ângulos de saída é aproximadamente gaussiana. O ângulo médio de saída é igual ao de entrada e apresenta uma variância aproximadamente dada por

$$\sigma_\theta^2 \approx \left(\frac{0.0141}{P\beta} \right)^2 \cdot \frac{z}{L_{rad}}$$

em que P é o momento do muão (em GeV/c), β a sua velocidade, L_{rad} o comprimento de radiação do material e z a espessura atravessada.

A determinação do ângulo de emissão pode ser feita pelo menos por dois processos: através do ângulo de saída do absorvdor, medido pelo 1º telescópio ($\theta_1 = \theta_m$, ver figura

3.1) ou a partir da medida da ordenada y_m de saída do traço (na aproximação dos ângulos pequenos $\theta_2 = y_m/z_f$) A melhor estimativa do ângulo de emissão seria dada pela média pesada destes dois valores (θ_1 e θ_2), caso as variáveis θ_m e y_m não fossem correlacionadas. No entanto, mostra-se [COC80], [BOR86], que existe um plano ($z = z_0$) para o qual a medida da ordenada $y = y_0$ segmento do traço medido no 1º telescópio e extrapolado para o interior do absorvedor, não é correlacionada com a medida do ângulo θ_m . A posição deste plano (designado por plano Branson) depende unicamente do comprimento e tipo de material do absorvedor. O ângulo de emissão é então calculado, como foi referido, a partir da média pesada de θ_m com $\theta_0 = y_0/z_0$.

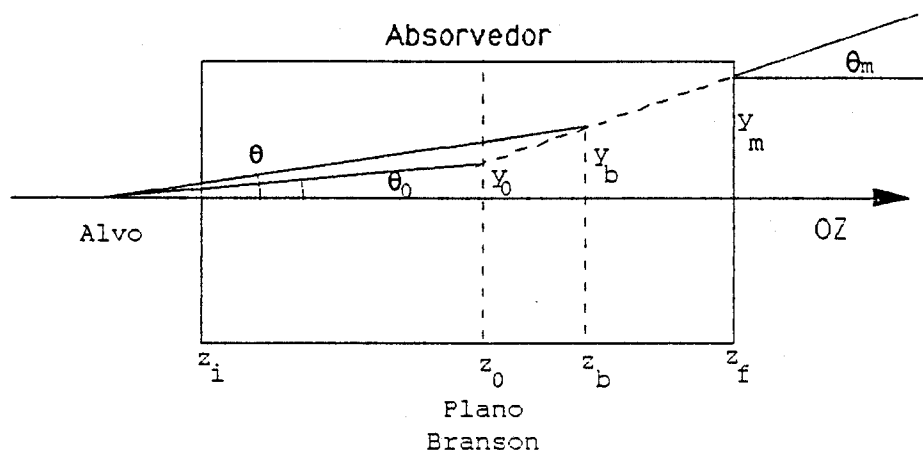


Figura 3.1 : Determinação do ângulo de emissão do muão após a passagem por um absorvedor

3.1.6 Reconhecimento do alvo de interacção

Como já foi referido no capítulo 2, a experiência dispõem de um alvo segmentado, sendo utilizados, com feixe de iões na configuração *standard*, 10 alvos elementares. O reconhecimento do alvo elementar onde se deu a interacção é importante pois dele está dependente o cálculo correcto da energia transversa (através do ângulo θ entre o alvo e os anéis do calorímetro).

O algoritmo de reconhecimento do alvo utiliza os sinais referentes aos três cintiladores antes e depois de cada alvo elementar, determinando onde se verificou a primeira interacção e se houve lugar ou não a uma reinteracção [ALI88]. A informação sobre a posição do alvo

onde se verificou a interacção é-nos fornecida pela variável *pocibi* que pode tomar valores reais entre 0 e 25 (ver figura 3.2). O valor "0" indica os casos em que o algoritmo não foi capaz de reconhecer o alvo elementar onde se deu a interacção . A eficiência do algoritmo, em lotes de eventos em que são rejeitadas as reinteracções , é definida a partir da expressão:

$$\varepsilon = \frac{n(E_T, pocibi \in [1, 25], nocibr = 0)}{n(E_T, \forall pocibi, \forall nocibr)},$$

onde *nocibr* representa o número de reinteracções. A eficiência do algoritmo é em geral elevada (entre 80 e 90% consoante os casos), mas apresenta valores baixos para eventos de pequena energia transversa. Isto fica a dever-se às grande flutuações observadas nos sinais dos cintiladores quando a multiplicidade é pequena. Na figura 3.3 encontram-se as eficiências para os casos de interacções p-U, O-U e S-U.

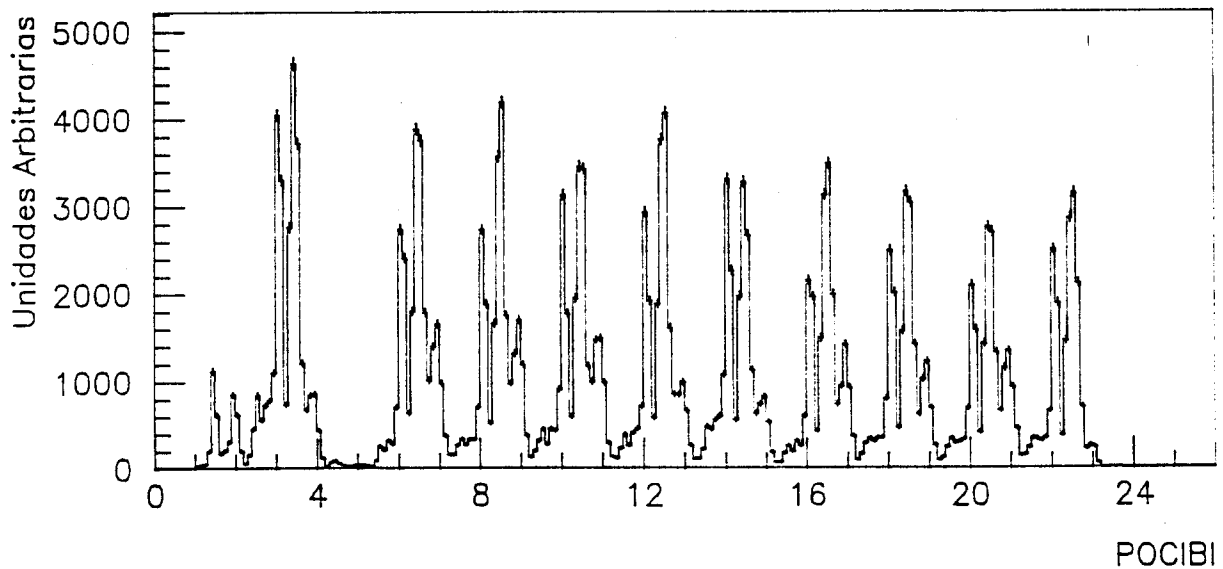


Figura 3.2 : Distribuição da posição do alvo elementar (interacções S-U). Na posição 3 encontra-se um alvo largo que intersecta toda a secção transversa do feixe.

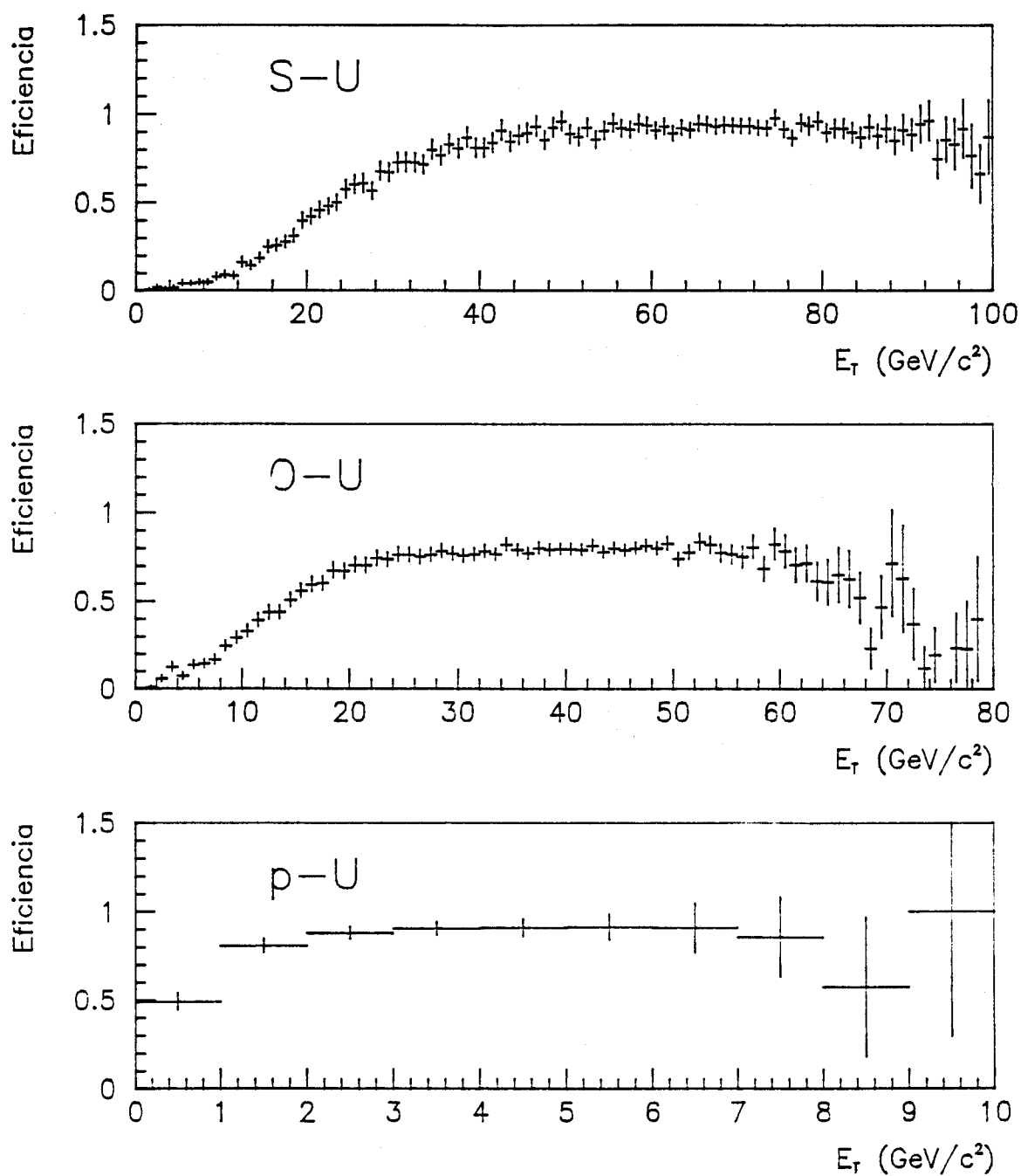


Figura 3.3 : Eficiência do algoritmo do alvo em função de E_T , para os sistema S-U, O-U e p-U

3.1.7 Cálculo da energia transversa neutra

O calorímetro mede não só a de energia neutra, como também uma percentagem de energia carregada (dada por $\langle \epsilon_{ch} \rangle_i$), que terá que ser subtraída ao valor medido para se obter no final unicamente o valor da energia transversa neutra. A energia transversa neutra E_T é calculada por

$$E_T^0 = \sum_{n=1}^5 \frac{E_i^{med)} \cdot \sin \langle \theta_i \rangle}{\langle \epsilon_0 \rangle_i + R \langle \epsilon_{ch} \rangle_i}$$

onde as diferentes variáveis representam:

- $E_i^{med)}$... a energia total medida em cada anel i ;
- $\langle \theta_i \rangle$... o ângulo θ médio de cada anel i ;
- $\langle \epsilon_0 \rangle_i, \langle \epsilon_{ch} \rangle_i$... as eficiências médias de detecção de partículas neutras (π^0) e carregadas ($\pi^\pm$), respectivamente, para cada anel i
- R ... razão entre o número de partículas carregadas e neutras (assume-se igual a 2).

Os valores de $\langle \epsilon_0 \rangle_i$ e $\langle \epsilon_{ch} \rangle_i$ são estimados por simulação (GEANT3) com base na fórmula genérica

$$\langle \epsilon \rangle_i = \frac{\int_0^\infty \frac{dN}{d\eta} \cdot \epsilon_i(\eta) \cdot E(\eta) d\eta}{\int_{\Delta\eta_i} \frac{dN}{d\eta} \cdot E(\eta) d\eta}$$

em que $dN/d\eta$ é a distribuição de multiplicidade das partículas em função da pseudorapidez η e $E(\eta)$ é a energia da partícula, calculada a partir de $dN/d\eta$ e da distribuição em momento transversal dN/dP_T (parametrizações experimentais de NA34).

A figura 3.4 apresenta os espectros em E_T para colisões O-U e S-U medidas na região de η de 1.7 a 4.2 . Para valores baixos de E_T^0 verifica-se a existência de uma depressão na distribuição, que é devida ao efeito conjunto do trigger dimuição e do algoritmo alvo.

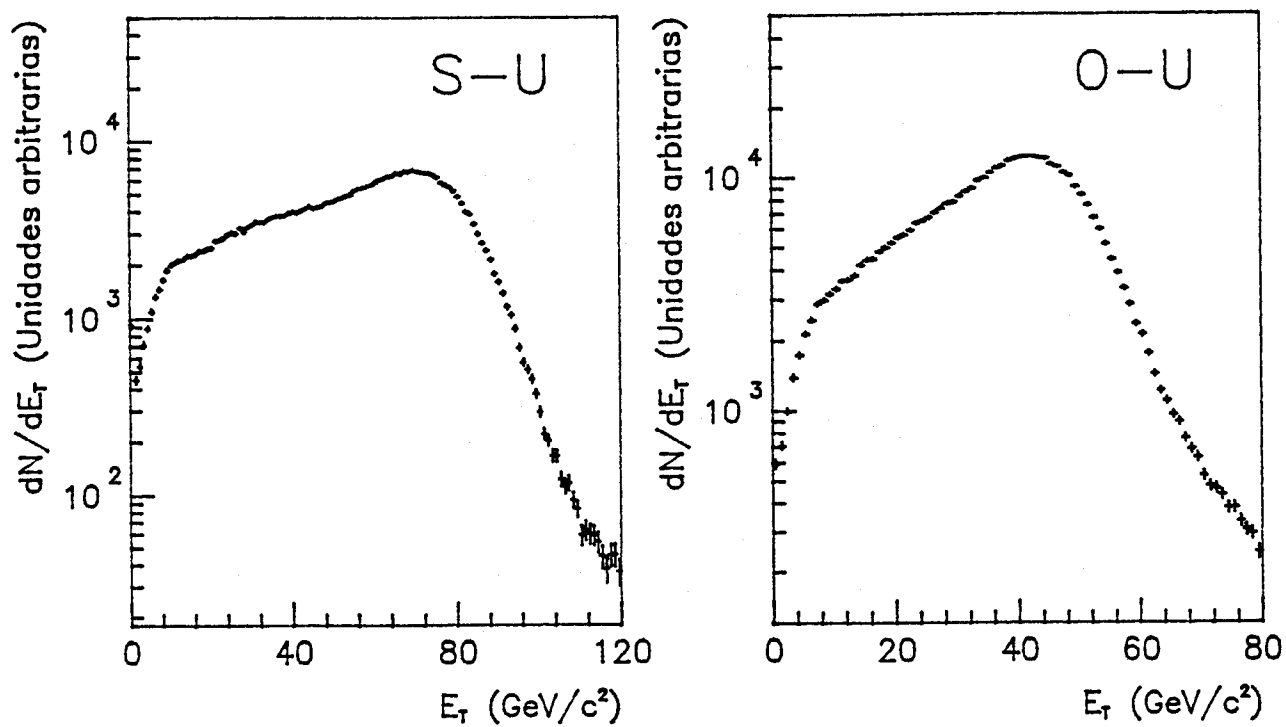


Figura 3.4 : Distribuições em E_T para pares de sinal igual, não corrigidas de eficiência.

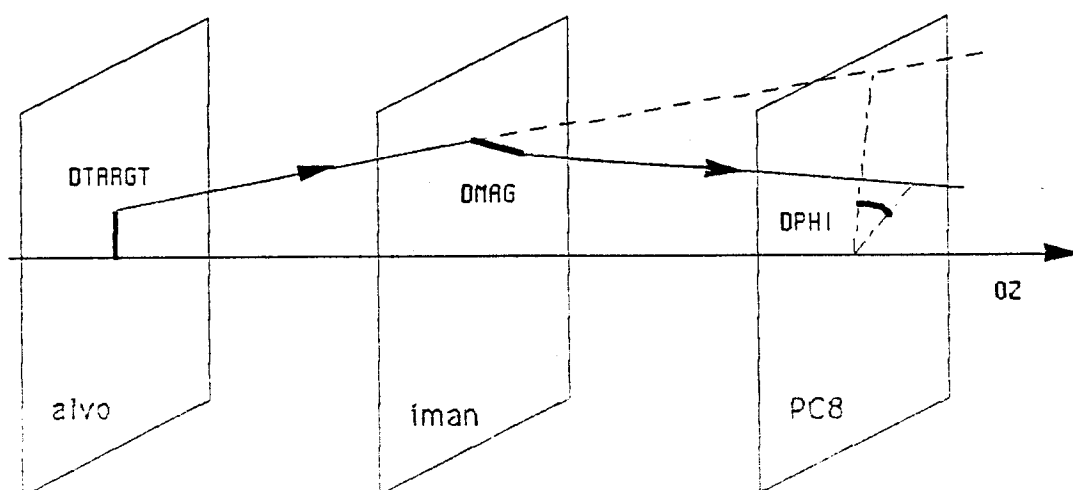


Figura 3.5 : Variáveis corte global

3.2 Selecção de traços

Uma vez reconstruídos os eventos interessa analisar se os traços definidos são verdadeiros, ou se são apenas o produto de associações fortuitas, devidas às tolerâncias usadas na reconstrução. Para tal, diversos critérios de qualidade são aplicados aos traços, de modo a rejeitar o maior número de traços fictícios, conservando o mais possível os verdadeiros.

3.2.1 O corte global de traços

O corte global é efectuado sobre um parâmetro global de qualidade, que é função dos seguintes aspectos:

- a) O traço deve de provir da região do alvo
- b) Os dois segmentos de traço de um muão devem cruzar-se no interior do íman em torno dum plano de coordenada $z=\text{cte}$ (plano de deflexão)
- c) A trajectória dos muões deve ser aproximadamente coplanar com o eixo OZ

De forma a traduzir o melhor possível estas condições, as seguintes variáveis foram usadas (fig. 3.5): $P \cdot \text{DTARGET}$, DMAG , DPHI .

- DTARGET é a distância mínima de aproximação segmento do traço do 1º telescópio ao alvo onde se deu a interacção . Esta variável varia fortemente com o momento devido à variação em $1/P$ da difusão múltipla . Por esse motivo usa-se a variável $P \cdot \text{DTARGET}$.
- DMAG é a distância entre os dois pontos de intersecção dos segmentos de traço de um mesmo muão com o plano médio do íman.
- DPHI é a diferença angular azimutal entre os dois segmentos de traço.

É a soma das variâncias das distribuições relativas a estas três variáveis que é submetida ao corte global. O número de bons traços rejeitados com este corte é pequeno, sendo a eficiência do corte global de 0.98 ± 0.01 .

3.2.2 Cortes geométricos

Outros cortes de natureza mais geral são ainda aplicados:

- São rejeitados os eventos em que pelo menos um dos traços atravessou um dos sectores em ferro do íman. Este corte é efectuado devido à degradação na resolução em massa $\Delta M/M$ sofrida por uma diminuição nestas condições. Cerca de 40% dos eventos são rejeitados.
- É feito um corte relativo ao volume fiducial das câmaras de fios. Apenas traços que passem pela região coberta pelos três planos de fios de cada câmara são aceites. Com este corte são rejeitados 1% dos eventos.
- É efectuado um corte ligado à geometria dos contadores dos hodoscópios: o traço reconstruído deve obedecer aos critérios do *trigger*, nomeadamente ao do traço corresponder a uma combinação $R_1 * R_2$ permitida. Este corte rejeita apenas 0.3% dos eventos.

3.3 Selecção de eventos

3.3.1 Corte devido ao empilhamento

Na experiência NA38 são utilizados feixes de intensidades da ordem de 10^7 partículas por *burst* (ver tabela 3.1) pelo que existe uma probabilidade não desprezável de que numa janela $\Delta t = 20 \text{ ns}$ cheguem duas partículas incidentes. Nesse caso se ambas as partículas interagirem com o alvo a energia medida no calorímetro será a soma das energias resultantes das duas interacções, simulando um evento de alta energia transversa. Este é um efeito prejudicial quando se pretende fazer um estudo em função de E_T .

$p - {}^{238}\text{U}$	${}^{16}\text{O} - {}^{238}\text{U}$	${}^{32}\text{S} - {}^{238}\text{U}$
$10^6 \text{ a } 10^7$	$10^7 \text{ a } 10^8$	$10^6 \text{ a } 10^7$

Tabela 3.1 : N° de partículas por *burst* ($\Delta t \approx 2.8 \text{ s}$)

É então necessário rejeitar os eventos que apresentam duas ou mais partículas incidentes na janela de tempo do calorímetro. Este corte é feito com base na informação dada pelo BH. A percentagem de eventos rejeitados em interacções $S - U$ é de 15% e em $O - U$ de 36%.

Este corte não foi aplicado aos dados de $p - U$ pois o número de eventos neste caso é muito baixo, e a aplicação do corte implicaria ainda uma redução de 60% da estatística.

Por outro lado a energia transversa em prótons não é uma boa medida da centralidade da colisão, pelo que o estudo em função de E_T não é neste caso particularmente interessante.

3.3.2 O corte DD

O corte DD é um corte efectuado pelo CAB durante a aquisição de dados. Tem como objectivo evitar a saturação do sistema de aquisição nos *runs* com feixe de iões. Este corte rejeita os eventos em que ambos os muões têm um P_T que os classifica na banda D. Este corte teve inicialmente origem na necessidade de controlar o tempo morto na aquisição de dados, que pode aumentar dramaticamente quando o número de eventos adquiridos se aproxima máximo do permitido. Com o corte DD apenas a região de massas baixas é afectada (ver figura 3.6), não sendo prejudicada a região das ressonâncias $J/\psi, \psi'$ (cujo estudo constituiu um dos objectivos principais da experiência)

Durante os períodos de aquisição com feixe de enxofre em que a intensidade do feixe foi mais baixa que a média, não se efectuou o corte DD. No entanto por uma questão de uniformização do lote de eventos o corte foi aplicado na análise de dados (corte DD *offline*).

Com o feixe de prótons não foi necessário aplicar este corte pois a taxa de eventos adquiridos por *burst* é baixa (no máximo da ordem da dezena). Neste caso não foi necessário aplicar o corte *offline*, visto que todos os *runs* se encontram na mesma situação .

3.3.3 O corte imagem

Ao contrário dos outros cortes, o corte imagem é fundamentalmente dirigido aos eventos com um par de muões de sinal igual. Basicamente este corte deriva do facto de se verificar um comportamento diferente entre pares ++ em campo magnético positivo (negativo) e pares -- em campo magnético negativo (positivo). Essa diferença está por exemplo patente nos diferentes valores obtidos para a razão N^{++}/N^{--} nos diferentes campos (fig 3.7a). De igual forma, verificou-se que a distribuição de Z_{vertex} (coordenada z do vértice) era diferente para pares ++ e pares -- (fig. 3.8a).

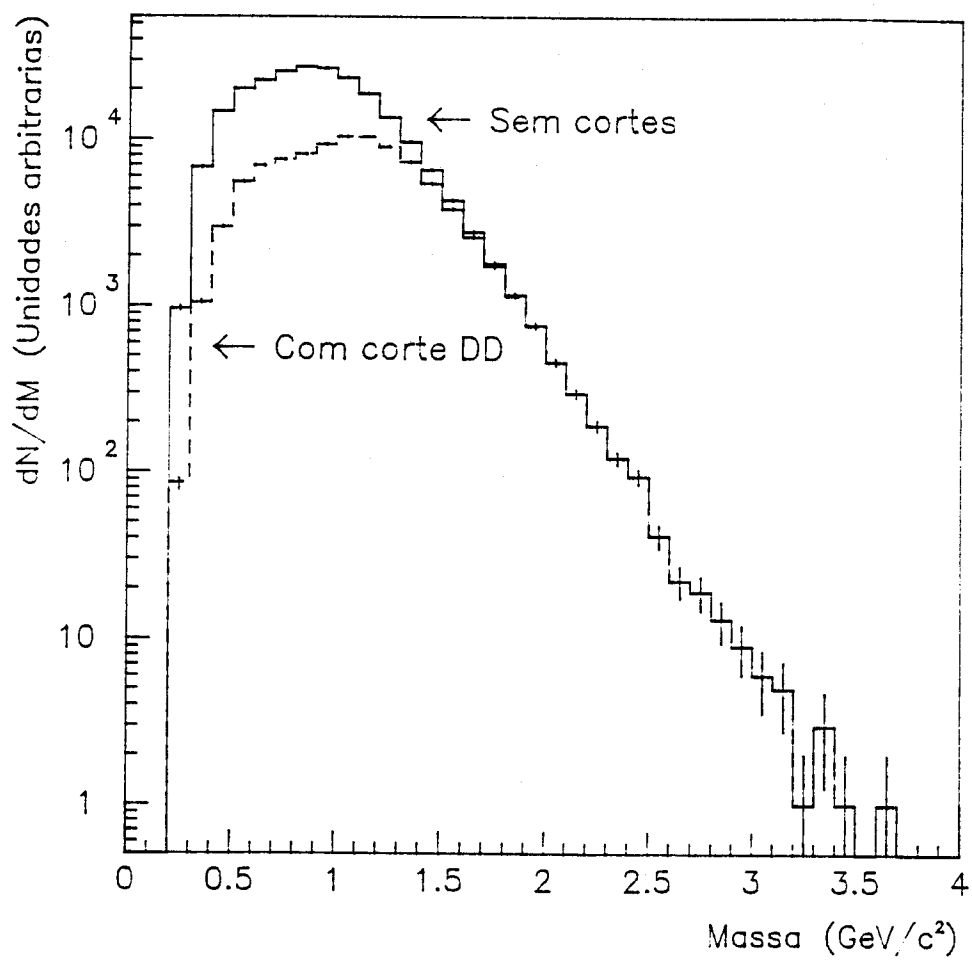


Figura 3.6 : Distribuições de massa com e sem corte DD para pares de muões de sinal igual.

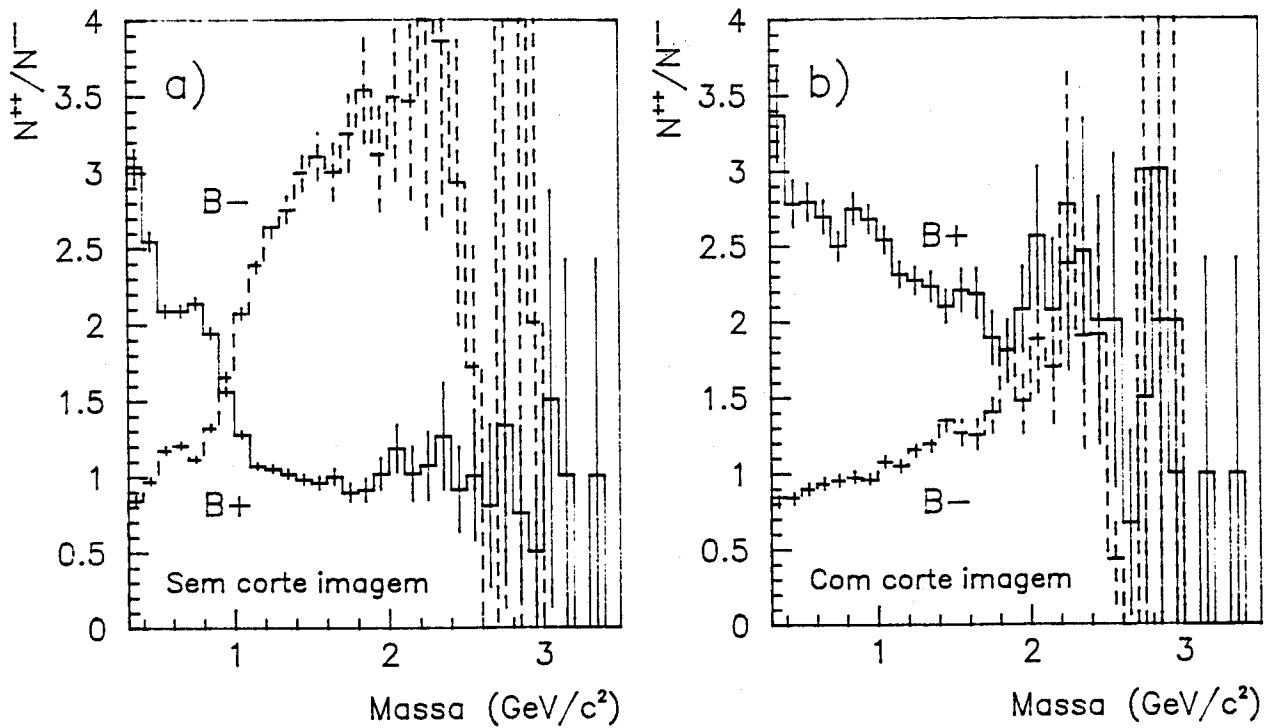


Figura 3.7 : Razões entre pares de muões positivos e negativos a) sem corte imagem b) com corte imagem. Os espectros não se encontram corrigidos pela aceitação.

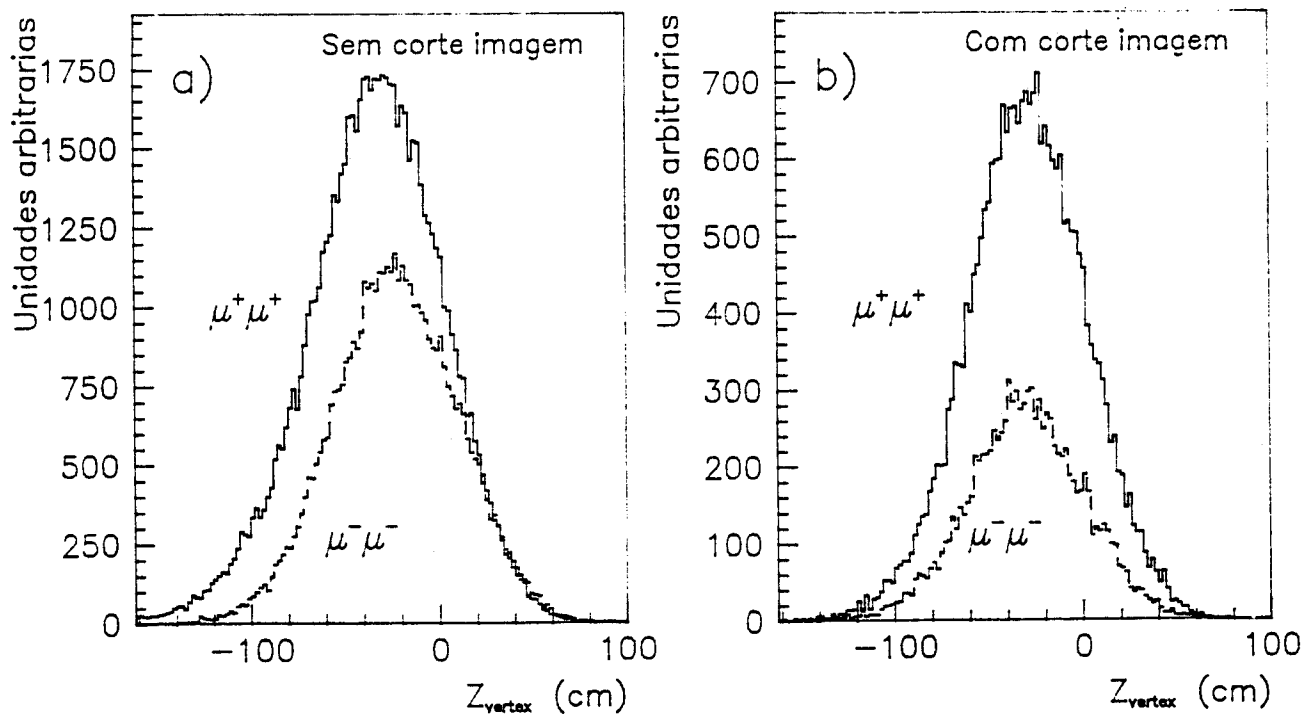


Figura 3.8 : Distribuições de Z_{vertex} para muões de igual sinal a) sem corte imagem b) com corte imagem.

No intuito de regularizar as distribuições em campo magnético positivo e negativo é aplicado o *corte imagem*, que consiste no seguinte: depois de reconstruídos os traços inverte-se o sentido do campo magnético e procura-se saber se agora cada um dos traços seria igualmente aceite. Se esta condição for verificada por ambos os muões de um evento então ele é considerado como aceite pelo corte imagem.

Na figura 3.7b encontra-se a razão N^{++}/N^{--} para campo positivo e negativo após a aplicação do corte imagem. Constatamos que as duas distribuições tendem agora para um mesmo patamar (que é atingido para massas superiores a $1.8 \text{ GeV}/c^2$). As diferenças ainda existentes para massa baixas serão corrigidas pela aplicação da aceitância aos dados experimentais.

Após a aplicação do corte também as distribuições em Z_{vertex} para $++$ e $--$ passam a coincidir.

A aplicação do corte implica uma rejeição média de aproximadamente 65% dos dados com feixe de iões (que já incluem corte DD).

3.3.4 Selecção π - protão

No feixe de protões $200 \text{ GeV}/c$ existe uma percentagem de piões, devido ao facto deste feixe ser obtido através da interacção de um feixe de $450 \text{ GeV}/c$ com um alvo. Os eventos resultantes da interacção destes piões com o alvo da experiência são identificados durante a análise e rejeitados .

3.4 Selecção de runs

A selecção de *runs* foi feita tendo em consideração as condições de estabilidade no funcionamento do diferentes elementos do dispositivo experimental. O critérios de selecção de *runs* foram os seguintes:

- bom funcionamento dos telecópios a 90°
- comparação da taxa de contagens dos dois planos do BH
- comparação entre o número de reinteracções e taxa de empilhamento
- centragem do feixe
- energia média depositada no calorímetro
- funcionamento defeituoso de um dos detectores

Foram ainda rejeitados

- os *runs* ^{16}O - ^{238}U realizados com um absorvedor de ferro entre o alvo e o calorímetro
- *runs* com cortes *online* não *standard*, como seja a rejeição dos eventos com os dois traços em sextantes adjacentes (corte T_{ij}), cortes em E_T , etc.
- *runs* sem calorímetro

Após a aplicação destes cortes a estatística disponível é a seguinte

	Pares ++	Pares --
p-U	2258	1361
O-U	41512	22969
S-U	129670	78395

Tabela 3.2 : Número total de eventos aceites

CAPÍTULO 4

MÉTODOS DE ANÁLISE

4.1 Passagem das distribuições medidas às distribuições físicas

4.1.1 Definição do problema

Um dos nossos objectivos é o de obter distribuições físicas de certas variáveis cinemáticas. Devido às imperfeições do detector, tanto as distribuições como as variáveis medidas são diferentes das produzidas pela natureza. Duas causas podem ser distinguidas: aceitância inferior à unidade e resolução limitada.

A aceitância dá-nos a probabilidade de observação de um evento no espectrómetro, estando o seu valor compreendido entre 0 e 1. A resolução limitada traduz o facto de uma quantidade física só poder ser determinada dentro de um certo erro. A transformação que a resolução limitada provoca numa distribuição física designa-se habitualmente por efeito de *smearing*.

Por simplicidade comecemos por analisar o caso em que a distribuição física $f(x)$ é apenas função da variável x . Após passagem pelo detector obtém-se a distribuição medida $h(y)$ função da variável medida y . Designemos por $D(y, x)$ a função que nos descreve a resposta do detector, dizendo-nos como x se transforma em y e $f(x)$ em $h(y)$. Podemos então escrever o seguinte integral de convolução ([BLO85])

$$h(y) = \int D(y, x) \cdot f(x) dx \quad (4.1)$$

O conhecimento da função $D(y, x)$ é fundamental para se poder aceder às distribuições físicas a partir de distribuições medidas. No entanto, a sua determinação é em geral muito complexa, sendo necessário recorrer a métodos de Monte-Carlo. Uma função teórica $f^{th}(x)$ é utilizada, e os eventos assim gerados passam pelo programa de simulação do detector e pela cadeia de reconstrução dos eventos reais. Dispõe-se assim de um conjunto de eventos gerados cuja distribuição representamos pelo histograma f , e de um conjunto de eventos reconstruídos cuja distribuição é h . Neste caso, em que passamos a variáveis discretas (histogramas) a equação (4.1) escreve-se

$$h_i = \sum_{j=1}^n D_{ij} f_j$$

Suponhamos, de maneira simplificada, que o detector apresenta uma aceitância limitada e uma resolução infinitamente boa. Então os valores fora da diagonal da matriz D são nulos (o que significa que o resultado da medição da variável x é exacto, dentro da incerteza correspondente ao *bin* escolhido para o histograma). Os coeficientes da diagonal da matriz obtêm-se de forma trivial

$$D_{ii} = \left(\frac{h_i}{f_i} \right)$$

sendo habitualmente designados por aceitância do detector no *bin* i .

Uma distribuição física poderá ser obtida a partir da distribuição medida por simples aplicação destes coeficientes

$$f_i^{fis} = h_i^{med} \cdot \left(\frac{f_i}{h_i} \right)$$

A situação real é no entanto mais complexa, pois além de uma aceitância limitada, o detector possui uma resolução igualmente limitada. É então necessário utilizar um método

de correcção dos dados experimentais que tome em conta estes dois efeitos simultaneamente.

4.1.2 Cálculo das matrizes de Aceitância e Smearing

Neste parágrafo vamos descrever o método adoptado para o cálculo da função de transferência D . A forma de abordar o problema consiste em considerarmos que a função D pode ser factorizada em duas partes: uma dependendo da aceitância A e outra dependendo da resolução (função S de *smearing*). A aceitância A dá-nos a probabilidade de um evento caracterizado pelo conjunto de variáveis $(x_1, x_2, \dots, x_n)$ ser detectado. A função de *smearing* S traduz a forma como as $(x_1, x_2, \dots, x_n)$ variáveis físicas se transformam após passagem pelo detector nas $(y_1, y_2, \dots, y_n)$ variáveis medidas. Facilmente nos apercebemos que o caso geral em que se pretende manusear n variáveis, com $n > 2$, se torna incomportável do ponto de vista computacional. De facto, supondo que a distribuição $dN/dx_1 dx_2 \dots dx_n$ é representada por um histograma em que atribuímos m_1 bins à variável x_1 , m_2 a x_2 ,...etc, as funções A e S poderão ser representadas por histogramas de $m_1 \times m_2 \times \dots \times m_n$ e $(m_1 \times m_2 \times \dots \times m_n)^2$ entradas, o que para valores típicos dos m_i (da ordem das dezenas) conduz rapidamente a valores gigantescos. Para minorarmos este problema vamos fazer as seguintes hipóteses de trabalho:

- a) A aceitância do espectrómetro de muões pode ser descrita em termos de duas variáveis geradas
- b) A função de *smearing* pode em primeira aproximação ser factorizada em funções que contêm apenas uma variável gerada e a correspondente variável medida, i.e.
 $S(x_1, x_2, y_1, y_2) \equiv S^1(x_1 \rightarrow y_1) \cdot S^2(x_2 \rightarrow y_2)$

Dentro das hipóteses feitas podemos escrever a equação (4.1) da forma

$$h(y_1, y_2) = \int \int S^1(x_1 \rightarrow y_1) \cdot S^2(x_2 \rightarrow y_2) \cdot f(x_1, x_2) \cdot A(x_1, x_2) dx_1 dx_2 .$$

ou passando a variáveis discretas

$$h_{ij} = \sum_{l=1}^{m_1} \sum_{k=1}^{m_2} S_{il}^1 \cdot S_{jk}^2 \cdot f_{lk} \cdot A_{lk}$$

4.1.3 Método Monte-Carlo de cálculo de A e S

Começamos por admitir que já possuímos a distribuição teórica que é uma boa aproximação da distribuição física $f(x_1, x_2)$, e que utilizaremos para gerar os eventos. Com estes eventos gerados preencheremos o histograma $f_{lk} \equiv dN^{\text{gerados}}/dx_1 dx_2$, função das variáveis geradas x_1 e x_2 .

Os eventos gerados passam pelo programa de simulação do detector (DIMUSIM), sendo aceites ou rejeitados (os eventos aceites são aqueles que satisfazem as condições impostas pelos cortes geométricos do espectrómetro e obedecem às condições do *trigger*). Finalmente estes eventos aceites são reconstruídos pelo programa DIMUREC. Com estes eventos preenche-se o histograma $a_{lk} \equiv dN^{\text{aceites}}/dx_1 dx_2$ e o o histograma $h_{ij} \equiv dN^{\text{aceites}}/dy_1 dy_2$ (função das variáveis reconstruídas). São igualmente preenchidos evento a evento os histogramas $\hat{S}_{il}^1$ e $\hat{S}_{jk}^2$, em que cada entrada corresponde a um par (x_1, y_1) ou (x_2, y_2) respectivamente, numa base evento a evento.

Definimos aceitância A_{lk} como sendo a razão

$$A_{lk} = \frac{a_{lk}}{f_{lk}}$$

relembrando que a aceitância assim definida é função das variáveis geradas x_1 e x_2 .

Como foi referido acima, os histogramas $\hat{S}^1$ e $\hat{S}^2$ são preenchidos com os eventos reconstruídos. Estes histogramas, conforme a normalização feita, permitem obter as matrizes de transformação das variáveis geradas para as variáveis medidas (genericamente $S(x \rightarrow y)$) ou a transformação inversa (i.e. $S^{-1} \equiv S(y \rightarrow x)$).

Na prática a matriz utilizada será $S(y \rightarrow x)$ (pois pretendemos passar dos dados experimentais de que dispomos para as distribuições nas variáveis físicas), pelo que é esta que seguidamente vamos calcular.

Seja n_i^r o número de eventos *reconstruídos* referentes ao *bin* i da variável medida y , e n_j^a o número de eventos *aceites* no *bin* j na variável gerada x . A relação entre os dois escreve-se

$$n_j^a = \sum_i n_i^r \cdot S_{ji}$$

Se N_{tot} fôr o número total de eventos *reconstruídos* tem-se

$$\sum_i n_i^r = \sum_j n_j^a = N_{tot}$$

já que a matriz de *smearing* não modifica o número total de eventos, isto é, o número de eventos reconstruídos é igual ao número de eventos aceites. Usando esta última relação vem

$$\begin{aligned} N_{tot} &= \sum_j n_j^a \\ &= \sum_j \left[\sum_i n_i^r S_{ji} \right] \\ &= \sum_i n_i^r \left[\sum_j S_{ji} \right] \end{aligned}$$

Mas uma vez que $\sum_i n_i^r = N_{tot}$ concluimos que

$$\sum_j S_{ji} = 1$$

é uma solução possível. Esta será a normalização usada para a matriz de *smearing*.

Uma vez definida a normalização, é possível calcular a matriz S_{ji} a partir do histograma $\hat{S}$ dado pelo Monte-Carlo. Seja $\hat{S}_{ji}$ o número de entradas em cada bin do histograma $\hat{S}$ (que aqui representa genericamente $\hat{S}^1$ e $\hat{S}^2$). Definimos a matriz S de *smearing* como

$$S_{ji} = \frac{\hat{S}_{ji}}{\sum_i \hat{S}_{ji}}$$

Como já foi referido pretendemos passar da distribuição medida $h(y_1, y_2)$, para a distribuição física $f(x_1, x_2)$. A transformação entre as duas distribuições pode ser escrita em termos de histograma como

$$f_{lk} = \left[\sum_{i=1}^{m_1} \sum_{j=1}^{m_2} S_{li}^1 \cdot S_{kj}^2 \cdot h_{ij} \right] / A_{lk}$$

ou passando a variáveis contínuas

$$f(x_1, x_2) = \left(\int \int S^1(y_1 \rightarrow x_1) \cdot S^2(y_2 \rightarrow x_2) \cdot h(y_1, y_2) dy_1 dy_2 \right) / A(x_1, x_2)$$

com

$$\int S(y \rightarrow x) dy = 1 .$$

4.1.4 Determinação do gerador Monte-Carlo

Analisaremos agora o problema da determinação do gerador $f^{th}(x_1, x_2)$ que supusemos resolvido no parágrafo anterior. A relevância da utilização de um gerador que se aproxime tanto quanto possível das verdadeiras distribuições físicas, está no facto do cálculo da função de *smearing* (e em menor grau da aceitância) ser dependente do gerador Monte-Carlo utilizado.

A determinação da boa distribuição a usar como gerador passa por um processo iterativo em que distribuições simuladas são comparadas com as distribuições experimentais medidas (ver figura 4.1) . O processo começa pela adopção de um gerador de ordem zero $f_0(x_1, x_2)$ que seja uma aproximação "tão boa" quanto possível da verdadeira distribuição física. Este gerador pode ser por exemplo fornecido por um modelo Monte-Carlo que simule a física que se pretende estudar. Os eventos assim gerados passam por toda a cadeia de simulação-reconstrução obtendo-se no final as distribuições simuladas de ordem zero $h_0^{sim}(y_1, y_2)$. A função h_0^{sim} é comparada com a distribuição experimental medida h^{exp} definindo-se a seguinte função

$$R_0(y_1, y_2) = \frac{h^{exp}(y_1, y_2)}{h_0^{sim}(y_1, y_2)} \times \frac{\int \int h_0^{sim}(y_1, y_2) dy_1 dy_2}{\int \int h^{exp}(y_1, y_2) dy_1 dy_2}$$

Esta função é agora usada para se obter o novo gerador corrigido $f_1(x_1, x_2)$

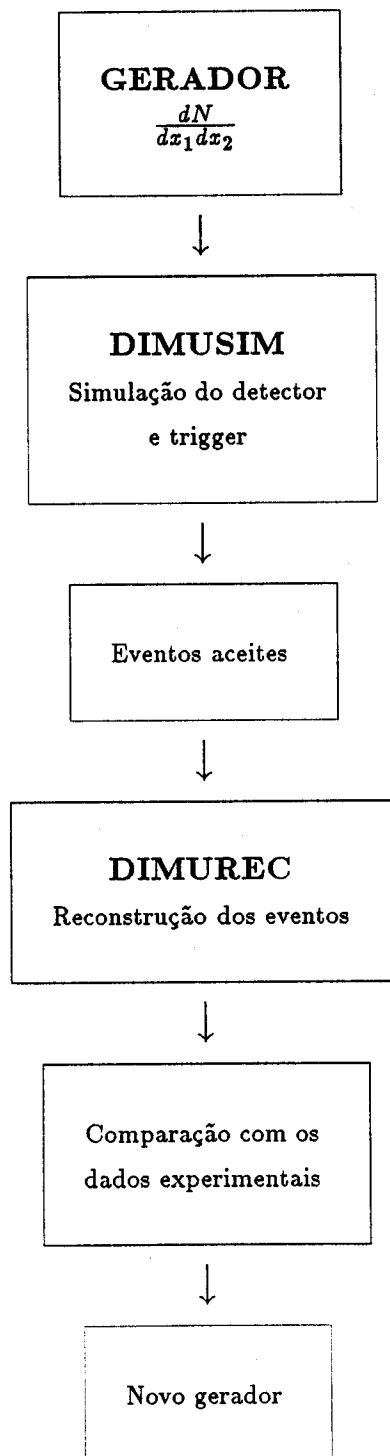


Figura 4.1: Diagrama do ciclo de determinação do gerador físico

$$f_1(x_1, x_2) = f_0(x_1, x_2) \cdot R_0(y_1 = x_1, y_2 = x_2)$$

recomeçando-se seguidamente o processo de iteração. Este processo é em geral rapidamente convergente, sendo necessários apenas alguns passos de iteração para se obter um gerador suficientemente próximo da distribuição física. A convergência do processo é controlada através dos valores da função R , pois por construção tem-se que $R(y_1, y_2) \rightarrow 1$ quando $h^{sim} \rightarrow h^{exp}$.

4.1.5 Aceitância e Smearing em momento transverso e rapidez de um muão

Os dados que vamos analisar dizem respeito a eventos com um par de muões de sinal igual. Estes eventos são quase na sua totalidade devidos a combinações de muões provenientes do decaimento de mesões π ou K . Não existindo em princípio correlação entre os dois muões, estes poderão ser tratados como independentes. Assim escolheremos duas variáveis que descrevam o muão. A opção pelo momento longitudinal e momento transverso não é a melhor, pois devido à apertada região angular coberta pelo espectrómetro (aproximadamente 100 mrad), existe uma forte correlação entre estas duas variáveis ($P_T/P_L = tg\theta$).

A nossa escolha recaiu então sobre o momento transverso e a rapidez

$$y = \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{E + P_L}{E - P_L} \right)$$

A rapidez tem um significado angular na região de energia em que trabalhamos ($y \approx \eta = -\ln(tg(\theta/2))$ para $E \gg m$) sendo pequena a correlação com P_T .

Como gerador de ordem zero recorreremos às distribuições $dN/dP_T dy$ dadas pelo modelo de Lund Fritiof (ver parágrafo 4.2). Em cada evento são gerados dois muões, cujo momento é dado por:

$$P_x = P_T \cdot \cos\phi$$

$$P_y = P_T \cdot \sin\phi$$

$$P_z = \sqrt{m^2 + P_T^2} \cdot \sinh(y)$$

com

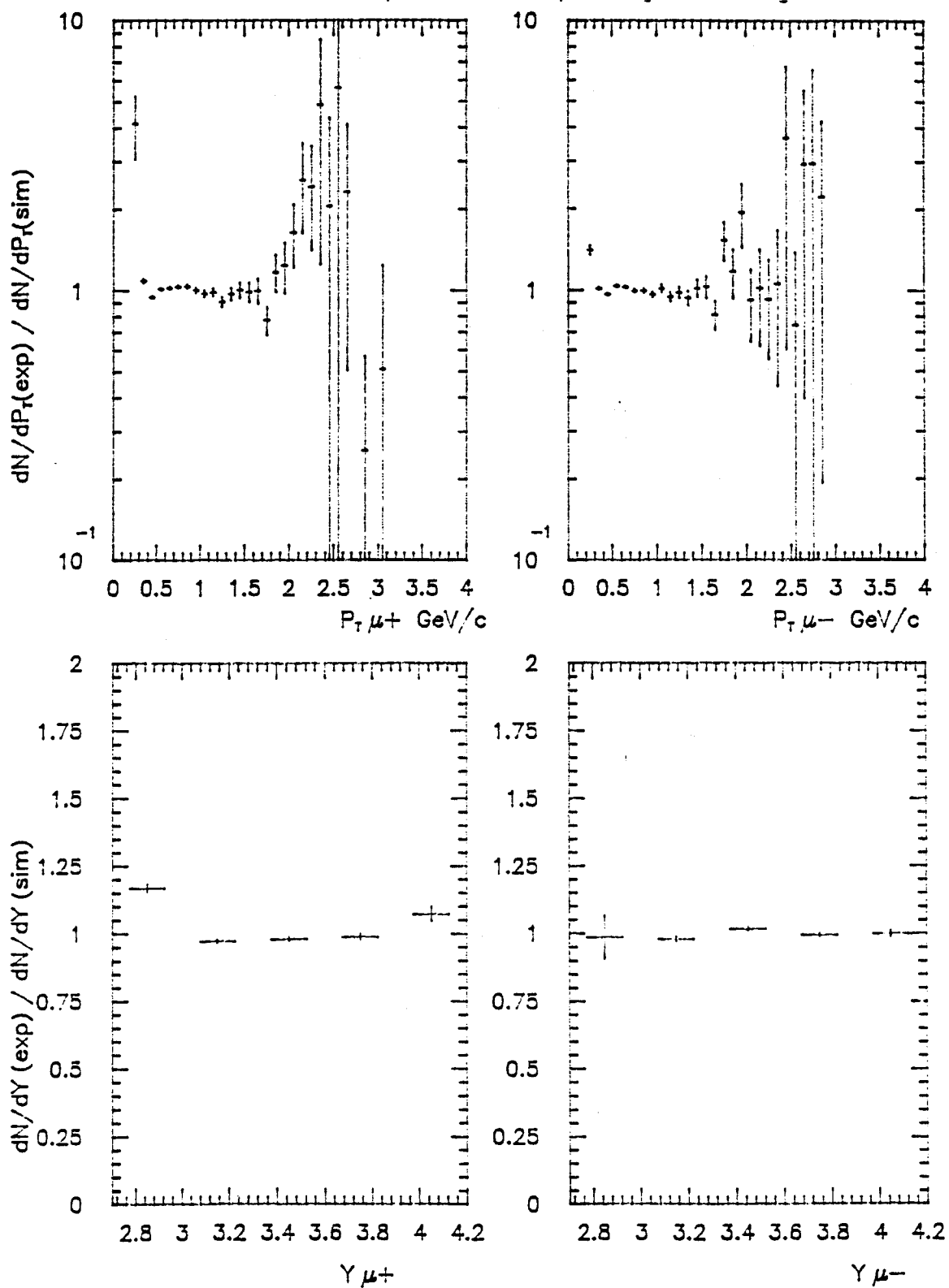


Figura 4.2: Razão entre distribuições experimentais (S+U 200 GeV/núcleo) e distribuições simuladas

$$\frac{dN}{d\phi} = \text{const.}$$

Foi seguido, o ciclo esquematizado na figura 4.1 tendo-se obtido ao fim de seis iterações distribuições simuladas que apresentam um bom acordo com as distribuições experimentais medidas. Na figura 4.2 encontram-se as razões entre as distribuições simuladas e experimentais para as variáveis P_T e y (os dados referem-se a colisões $S - U$ 200 GeV/c). Dado que existe a possibilidade de se inverter a polaridade do campo magnético do íman do espectrómetro, os resultados são apresentados em termos das duas combinações $\text{carga} * \text{campo} = +$ e $\text{carga} * \text{campo} = -$.

A aceitância é calculada no caso em que são aplicados os cortes DD e imagem (utilizados em $O - U$ e $S - U$) ou apenas corte imagem (utilizado em $p - U$). Nas figuras 4.3a e 4.3b apresenta-se a aceitância do espectrómetro, em função de P_T por banda de y para o caso de corte DD e imagem. Dado que o *trigger* da experiência é feito sob um par de muões, a probabilidade de observar um muão com um certo P_T e y , depende do valor destas variáveis para o segundo muão. Neste caso existe uma dependência intrínseca introduzida pelo *trigger* entre a aceitância e a distribuição física dos muões. Os valores apresentados são de certa forma valores médios da aceitância em cada bin de P_T , i.e.

$$A(P_{T1}) = \int A(P_{T1}, P_{T2}) \cdot f(P_{T1}, P_{T2}) dP_{T2}$$

sendo $A(P_{T1}, P_{T2})$ a aceitância para dois muões, e $f(P_{T1}, P_{T2})$ a distribuição de eventos gerados $dN^{ger}/dP_{T1}dP_{T2}$, normalizada à unidade.

Da análise das figuras 4.3a e 4.3b verificamos que a aceitância tende para um valor constante com o aumento de P_T . O valor deste patamar foi encontrado por ajuste linear aos eventos simulados, uma vez que são grandes as flutuações estatísticas na região de alto P_T .

Na figura 4.4 estão representadas as seguintes distribuições dos desvios relativos entre as variáveis geradas e as variáveis medidas:

$$\Delta_{P_T} = \frac{P_T^{ger} - P_T^{med}}{P_T^{ger}}$$

$$\Delta_y = \frac{y^{ger} - y^{med}}{y^{ger}}.$$

Aceitancia Carga*Campo= -

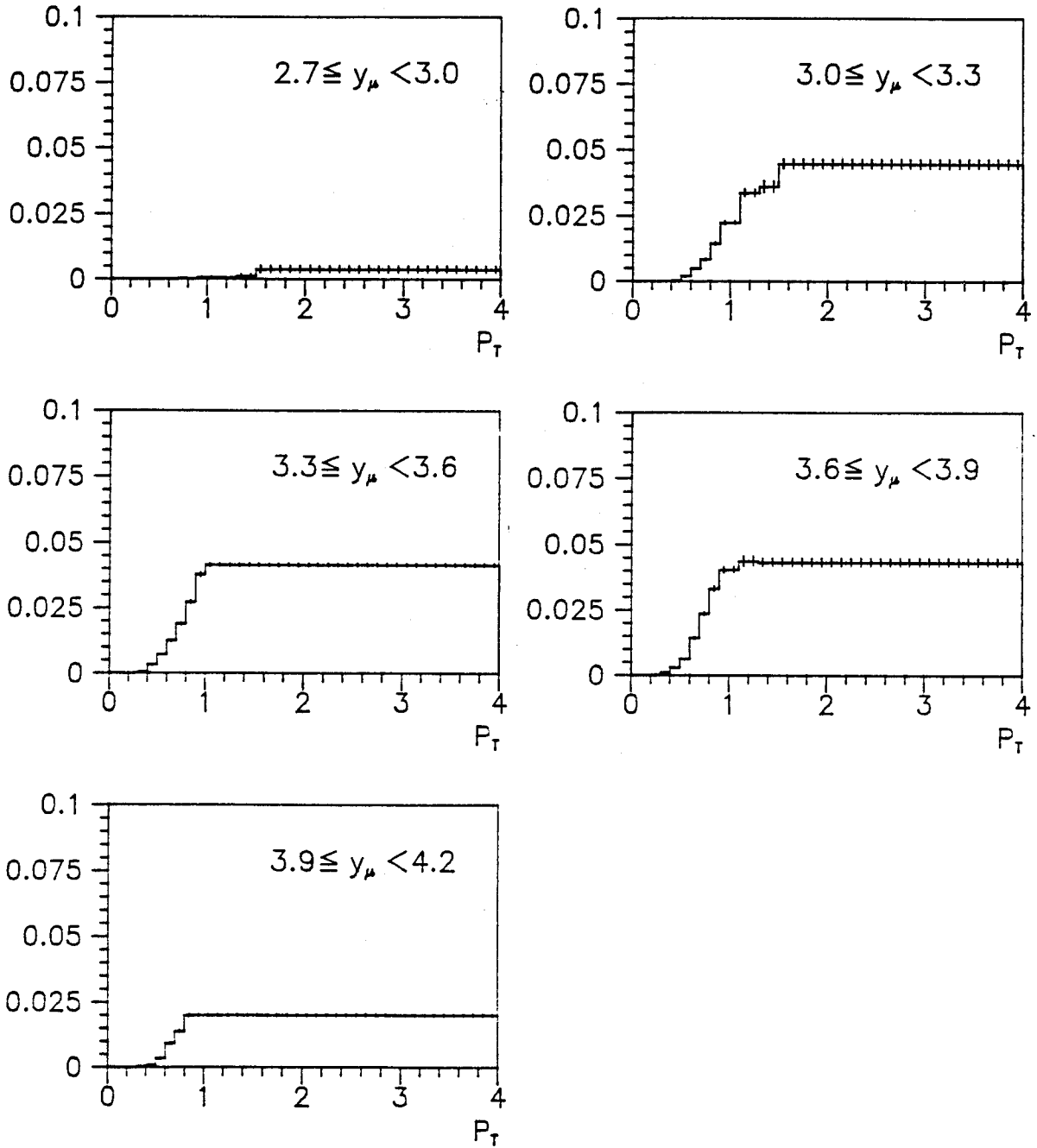


Figura 4.3a: Aceitância em função de P_T por intervalos de rapidez para o caso em que $carga \times campo = -$. É efectuado o corte DD e imagem (ver texto)

Aceitancia Carga*Campo= +

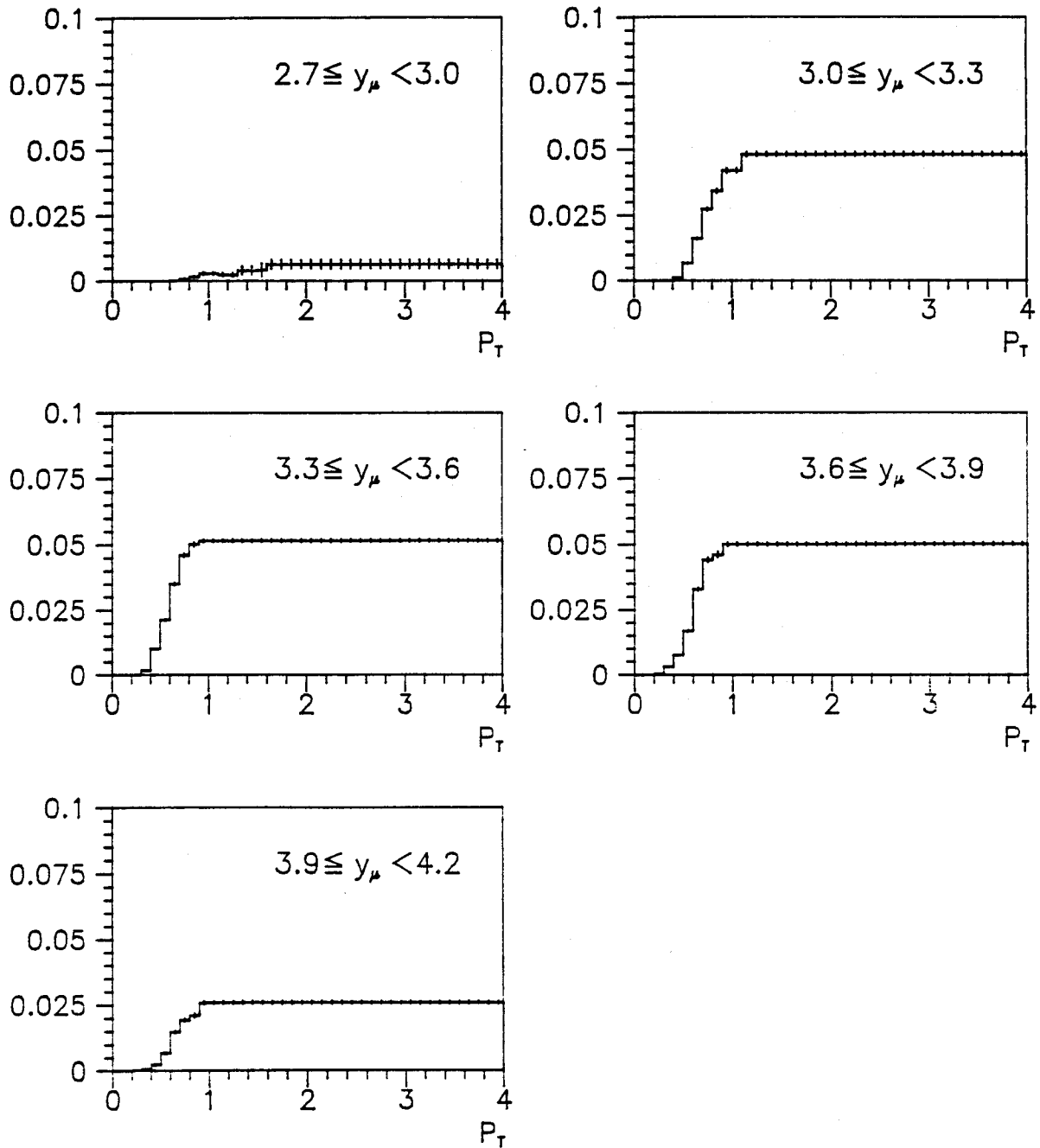


Figura 4.3b: Aceitância em função de P_T por intervalos de rapidez para o caso em que $carga \times campo = +$. É efectuado o corte DD e imagem (ver texto)

Assimetria

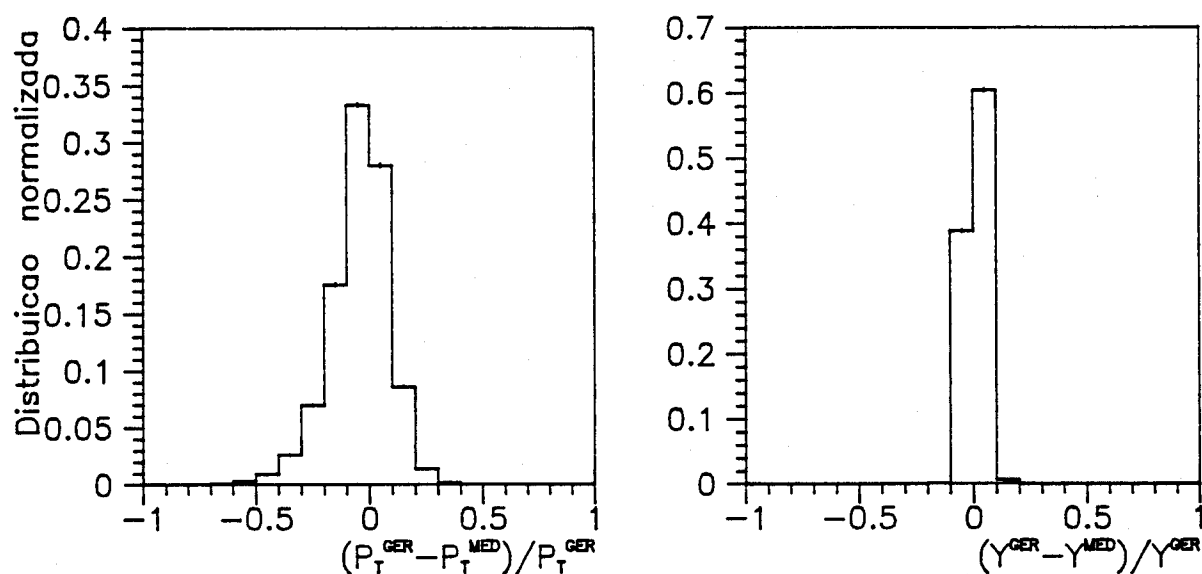


Figura 4.4: Assimetria entre as variáveis geradas e as variáveis medidas

Estes desvios constituem medidas da resolução do espectrómetro nas variáveis em causa. Verificamos desta forma que o *smearing* em rapidez é pequeno, sendo mais importante em P_T . Igualmente se constata que a distribuição é ligeiramente deslocada no sentido dos P_T mais elevados, ou seja é maior a probabilidade de o P_T medido ser superior ao P_T gerado. Como consequência existe na distribuição medida um excesso de eventos a alto P_T relativamente à distribuição gerada.

4.2 Simulação da produção hadrónica de píões e kaões

4.2.1 O modelo Fritiof

Nesta secção vamos debruçar-nos sobre a questão da simulação da produção de pares de múons de sinal igual. Este é um ponto de grande importância pois a extracção dos resultados físicos irá depender da simulação Monte-Carlo.

Vimos já que foi necessária a introdução de distribuições simuladas no início do ciclo de cálculo da aceitação. Vamos agora ver como essas distribuições foram obtidas, e como

é possível a partir das distribuições de múons de igual sinal obter as distribuições de mesões π e K .

Na altura em que se começou esta análise o gerador mais recente de colisões hádron-núcleo e núcleo-núcleo, que se encontrava disponível era o modelo de Lund Fritiof, tendo por esse motivo sido o adoptado.

O modelo Fritiof ([AND87], [NIL87], [SJO87]) pressupõe que quando dois hádrons colidem existe troca de momento, criando-se dois objectos longitudinalmente excitados (cordas - *strings*). Numa colisão hádron-núcleo ou núcleo-núcleo os hádrons do projectil podem sofrer mais do que uma colisão no núcleo-alvo, pelo que as cordas que se formam continuam a colidir enquanto da sua passagem dentro do núcleo-alvo, aumentando a sua energia. Durante este processo de transferência de momento é suposto que não existe troca de cor. Cada corda hadroniza independentemente, de acordo com o modelo de fragmentação de Lund (Jetset). A hadronização é feita fora do núcleo alvo, pelo que não há lugar a cascatas intranucleares.

4.2.2 Estratégia da simulação

O esquema seguido na obtenção de distribuições de pares de múons de igual sinal a partir da simulação foi o seguinte:

- 1- São geradas colisões protão-núcleo ou núcleo-núcleo usando o programa Fritiof
- 2- Dos eventos assim gerados tomam-se (evento a evento) os mesões π e K e procede-se à sua desintegração em múon+neutrino. A probabilidade de existência de um dado múon é igual à sua probabilidade de desintegração
- 3- Em cada evento aceitam-se os múons que se encontram na *janela* do espectrómetro
- 4- Num dado evento são consideradas todas as combinações possíveis entre múons de igual sinal. A probabilidade de existência de um determinado par é tomada como sendo igual ao produto das probabilidades de existência de cada um dos múons (ver apêndice A).

Analisemos agora em detalhe cada um destes pontos. Usando o programa Fritiof, são

simulados eventos em cada um dos sistemas estudados (i.e. p-U, O-U e S-U 200 GeV/n). O tempo de computador consumido na geração de um evento Fritiof é considerável, pelo que apenas é possível gerar um número limitado de eventos. Esta imposição não restringe muito o número final de pares de muões, pois a técnica referida no ponto 4, permite-nos um aumento de estatística, que pode atingir um factor de 100 (no caso de enxofre-urânio). No quadro a seguir apresentamos o tempo de cálculo (*tempo de CPU*) na geração de um evento Fritiof, o número de eventos Fritiof gerados e o número de muões obtidos no final, depois de aplicados os cortes correspondentes à "janela" do espectrómetro.

<i>Sistema</i>	<i>TempoCPU</i> (segundo/evento)	<i>Eventos</i> <i>Fritiof</i>	<i>Muões+</i>	<i>Muões-</i>
<i>p - U 200 GeV/n</i>	31.1	100000	667159	604273
<i>O - U 200 GeV/n</i>	33.2	15000	828506	799229
<i>S - U 200 GeV/n</i>	42.0	20000	3185218	3059138

Tabela 4.1: Tabela de eventos gerados Fritiof e número de pares de muões. O tempo de CPU é relativo a um VAX 6210 (≈ 2.8 unidades VAX 780).

Em cada evento Fritiof gerado tomam-se os mesões π e K , e faz-se a sua desintegração em muão+neutrino. O momento e energia do muão descendente no referencial de repouso do mesão é simplesmente dado por:

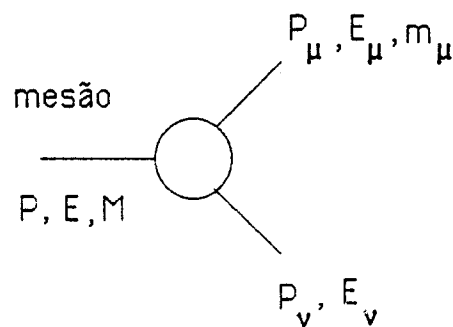


Figura 4.5: Decaimento do mesão

$$E_{\mu}^* = \frac{M^2 + m_{\mu}^2}{2M}$$

$$P_{\mu}^* = \frac{M^2 - m_{\mu}^2}{2M}$$

Considerando que o decaimento é isotrópico, dado que o spin dos mesões em causa é nulo, as distribuições angulares são dadas por

$$\frac{dN}{d\phi^*} = cte \quad 0 \leq \phi^* < 2\pi \quad ; \quad \frac{dN}{d(\cos\theta^*)} = cte \quad -1 \leq \cos\theta^* \leq 1$$

obtendo-se as projeções do momento de

$$P_x^* = P_{\mu}^* \sin\theta^* \cos\phi^* \quad ; \quad P_y^* = P_{\mu}^* \sin\theta^* \sin\phi^* \quad ; \quad P_z^* = P_{\mu}^* \cos\theta^* .$$

A passagem para o referencial do laboratório, pode fazer-se por aplicação da seguinte transformação de Lorentz :

$$E_{\mu}^{lab} = \gamma \cdot (E_{\mu}^* + \vec{\beta} \cdot \vec{P}_{\mu}^*)$$

$$\vec{P}_{\mu}^{lab} = \vec{P}_{\mu}^* + (\gamma - 1) \frac{\vec{\beta} \cdot \vec{P}_{\mu}^*}{\beta^2} \vec{\beta} + \gamma \vec{\beta} E_{\mu}^*$$

em que

$$\gamma = E/M \quad ; \quad \vec{\beta} = \vec{P}/E$$

sendo $\vec{P}$ e E o momento e a energia do mesão no *referencial do laboratório*.

A probabilidade de desintegração é diferente para cada tipo de mesão, sendo ainda função do momento deste e do meio absorvente que atravessa. No apêndice B apresenta-se o cálculo desta probabilidade para um dispositivo experimental constituído por n absorvedores diferentes. A figura 4.6 representa a probabilidade de decaimento de um mesão π^+ em função do momento e do ângulo polar (4.6a e 4.6b), para o dispositivo experimental *standard* (dispositivo S-U, tabela 5.4), bem como a razão entre as probabilidades de decaimento de mesões π e K . Na figura 4.6b as linhas tracejadas e traço-ponto delimitam

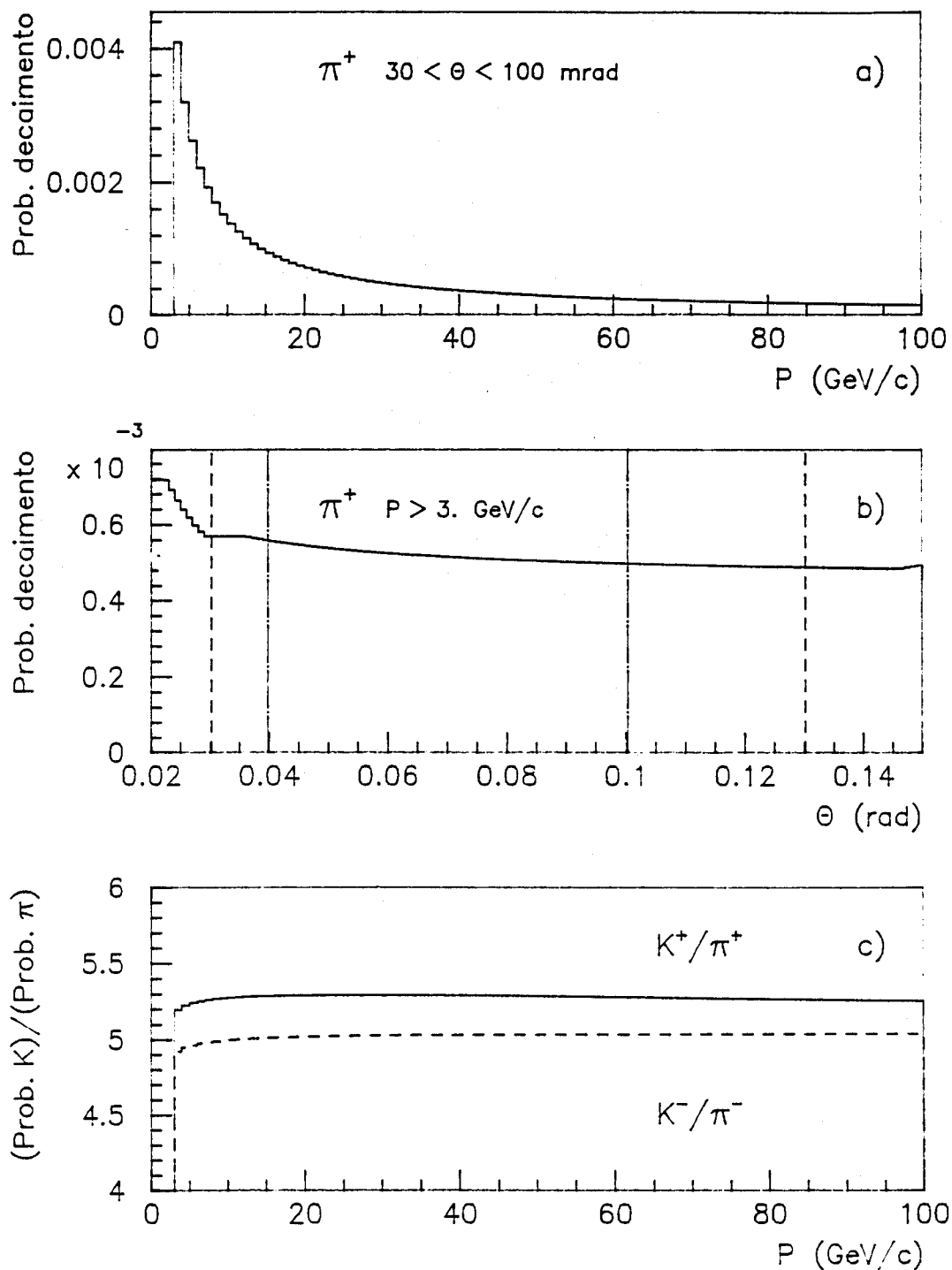


Figura 4.6: Probabilidades médias de decaimento a) em função do momento b) em função de θ para um mesão π^+ , e c) razão entre probabilidades de decaimento entre π 's e K 's. Na fig. b) as linhas a tracejado delimitam a região de aceitação do espectrômetro e as linhas traço-ponto delimitam a região em que é feita a análise dos dados.

respectivamente, a região de aceitação do espectrómetro (30 a 130 mrad) e a região em que é feita a análise dos dados (40 a 100 mrad).

Verificamos da figura 4.6c que a razão entre as probabilidades de decaimento de mesões π e K é praticamente independente do momento, sendo o seu valor ligeiramente superior ao esperado para um decaimento no vazio (ver apêndice B). O valor desta razão é maior para mesões positivos do que para mesões negativos. Esta diferença é devida ao facto da secção eficaz de absorção do K^+ ser menor que a do K^- [CAR79]. Desta forma é maior a probabilidade de desintegração de um K^+ relativamente à do K^- .

Um muão será aceite na "janela" do espectrómetro se verificar as seguintes condições :

$$2.7 \leq y_\mu \leq 4.1$$

$$P_{T\mu} \geq 0.3 \text{ GeV}/c$$

$$P_{L\mu} \geq 3.0 \text{ GeV}/c$$

Tomando os muões aceites por estes cortes, são feitas todas as combinações entre muões de sinal igual ($++$ e $--$), sendo o peso de cada par igual ao produto das probabilidades de decaimento de cada um dos mesões progenitores.

4.2.3 Distribuições Fritiof

Na figura 4.7 encontram-se as distribuições de multiplicidade Fritiof para π^+ , π^- , K^+ e K^- , para os três sistemas, p-U, O-U e S-U. Estas distribuições dizem respeito apenas a mesões cujo o muão descendente respeita os cortes referidos no parágrafo anterior. A multiplicidade máxima observada (pelo espectrómetro) é portanto muito inferior à multiplicidade total da reacção .

As distribuições em momento transversal e rapidez dos mesões carregados cujo muão de desintegração é aceite pelos cortes referidos no parágrafo anterior encontram-se na figura 4.8 . Constatamos que a distribuição em rapidez dos mesões se encontra limitada a uma região bem determinada, e que essencialmente corresponde à região de aceitação dos muões.

Uma das características das colisões núcleo-núcleo é o deslocamento das distribuições em rapidez no sentido da região de fragmentação do projectil quando para um mesmo alvo se aumenta o número atómico do ião incidente. A simulação reproduz este efeito, verificando-se que o máximo da distribuição em rapidez passa de 1.9 em Protão-Urânio,

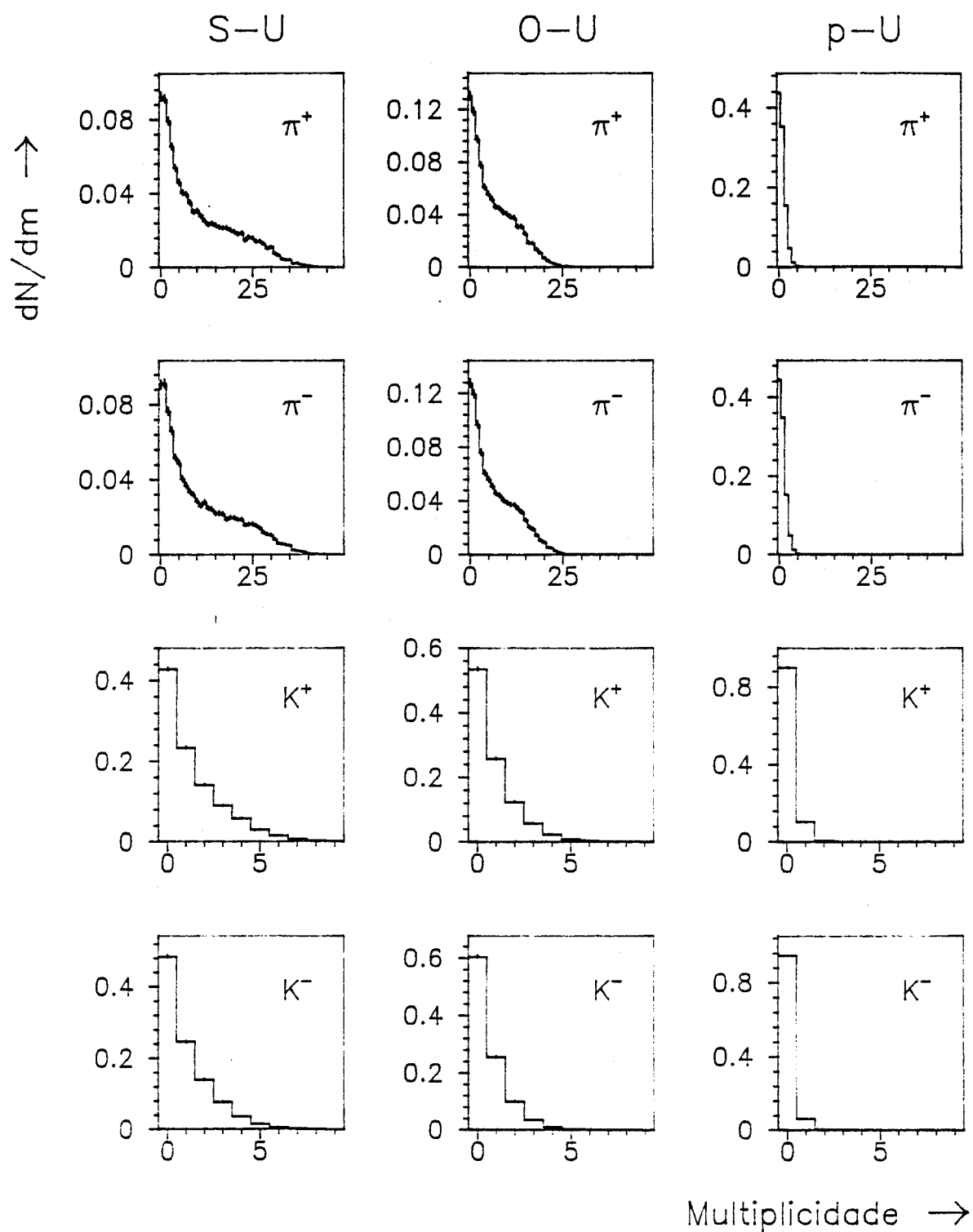


Figura 4.7: Distribuições de multiplicidade dadas por Fritiof para mesões cujo muão de desintegração é aceite pelos cortes referidos no texto. As distribuições encontram-se normalizadas à unidade.

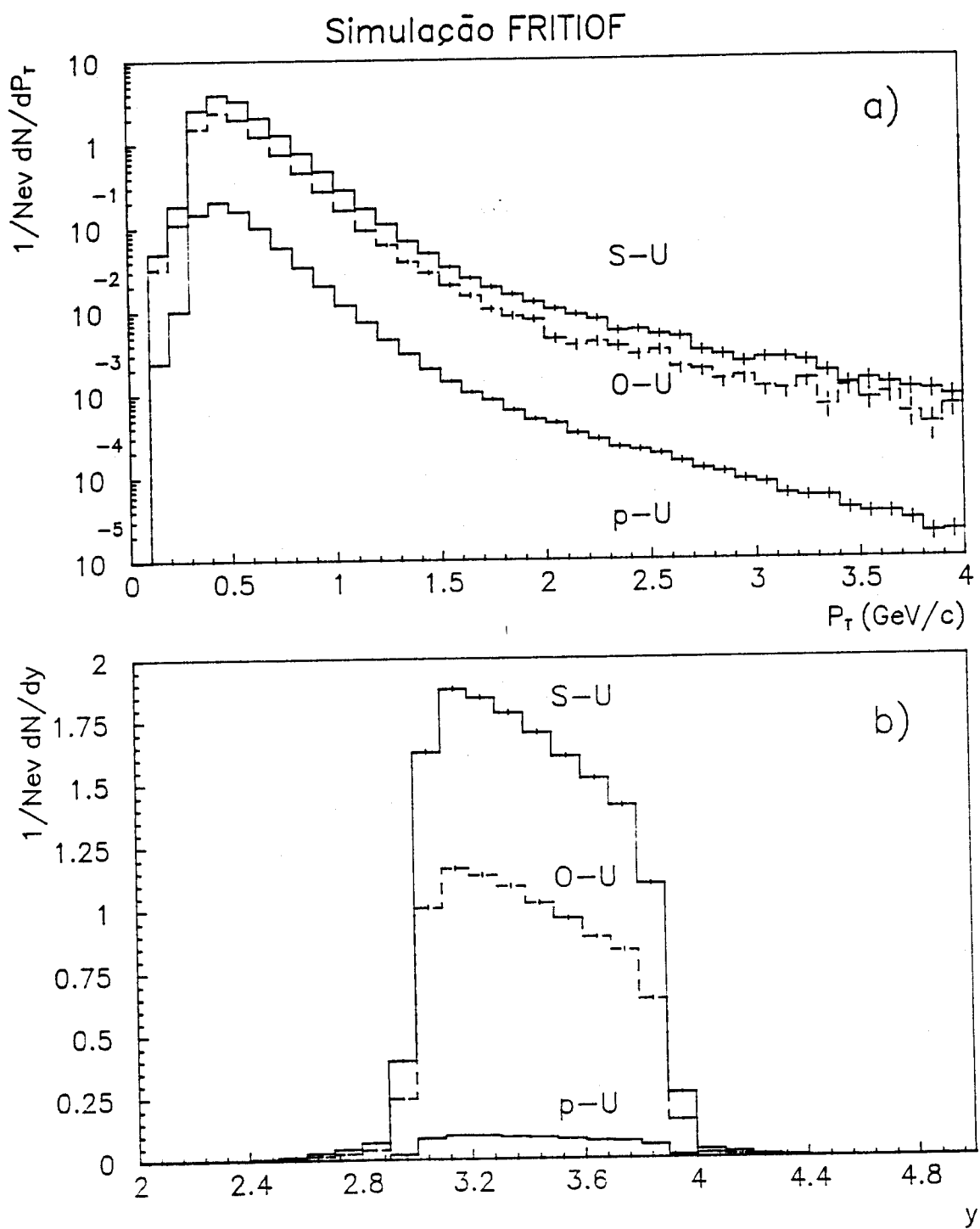


Figura 4.8: Distribuições em momento transversal e rapidez dadas por Fritiof para colisões carregadas cujo muão de desintegração é aceite pelos cortes referidos no texto. As distribuições encontram-se normalizadas ao número total de eventos.

para 2.2 em Oxigénio-Urânio e 2.3 em Enxofre-Urânio (figura 4.9). Como consequência, a janela do espectrómetro ($2.7 \leq y_\mu \leq 4.2$) vai abrangendo sucessivamente uma região mais central do espectro em rapidez.

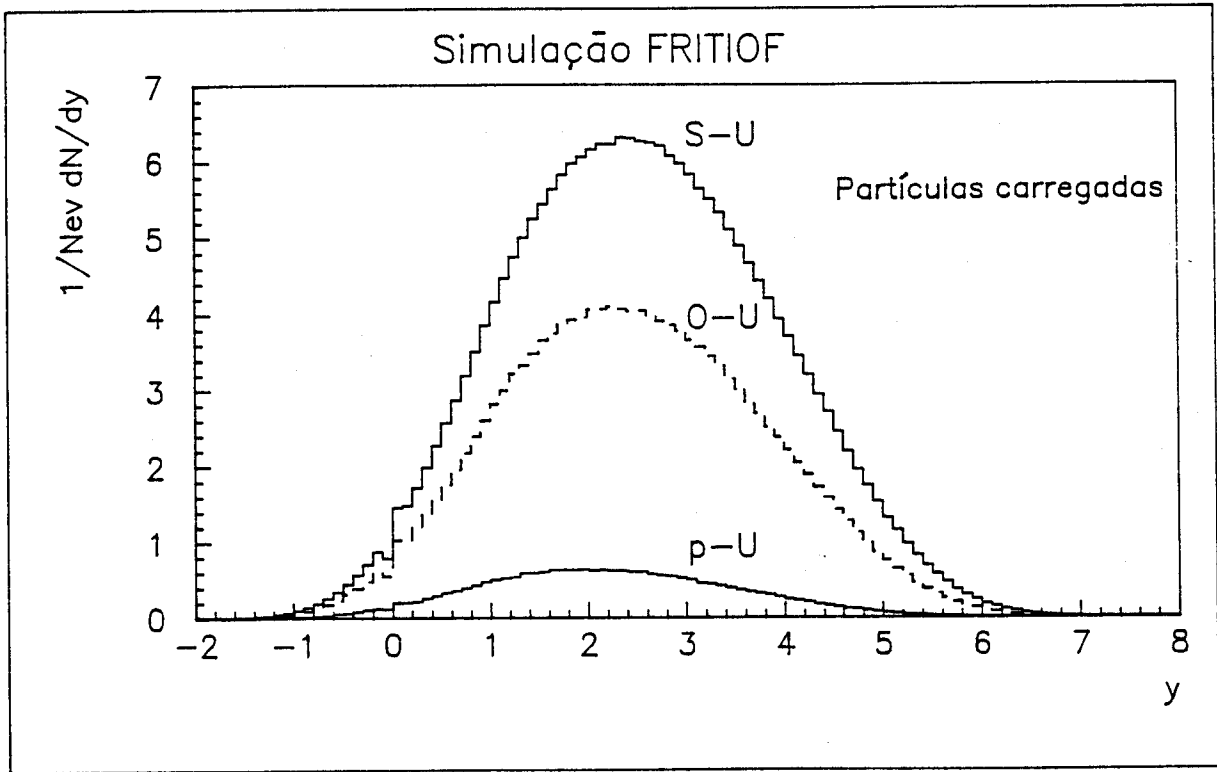


Figura 4.9: Distribuições em rapidez dadas por Fritiof para mesões carregados. As distribuições encontram-se normalizadas pelo número total de eventos. Os máximos das distribuições encontram-se respectivamente em 2.3 (S+U), 2.2 (O+U) e 1.9 (p+U).

4.2.4 Passagem às distribuições de mesões

Uma vez que os muões de desintegração podem ter origem em píões ou kaões, e não sendo possível fazer a sua separação, não é igualmente possível obter o momento do mesão progenitor. Para determinarmos as distribuições de mesões recorreremos à simulação. São calculadas as distribuições de mesões $dN^{\pi+k}/dP_T$ e de muões dN^μ/dP_T bem como a função $F(P_T^\mu \rightarrow P_T^{\pi+k})$ que dá a probabilidade de um muão com momento transversal P_T^μ descender de um mesão (π ou K) com $P_T^{\pi+k}$. A secção eficaz diferencial de produção de mesões é calculada a partir de

$$\frac{d\sigma^{\pi+k}}{dP_T^{\pi+k}} = \left[\int F(P_T^\mu \rightarrow P_T^{\pi+k}) \cdot \frac{d\sigma^\mu}{dP_T^\mu} dP_T^\mu \right] \cdot G(P_T) \quad (4.2)$$

onde a função $G(P_T)$ é dada pela razão entre o número de mesões e muões fornecidos pela simulação

$$G(P_T) = \left(\frac{dN^{\pi+k}}{dP_T^{\pi+k}} / \frac{dN^\mu}{dP_T^\mu} \right)_{sim}$$

e a distribuição $dN^\mu/dP_T^{\pi+k}$ é dada por

$$\frac{dN^\mu}{dP_T^{\pi+k}} = \int F(P_T^\mu \rightarrow P_T^{\pi+k}) \cdot \left(\frac{dN^\mu}{dP_T^\mu} \right)_{sim} dP_T^\mu .$$

O valor da secção eficaz obtida através do método exposto é dependente do modelo de simulação utilizado. Desta forma é conveniente que o modelo de Monte Carlo utilizado consiga reproduzir tão fielmente quanto possível as distribuições medidas. O critério de qualidade adoptado foi o da comparação das distribuições simuladas de muões com as distribuições medidas de muões. É exigido que o Monte-Carlo reproduza não só a forma das distribuições medidas, como também a taxa de produção observada.

Como veremos no parágrafo seguinte, a aplicação deste critério leva-nos a modificar algumas das distribuições de Fritiof, de forma a obtermos acordo com os dados experimentais.

4.2.5 Comparação com os dados experimentais

Começamos por comparar os resultados obtidos usando Fritiof com os dados experimentais. Para tal é útil dividir as distribuições simuladas pelo número total de eventos simulados, pois desta forma são directamente comparáveis às secções eficazes experimentais normalizadas à secção eficaz total de interacção :

$$\frac{1}{N_{ev}} \left(\frac{dN}{dP_T} \right)_{sim} \sim \frac{1}{\sigma_{int}} \left(\frac{d\sigma}{dP_T} \right)_{exp} .$$

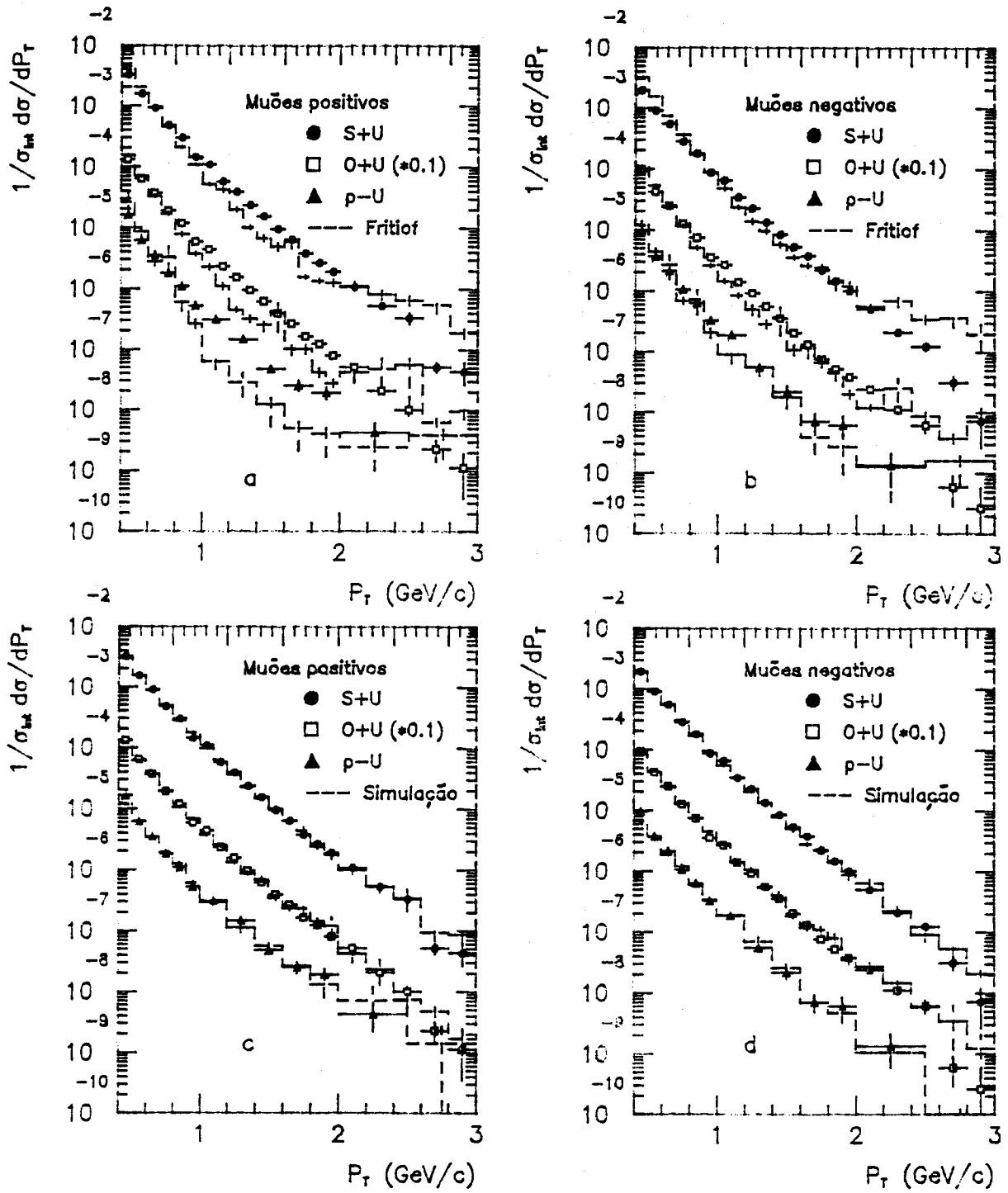


Figura 4.10: Comparação das distribuições experimentais $1/\sigma_{int}d\sigma/dP_T$ do muão com as simuladas por Fritiof (a e b) e as obtidas pela simulação Lisboa (c e d), para os sistemas $p-U$, $O-U$ e $S-U$ (ver texto).

As secções eficazes de interacção são calculadas a partir das fórmulas [ABD80]

$$\sigma_{int}^{AB} = 68.8 \cdot (A^{1/3} + B^{1/3} - 1.32)^2 \text{ mb}$$

$$\sigma_{int}^{pA} = 38 \cdot A^{0.72} \text{ mb} .$$

Nestas expressões a secção eficaz σ_{int}^{AB} é proporcional à área dos iões que colidem (dando o termo 1.32 conta da sobreposição mínima entre os iões). A secção eficaz de interacção próton-núcleo σ_{int}^{pA} é parametrizada em A^α , em que $\alpha < 1$ devido ao efeito de sombra dos nucleões.

Na figura 4.10.a e 4.10.b comparam-se as distribuições em P_T do muão simuladas por Fritiof e as distribuições experimentais para os sistemas $p-U$, $O-U$ e $S-U$. Verificamos que existe um desacordo entre Fritiof e os dados para $P_T > 1 \text{ GeV}/c$. Como se disse, o método de extracção da secção eficaz de produção de mesões é sensível às distribuições utilizadas no Monte Carlo, pelo que é importante que estas apresentem um acordo tão bom quanto possível com as distribuições medidas. Por esta razão construíram-se geradores com parâmetros que pudessem ser directamente controlados.

Como ponto de partida tomaram-se as distribuições Fritiof para as multiplicidades de píões e kaões, bem como as respectivas distribuições em rapidez. O novo modelo permite contudo a modificação do valor médio da multiplicidade $\langle m \rangle$ de cada tipo de mesão. O número de partículas geradas em cada evento é então controlado através de $\langle m \rangle$.

As distribuições em P_T de píões e kaões dadas por Fritiof foram substituí. Usou-se uma soma de exponenciais para parametrizar as novas distribuições :

$$\frac{1}{P_T} \frac{dN}{dP_T} \propto \exp(-\beta_1 P_T) + \xi \cdot \exp(-\beta_2 P_T) .$$

Nesta função a primeira exponencial descreve essencialmente a região de $P_T < 1.5 \text{ GeV}/c$ e a segunda a restante região do espectro. O parâmetro ξ é fixado pela condição das duas exponenciais tomarem o mesmo valor para $P_T = 1.5 \text{ GeV}/c$:

$$\xi = \exp[(\beta_2 - \beta_1) \cdot P_T] .$$

Aos parâmetros do modelo são impostos certos limites, através do confronto com os seguintes dados experimentais :

- as razões K/π obtidas pelo modelo devem ser consistentes com as medidas em $p+W$ por Cronin et al. [CRO75].

$$R = (d\sigma^{\mu \text{ data}}/dP_T) / (d\sigma^{\mu \text{ sim}}/dP_T)$$

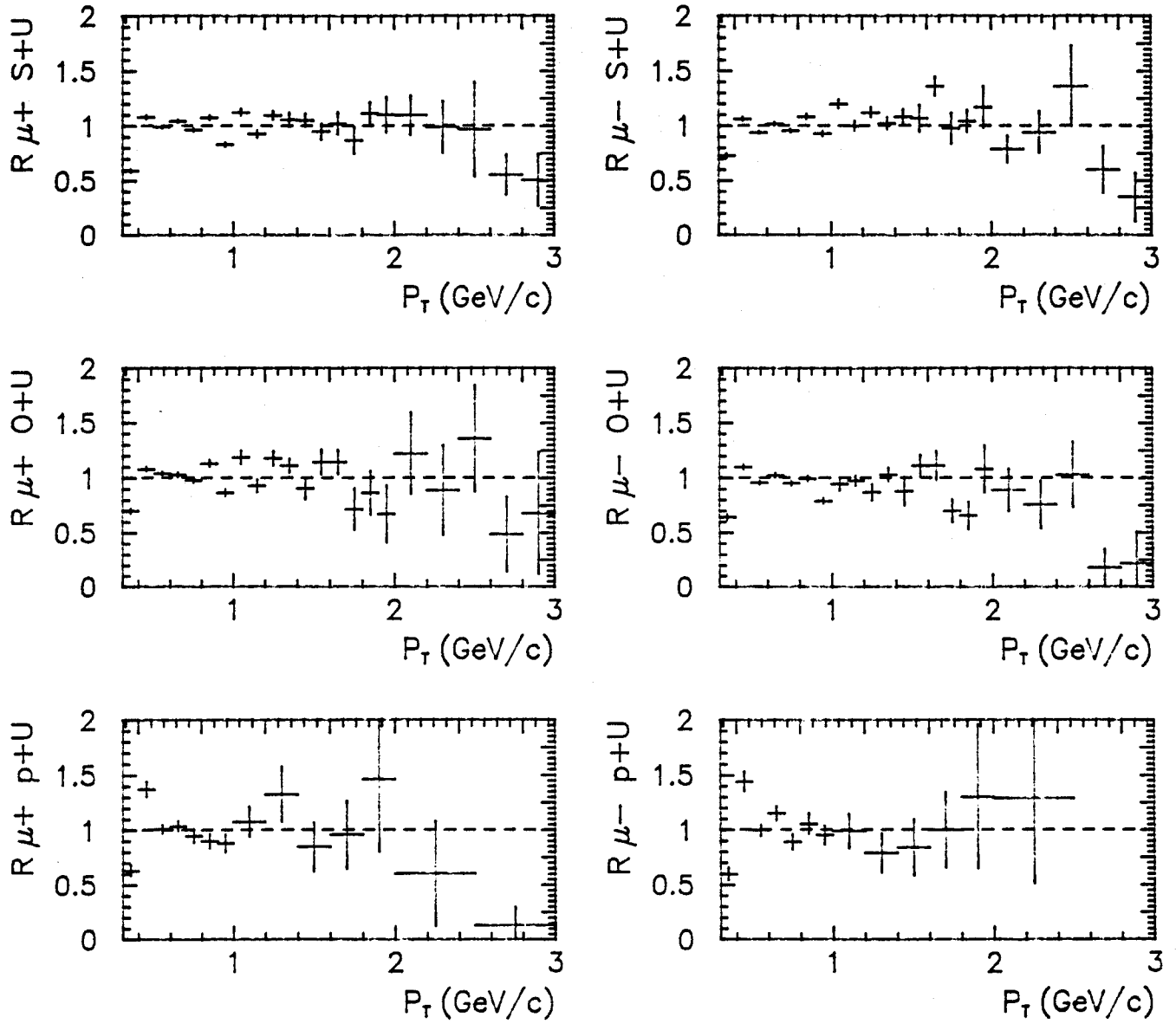


Figura 4.11: Razão entre os espectros experimentais de muões e os espectros obtidos após otimização do gerador Lisboa

- as razões simuladas $N_+/N_- \equiv (dN/dP_T^{\mu+})/(dN/dP_T^{\mu-})$ entre muões positivos e negativos devem ser consistentes com as razões medidas experimentalmente.

Aos parâmetros $\langle m \rangle$ e β foram impostas as seguintes restrições:

- $\langle m^{\pi^+} \rangle = \langle m^{\pi^-} \rangle$ para S+U e O+U e $\langle m^{\pi^+} \rangle \geq \langle m^{\pi^-} \rangle$ no caso de p+U
- $\beta_1^{\pi^+} = \beta_1^{\pi^-}$
- $\beta_1^{K^+} \leq \beta_1^{K^-}$
- O valor de $\beta_1^{K^+}$ é obtido a partir de $\beta_1^{\pi^+}$ admitindo a existência de ' M_T scaling' (i.e. píões e kaões apresentam a mesma temperatura)

A determinação dos melhores valores dos parâmetros $\langle m \rangle$ e β foi feita da seguinte forma: o valor de $\beta_1^{\pi^+}$ foi obtido a partir de um ajuste exponencial entre 0.7 e 1.4 GeV/c feito à distribuição dN/dP_T^2 dada por Fritiof para píões. Para $\beta_1^{K^+}$ e $\beta_1^{K^-}$ foram admitidas variações até 10% em torno do valor inicial. Os parâmetros $\beta_1^{K^\pm}$, $\beta_2^{\pi^\pm}$, $\beta_2^{K^\pm}$, $\langle m^{\pi^\pm} \rangle$ e $\langle m^{K^\pm} \rangle$ foram escolhidos de forma a que os espectros simulados de muões se ajustassem o melhor possível aos espectros experimentais de muões. A razão $R \equiv (d\sigma^{\mu \text{ data}}/dP_T)/(d\sigma^{\mu \text{ sim}}/dP_T)$ obtida com o conjunto final de parâmetros encontra-se na figura 4.11. Diferenças médias da ordem de 5% entre os dados simulados e experimentais são conseguidas.

Na figura 4.10.c e 4.10.d encontra-se também a sobreposição das novas distribuições com os dados experimentais. Constatamos que o acordo em P_T conseguido pelo novo modelo é substancialmente melhor que o obtido com Fritiof. Por simplicidade designaremos a simulação efectuada com este conjunto de geradores por simulação Lisboa.

A boa compatibilidade dos espectros simulados de píões em p+U com dados obtidos em colisões próton-núcleo é patente na figura 4.12. Aí também se mostra a extrapolação para colisões p+U das secções eficazes medidas por Cronin et al. em p+W através da expressão:

$$\sigma_{p+U} = \sigma_{p+W} \cdot \left(\frac{238}{184} \right)^{\alpha(P_T)}.$$

Do ajuste final aos dados experimentais resultam os seguintes valores dos parâmetros β_1, β_2

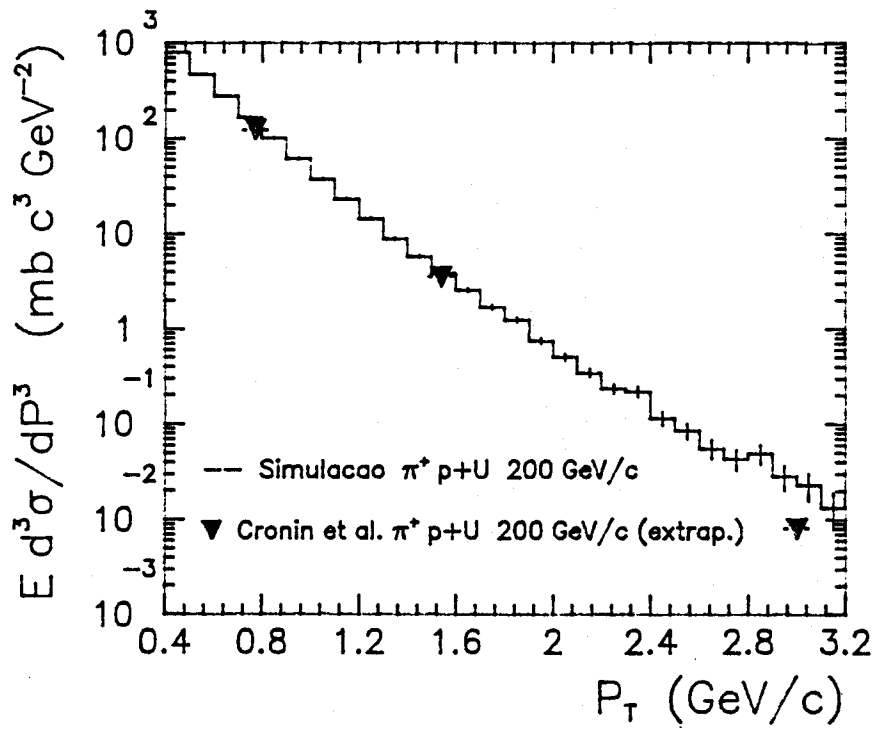


Figura 4.12: Comparação entre a distribuição em P_T de π^+ simulada (geração Lisboa) e os pontos extrapolados das secções eficazes medidas experimentalmente por Cronin et al. [CRO75] (ver texto).

	$\beta_1^{\pi^+}$	$\beta_1^{\pi^-}$	$\beta_1^{K^+}$	$\beta_1^{K^-}$
S+U	5.50	5.50	4.46	4.60
O+U	5.50	5.50	4.46	4.60
p+U	5.50	5.50	4.50	4.70
	$\beta_2^{\pi^+}$	$\beta_2^{\pi^-}$	$\beta_2^{K^+}$	$\beta_2^{K^-}$
todos os sistemas	3.20	3.20	3.00	3.00

Tabela 4.2: Parâmetros β_1 e β_2

As razões K^+/π^+ , K^-/π^- e π^+/π^- obtidas com o gerador Lisboa são apresentadas na figura 4.13.

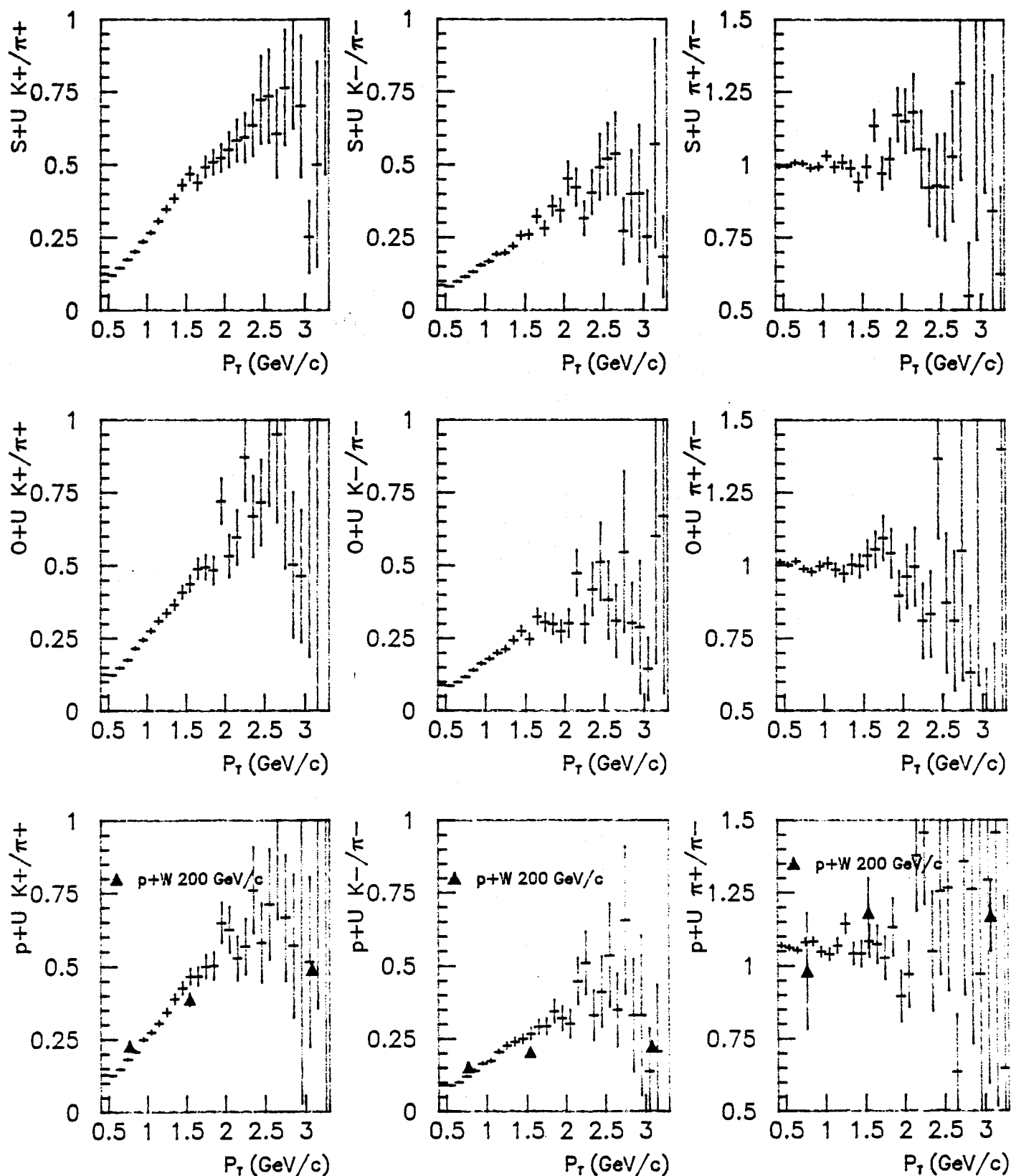


Figura 4.13: Razões K^+/π^+ , K^-/π^- e π^+/π^- obtidas com o gerador Lisboa, para os sistemas S+U, O+U e p+U 200 GeV/núcleo.

4.2.6 Teste de consistência do método de determinação da secção eficaz de mesões

Como já referimos as secções eficazes de mesões extraídas com este método são dependentes do modelo de simulação. Verifica-se no entanto que a secção eficaz assim obtida converge para a distribuição Monte Carlo, quando a distribuição simulada de muões converge para a distribuição experimental.

A título de exemplo vamos considerar quatro situações distintas:

- 1) Gerador Fritiof
- 2) Simulação Lisboa
- 3) Modificação da multiplicidade dos kaões para 5 vezes a utilizada na simulação Lisboa
- 4) Modificação dos parâmetros b_1 utilizados na simulação Lisboa para $b'_1 = 1.2 \cdot b_1$

Na figura 4.14 apresentam-se as comparações entre os dados experimentais (muões) e as distribuições obtidas por simulação (gráficos a, c, e, f) e as comparações entre a distribuição Monte Carlo de mesões e a secção eficaz obtida (gráficos b, d, f, h), em colisões O+U para partículas positivas, para os geradores 1), 2), 3) e 4). Verifica-se que um desvio das distribuições simuladas de muões em relação aos dados se traduz num desvio da secção eficaz obtida a partir da equação 4.2 em relação à distribuição Monte Carlo de mesões. Este teste mostra que o método é auto-consistente.

4.2.7 Erro sistemático na determinação da secção eficaz de mesões

Começemos por analisar o efeito de uma variação da razão K/π no valor das secções eficazes $d\sigma/dP_T^2$ obtidas a partir da equação 4.2. O objectivo é testar a sensibilidade dos valores finais obtidos pelo nosso método a incertezas daquela razão, conhecida em p-N com um certo erro. Para tal efectuaram-se dois testes, diminuindo no primeiro a razão K/π de 15% e aumentando no segundo a razão da mesma percentagem. A razão entre $d\sigma/dP_T^2$ (obtido em colisões O+U com a versão final do gerador Lisboa) e os correspondentes $d\sigma/dP_T^2$ obtidos em cada um dos testes é apresentada na figura 4.15. O desvio relativo das distribuições obtidas com a simulação de teste em relação à distribuição obtida com a simulação de partida, é da ordem de 3%.

Efectuando a mesma razão directamente com as distribuições $d\sigma/dP_T^2$ simuladas (figura 4.16) observamos a existência de um desvio relativo da ordem de 8% entre o gerador Lisboa e os geradores de teste.

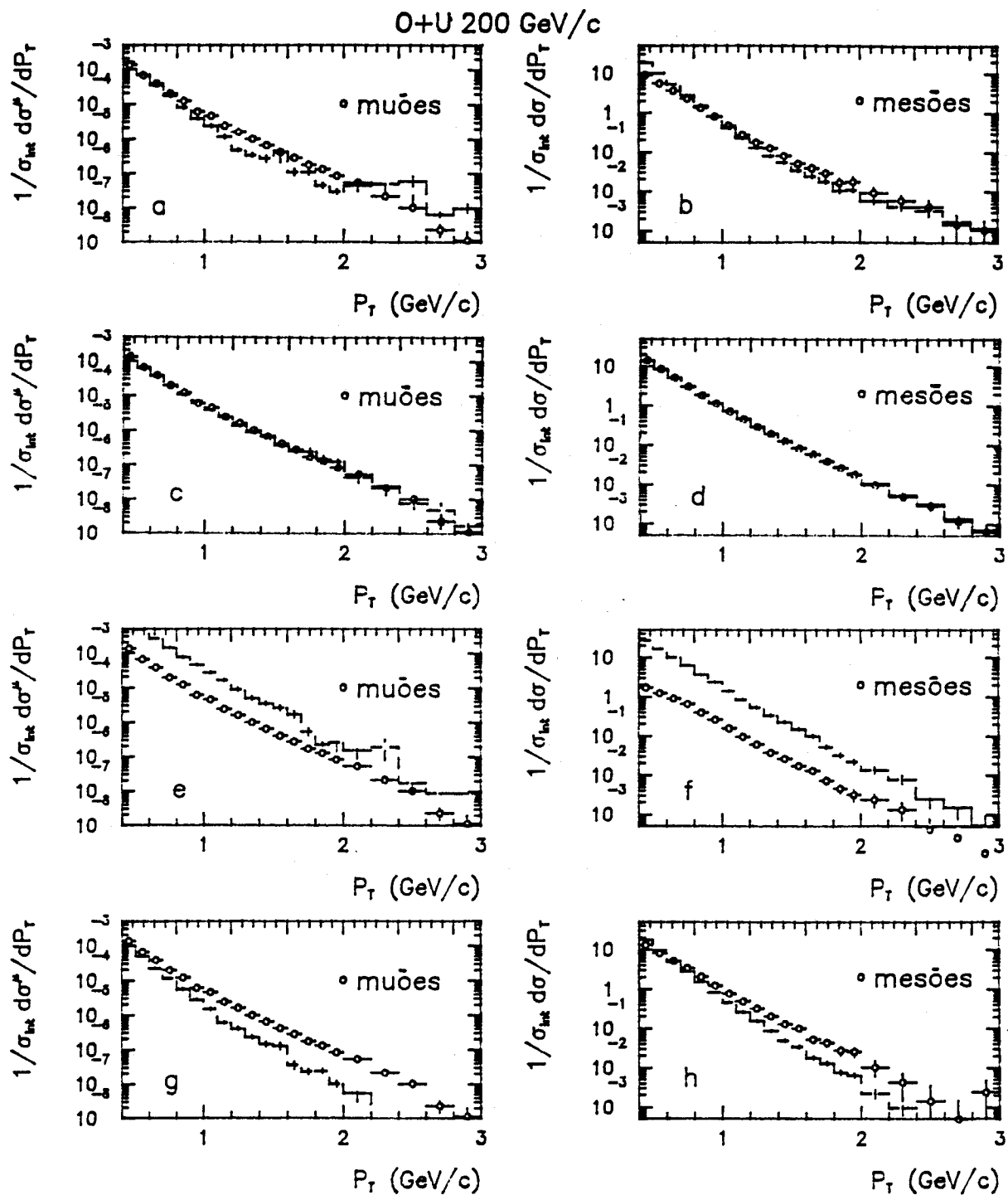


Figura 4.14: Comparação das distribuições experimentais $1/\sigma_{int} d\sigma^{\mu}/dP_T$ de muões positivos para O+U com a previsão dos geradores 1 (fig. a), 2 (fig. c), 3 (fig. e) e 4 (fig. g). Nos gráficos b, d, f e h encontra-se a comparação entre as distribuições Monte Carlo de mesões e a secção eficaz obtida com a equação 4.2, para os geradores 1, 2, 3 e 4 respectivamente.

$$R = (d\sigma/dP_T^2)^{data} / (d\sigma/dP_T^2)^{data*}$$

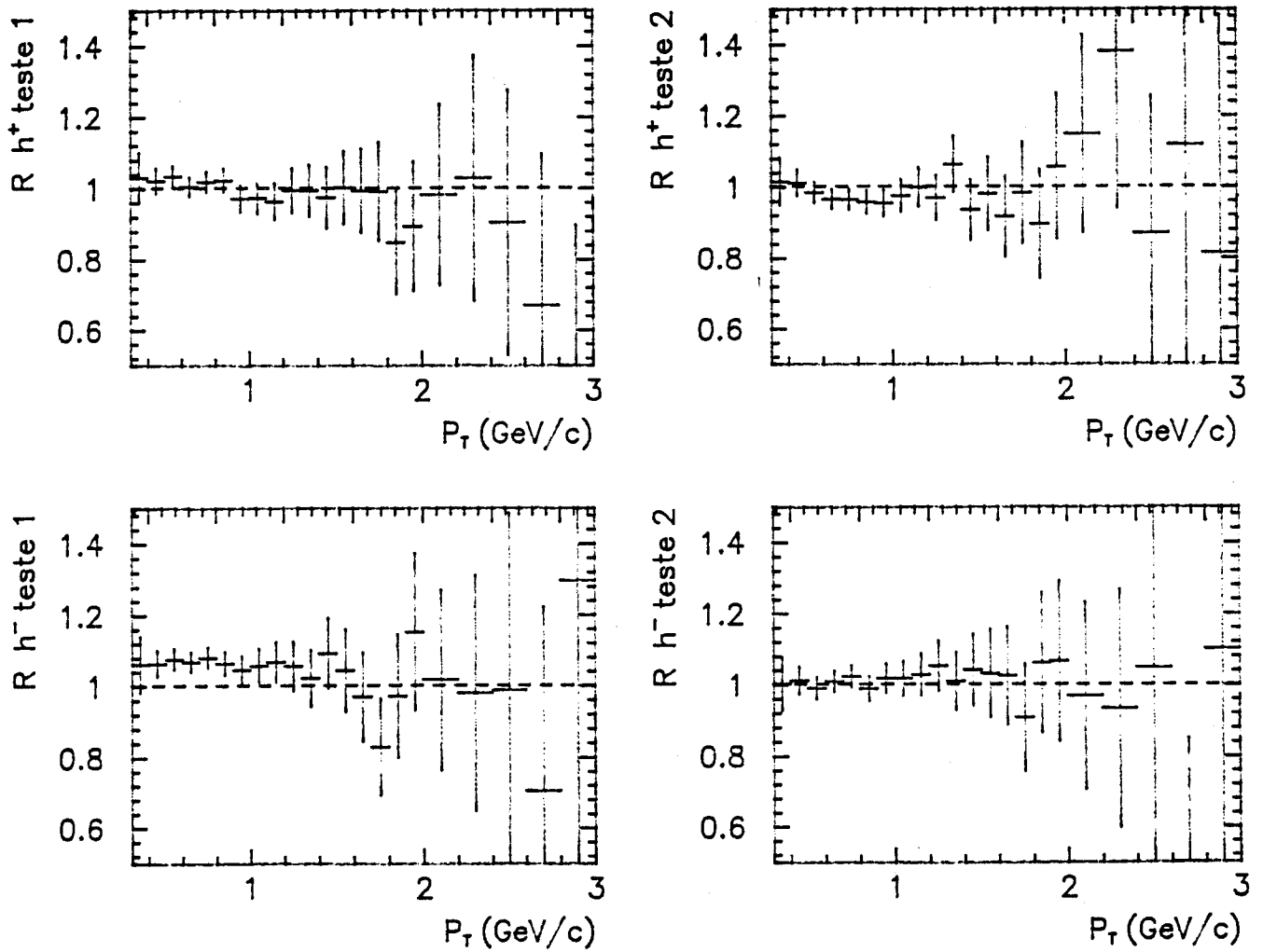


Figura 4.15: Razão entre as distribuições $(d\sigma/dP_T^2)^{data*}$ obtidas com a simulação de teste em relação a uma distribuição $(d\sigma/dP_T^2)^{data}$ de partida obtida com a simulação Lisboa. Todas as secções eficazes foram extraídas por aplicação da equação 4.2 . Nos geradores de teste foi introduzida uma variação na razão K/π de i) teste 1: -15% ii) teste 2: +15%

$$R = (d\sigma/dP_T^2)^{sim} / (d\sigma/dP_T^2)^{sim*}$$

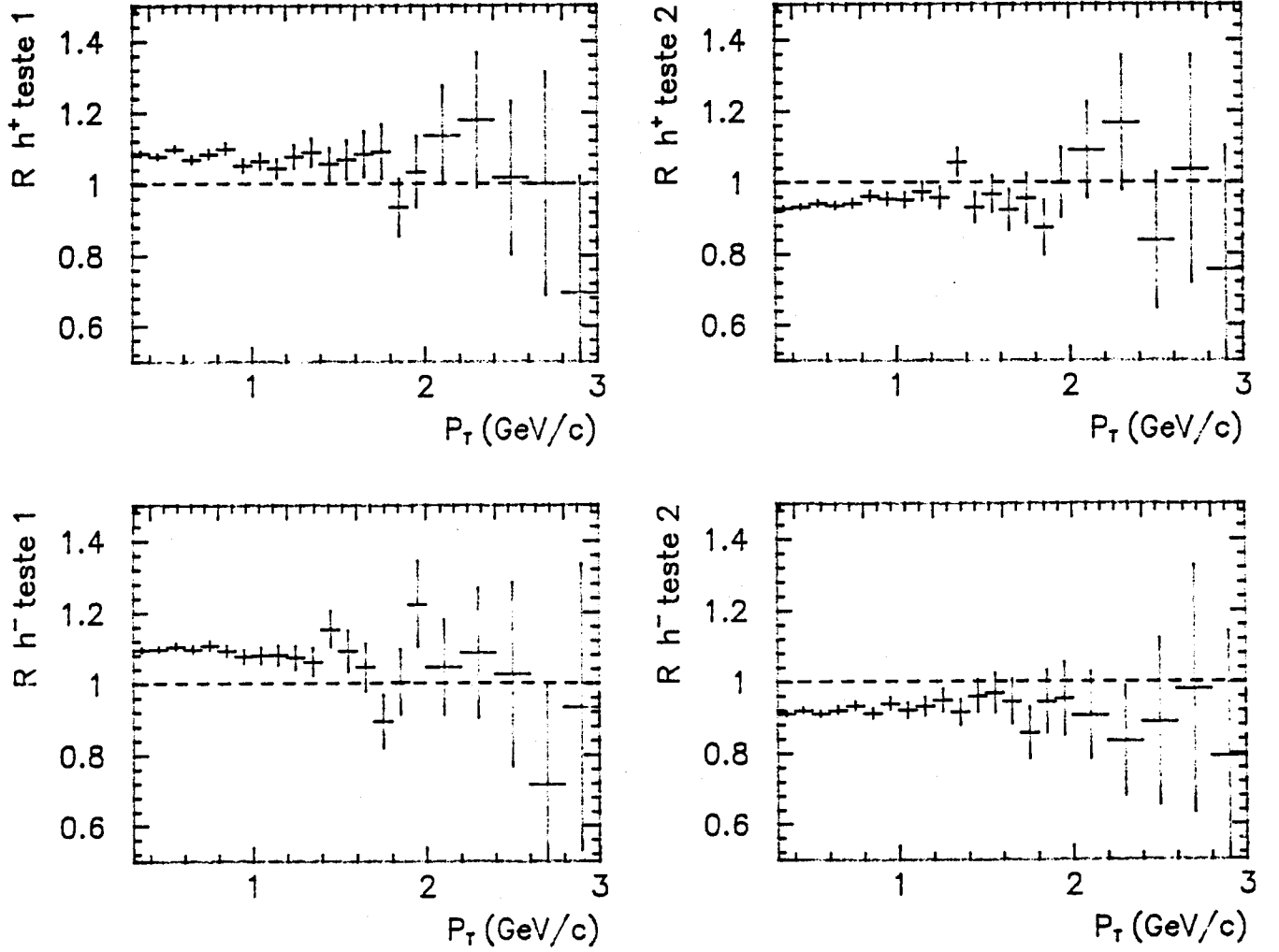


Figura 4.16: Razão entre as distribuições $(d\sigma/dP_T^2)^{sim*}$ simuladas de teste em relação a uma distribuição $(d\sigma/dP_T^2)^{sim}$ simulada de partida (simulação Lisboa). Nos geradores de teste foi introduzida uma variação na razão K/π de i) teste 1: -15% ii) teste 2: +15%

Desta forma verificamos que: a) Uma variação de 15% nas razões K/π resulta numa alteração de 3% no valor das secções eficazes medidas b) A variação assim induzida na secção eficaz obtida através da equação 4.2 é aproximadamente 2 a 3 vezes menor que a introduzida nos geradores.

Concluimos, portanto, que o processo utilizado na extracção das secções eficazes atenua possíveis incertezas dos geradores Monte Carlo utilizados.

Procuremos agora fazer uma avaliação do erro sistemático cometido na determinação da secção eficaz de produção de mesões quando utilizamos o modelo Monte Carlo Lisboa. Vamos fazer a hipótese de que, em primeira ordem, a diferença entre a secção eficaz de produção de mesões (valor físico) e a secção eficaz obtida através da simulação Lisboa (utilizando a equação 4.2) é proporcional à diferença entre a taxa de produção de muões medida e a dada pela simulação.

$$\Delta\sigma(P_T) \equiv \left(\frac{d\sigma}{dP_T^2} \right)_{Lisboa} - \left(\frac{d\sigma}{dP_T^2} \right) = \epsilon(P_T) \cdot \left[\left(\frac{dN^\mu}{dP_T} \right)_{Lisboa} - \left(\frac{d\sigma^\mu}{dP_T} \right)_{exp} \right] \quad (4.3) .$$

Para fazer a avaliação do erro sistemático $\Delta\sigma(P_T)$ é necessário calcular o coeficiente de proporcionalidade $\epsilon(P_T)$, uma vez que a diferença entre a taxa de produção de muões medida e a simulada é conhecida. $\epsilon(P_T)$ é extraído recorrendo às diferenças entre os espectros obtidos pelas simulações Fritiof e Lisboa, por aplicação da equação 4.3:

$$\left(\frac{d\sigma}{dP_T^2} \right)_{Lisboa} - \left(\frac{d\sigma}{dP_T^2} \right)_{Fritiof} = \epsilon(P_T) \cdot \left[\left(\frac{dN^\mu}{dP_T} \right)_{Lisboa} - \left(\frac{dN^\mu}{dP_T} \right)_{Fritiof} \right] ,$$

onde, mais uma vez, $(d\sigma/dP_T^2)_{Lisboa}$ e $(d\sigma/dP_T^2)_{Fritiof}$ são calculados a partir da aplicação da equação 4.2 aos dados experimentais.

Os valores (médios) dos erros relativos obtidos para os três sistemas estudados encontram-se na tabela seguinte.

	S+U	O+U	p+U
Mesões +	$1.4 \pm 0.3\%$	$3.0 \pm 0.6\%$	$3.0 \pm 2.0\%$
Mesões -	$1.8 \pm 0.3\%$	$2.1 \pm 0.6\%$	$1.0 \pm 1.0\%$

Tabela 4.3: Erro sistemático na secção eficaz de produção de mesões

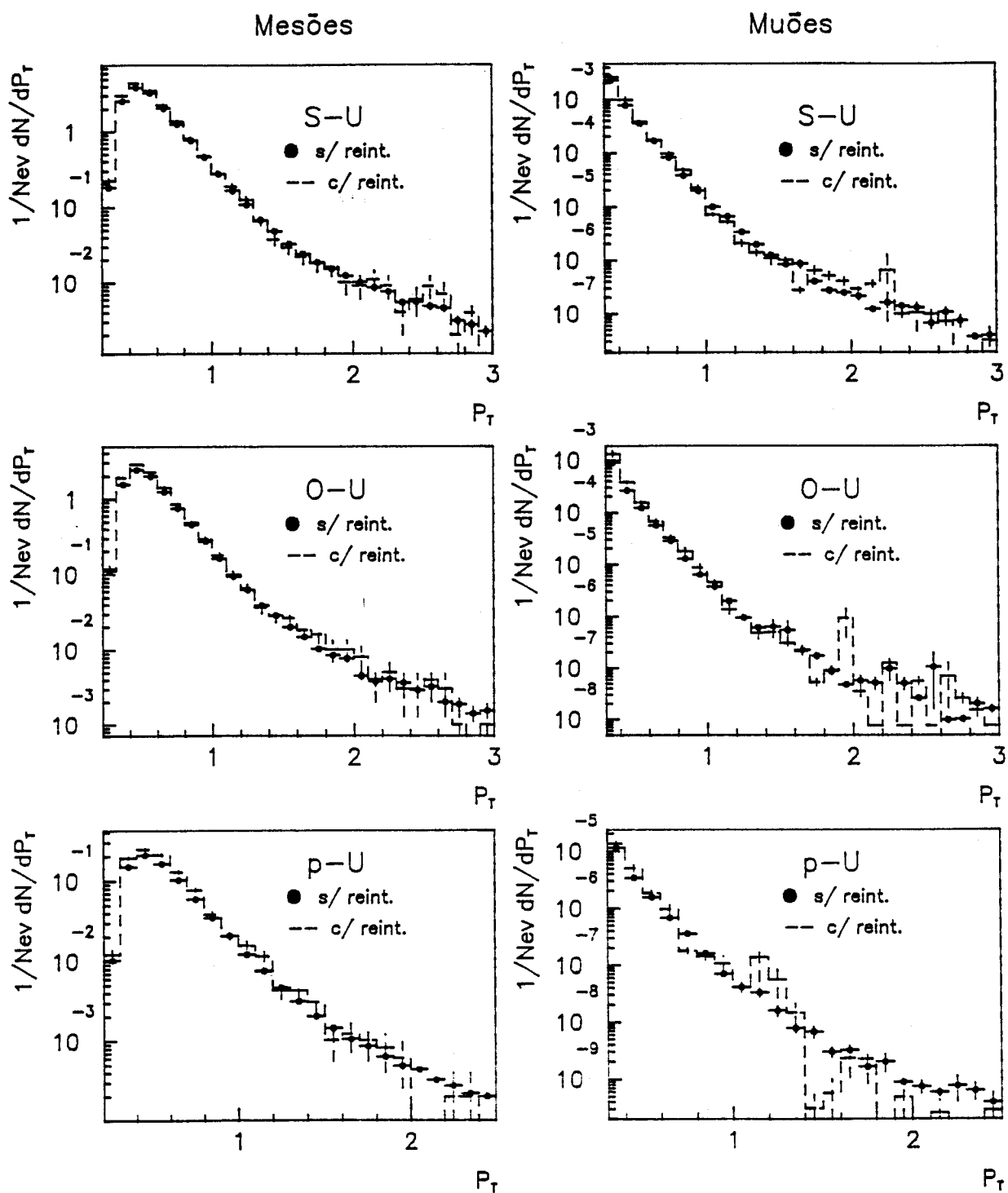


Figura 4.17: Comparação entre espectros de mesões (e muões) com e sem reinterações dos mesões primários nos absorvedores

Do que foi exposto acima, e admitindo que as razões K/π usadas podem conter erros até 20% , podemos estimar um valor máximo do erro sistemático da ordem de 6% .

4.2.8 Reinteracções nos absorvedores

As partículas produzidas na colisão primária, isto é, entre uma partícula do feixe e um núcleo do alvo, podem subsequentemente sofrer colisões ainda dentro do alvo nos alvos elementares a jusante, ou ainda nos absorvedores e calorímetro que se seguem. O caso em que existe uma reinteracção com um segundo alvo não é de considerar, pois é identificado pelo algoritmo do alvo, sendo rejeitado na nossa análise. O problema coloca-se com partículas secundárias que interagem ainda no próprio alvo em que foram produzidas ou nos absorvedores que se seguem. Para avaliarmos a importância deste processo recorremos à simulação de reinteracções de mesões carregados com os absorvedores.

Em cada colisão primária (simulada com Fritiof) são seleccionados para uma possível reinteracção os mesões que se encontrem na região de rapidez coberta pelos absorvedores em frente do alvo e cujo momento é superior a 8 GeV/c. Não foi considerada a produção de mesões secundários no absorvedor principal de NA10 pois a aceitação para um muão de desintegração de um tal mesão é muito inferior à de um muão descendente de um mesão produzido na região em torno do alvo. Cada mesão é seguido ao longo dos absorvedores e no caso de interagir com um deles é simulada a produção de mesões secundários (usando também Fritiof como gerador). Os secundários assim produzidos entram na cadeia normal de simulação (explicada nos parágrafos anteriores) se satisfizerem as condições de aceitação e *trigger* da experiência.

Para cada um dos sistemas estudados (p-U, O-U e S-U) foi feita a simulação da produção de muões de igual sinal com reinteracções nos absorvedores. Devido à grande morosidade em tempo de cálculo, o número de eventos simulados com reinteracções foi apenas uma fracção (10%) do número total de eventos simulados. Na figura 4.17 encontram-se os espectros simulados de mesões e muões com e sem reinteracções. Da comparação entre os dois tipos de espectros concluímos que:

- a) A introdução das reinteracções na simulação não afecta a forma dos espectros (ou seja, o número de secundários é proporcional ao número de mesões primários para cada *bin* na gama de P_T estudada).
- b) As reinteracções contribuem com aproximadamente $6 \pm 2\%$ do número total de eventos.

Tomando estes pontos em consideração foi introduzida uma correcção dando conta da percentagem de eventos devidos a reinteracções.

CAPÍTULO 5

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

5.1 Secções eficazes

O nosso objectivo é o de apresentar os valores das secções eficazes de produção de mesões π e K em colisões de prótons e iões de oxigénio e enxofre com alvos de urânio. Esta secção eficaz é obtida de uma forma indirecta, pois as partículas detectadas são os muões de desintegração. Dois dos problemas que surgem relacionados com este facto são: i) a impossibilidade de fazer a separação entre mesões π e K quer traço a traço quer topologicamente; ii) a existência de uma diferente taxa de produção de muões de desintegração para cada um dos alvos elementares.

O *trigger* da experiência é feito sobre um par de muões, pelo que apenas interacções em que no mínimo são produzidos dois mesões na região de aceitação do espectrómetro podem ser detectadas. Esquematicamente, estas são reacções do tipo

$$A + B \rightarrow h^{\pm} h^{\pm} + X .$$

No caso de interacções com iões, devido às altas multiplicidades médias, verificou-se por simulação ser a secção eficaz deste tipo de reacções aproximadamente igual (a menos de 0.5%) à dos processos em que é apenas exigida a existência de 1 mesão, i.e.

$$\sigma(A + B \rightarrow hh + X) \approx \sigma(A + B \rightarrow h + X) .$$

Para o caso de colisões p-U, a diferença entre estas duas secções eficazes não depende de P_T e é de 17% . Esta correcção é tomada em conta, sendo as secções eficazes apresentadas do tipo $\sigma(A + B \rightarrow h + X)$.

5.1.1 Expressão da taxa de produção de muões

A taxa de produção de muões é calculada através da expressão (ver apêndice C)

$$\frac{d\sigma^\mu}{dP_T} = \frac{1}{N_{inc}} \cdot \frac{dN^\mu}{dP_T} \cdot \frac{A_{alvo}}{l_{eff} \cdot N_A \cdot \rho_{alvo}} \quad (5.1)$$

em que N_{inc} é o número de partículas incidentes e dN^μ/dP_T o número de muões produzidos por intervalo de momento transverso.

No quadro 5.1 encontram-se os comprimentos efectivos l_{eff} dos alvos para cada um dos dispositivos experimentais.

	p-U	O-U	S-U
$l_{eff} (cm)$	0.169	0.099	0.079

Tabela 5.1 Tabela de $l_{eff} (cm)$ para os vários dispositivos experimentais

O valor de dN^μ/dP_T é obtido a partir do número de muões medidos $d^2N^m/dP_T^m dy^m$, provenientes de cada alvo elementar, através do processo que passamos a descrever.

O número de eventos medido é em primeiro lugar corrigido pelas várias eficiências:

- Eficiência de *trigger* $\varepsilon_{trig} = 0.94 \pm 0.06$
- Eficiência de reconstrução $\varepsilon_{rec} = 0.99 \pm 0.01$
- Eficiência do corte global $\varepsilon_{glo} = 0.98 \pm 0.01$
- Eficiência do corte devido ao empilhamento ε_{emp} (ver cap. 3)
- Eficiência de reconhecimento do algoritmo alvo ε_{alvo} (ver cap. 3)

$$\frac{d^2 N^c}{dP_T^m dy^m} = \frac{d^2 N^m}{dP_T^m dy^m} \cdot (\epsilon_{alvo} \cdot \epsilon_{emp} \cdot \epsilon_{glo} \cdot \epsilon_{rec} \cdot \epsilon_{trig})^{-1}$$

Os valores de $d^2 N^c / dP_T^m dy^m$ são em seguida corrigidos da aceitância e *smearing*

$$\frac{dN^\mu}{dP_T} = \int \left[\left(\int \int S(P_T^m \rightarrow P_T^g) \cdot S(y^m \rightarrow y^g) \cdot \frac{d^2 N^c}{dP_T^m dy^m} dP_T^m dy^m \right) / A(P_T^g, y^g) \right] dy^g$$

onde $A(P_T^g, y^g)$ é a aceitância nas variáveis "geradas" P_T^g e y^g e $S(P_T^m \rightarrow P_T^g)$, $S(y^m \rightarrow y^g)$ as funções de *smearing* (ver cap. 4).

5.1.2 Correção devida ao decaimento

A probabilidade de um mesão se desintegrar dentro do dispositivo experimental depende da posição do alvo em que foi produzido. De acordo com o alvo em que se dá a interação primária assim é diferente o caminho que um mesão pode percorrer nos diferentes absorvedores. Os mesões produzidos no primeiro alvo são aqueles que apresentam uma maior probabilidade de desintegração pois este é o alvo mais afastado dos absorvedores. Desta forma é necessário normalizar o número de muões produzidos em cada um dos alvos elementares a uma posição definida. Por simplicidade esta posição foi tomada como sendo a do primeiro alvo. A correção é feita com base nos espectros obtidos por simulação, para cada um dos alvos:

$$\left(\frac{dN}{dP_T} \right)_{corrigido}^{alvo\ n} = \left(\frac{dN}{dP_T} \right)_{medido}^{alvo\ n} \cdot \beta_n$$

em que o coeficiente β_n é a razão de dois espectros simulados (figura 5.1)

$$\beta_n = \frac{\left(\frac{1}{N_{ev}} \cdot \frac{dN}{dP_T} \right)_{sim}^{alvo\ 1}}{\left(\frac{1}{N_{ev}} \cdot \frac{dN}{dP_T} \right)_{sim}^{alvo\ n}}$$

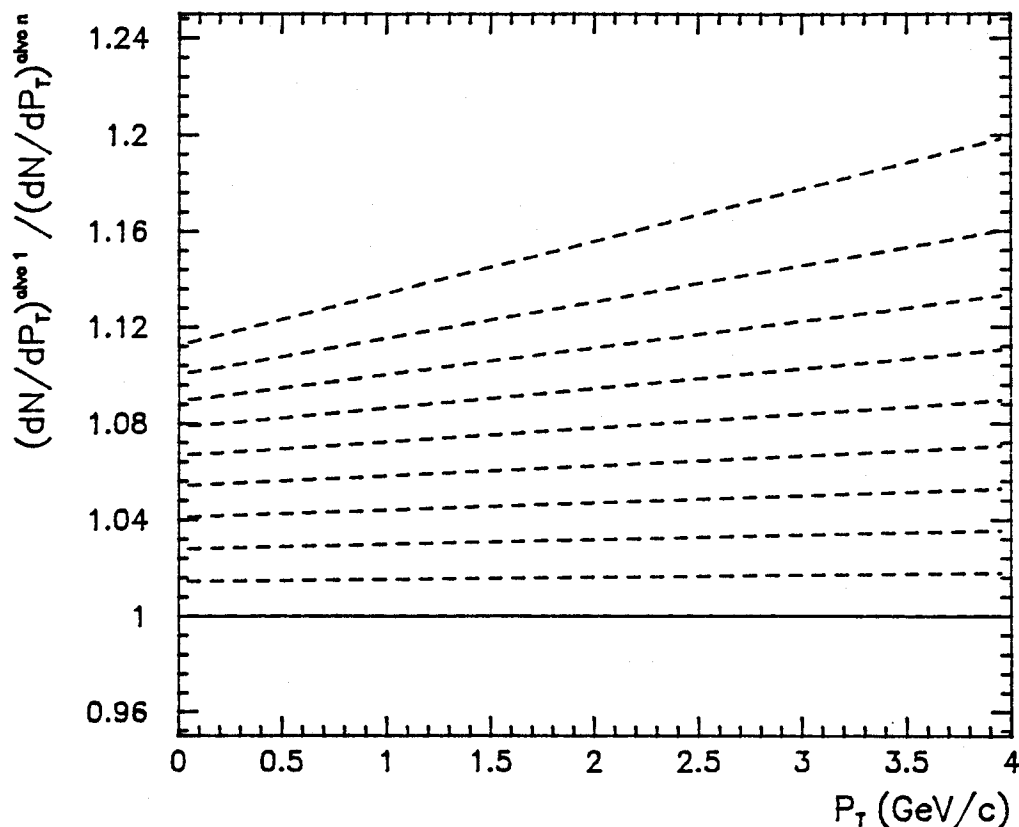


Figura 5.1: Parâmetros $\beta_n(P_T)$ de correcção devido à diferença de caminho percorrido pelo mesões. As curvas dizem respeito ao *setup* montado para o estudo das interacções O+U.

5.1.3 Determinação do número de partículas incidentes em cada alvo

O número de iões incidentes é medido pelo hodoscópio de feixe BH. Os valores obtidos são corrigidos pelos valores medidos nos telescópios a 90° , quando a intensidade de feixe se torna muito grande ($> 10^8$ partículas/burst), caso em que o BH deixa de responder linearmente [STA89]. No caso de feixe de protões o número de partículas incidentes é medido com uma câmara de ionização, devido à baixa eficiência apresentada pelo BH.

O número de partículas assim medido não é no entanto aquele que de facto incide sobre o primeiro alvo, em virtude de uma percentagem do feixe ser absorvida pelo detector BI.

O número de partículas incidentes no primeiro alvo é dado por

$$N_{inc} = N_{inc}^{BH} \cdot (1 - a_{BI})$$

em que a_{BI} é o coeficiente de absorção do feixe pelo BI. O coeficiente a_{BI} é calculado a partir de

$$a_{BI} = 1 - \exp(-l_{BI}/\lambda_{int})$$

onde

$$\lambda_{int} = \frac{A_{quartzo}}{\rho_{quartzo} \cdot \sigma \cdot N_A} \quad (cm)$$

e

$$\sigma = 68.8 \cdot (A_{projectil}^{1/3} + A_{quartzo}^{1/3} - 1.32)^2 \quad (mb) ,$$

tendo-se tomado os valores

$$A_{quartz} \approx 21.6$$

$$\rho_{quartzo} = 2.64 \text{ g/cm}^3$$

$$l_{BI} = 0.3 \text{ cm} .$$

No quadro 5.2 encontra-se a percentagem de feixe absorvida pelo BI, para cada um dos projecteis.

	Protões	Oxigénio	Enxofre
Feixe absorvido	0.92%	2.4%	3.2%

Tabela 5.2 Percentagem de feixe absorvido no detector BI

Como já foi referido no capítulo 3 o primeiro alvo apresenta uma área transversal maior que a dos seguintes, de forma que intersecta a totalidade do feixe. Em relação aos restantes alvos não se conhece (de uma forma directa) qual é o número de partículas incidentes, não só porque estes alvos não intersectam a totalidade do feixe, mas também devido a possíveis

desalinhamentos entre os alvos e o feixe. O problema da determinação de N_{inc} para cada um dos alvos resolveu-se recorrendo à normalização fornecida pela ressonância J/ψ .

O número de eventos J/ψ é directamente proporcional ao número de partículas que incide sobre o alvo (ver apêndice C), pelo que podemos escrever

$$N_{inc}^{alvo\ n} = N_{inc}^{alvo\ 1} \cdot \frac{n_{\psi}^{alvo\ n}}{n_{\psi}^{alvo\ 1}} \cdot \frac{l_{eff}^1}{l_{eff}^n}.$$

No quadro 5.3 encontra-se o valor de $N_{inc}^{alvo\ 1}$ para cada sistema estudado:

	Protões	Oxigénio	Enxofre
N_{inc}	$(5.58 \pm 0.15) \times 10^{11}$	$(4.24 \pm 0.06) \times 10^{11}$	$(3.29 \pm 0.03) \times 10^{11}$

Tabela 5.3: Número total de partículas incidentes no alvo 1 durante os vários períodos de aquisição

5.1.4 Dispositivos experimentais

A taxa de produção de muões de desintegração medida depende do dispositivo experimental utilizado, nomeadamente da posição relativa entre os alvos e do número e tipo de absorvedores. No quadro 5.4 é apresentada a configuração de alvos utilizados em cada um dos períodos de aquisição, bem como os absorvedores utilizados (para além do absorvedor principal).

	p-U	O-U	S-U
configuração do alvo	0010011111001111111111	01010101010101010101	00100101010101010101
1 ^o absorvedor		carbono	BeO
espessura (cm)		10.0	10.0
posição		-23.0 a -13.0	-22.5 a -12.5
calorímetro	Chumbo e fibras	Chumbo e fibras	Chumbo e fibras
espessura (cm)	12.0	12.0	12.0
posição	-12.5 a -0.5	-13.0 a -1.0	-12.5 a -0.5
2 ^o absorvedor	carbono	carbono	carbono
espessura (cm)	25.5	25.5	25.5
posição	14.5 a 40.0	14.5 a 40.0	14.5 a 40.0

Tabela 5.4 Tabela com algumas das características de cada dispositivo. A espessura dos alvos encontra-se na tabela 2.1

5.1.5 Taxa de produção de muões

A taxa de produção diferencial de muões $d\sigma^\mu/dP_T$ é calculada a partir da expressão 5.1 separadamente para cada um dos alvos elementares e para cada um dos valores do campo magnético do íman, fazendo-se no final uma média ponderada entre os vários valores. Nas figuras 5.2 e 5.3 encontram-se as taxas de produção obtidas para cada um dos projecteis. Todos os erros foram somados quadraticamente.

5.1.6 Secção eficaz de produção de mesões

Como foi referido no capítulo 4, as distribuições de mesões são obtidas recorrendo à simulação. O valor da secção eficaz obtida através do método exposto é dependente do modelo Monte Carlo utilizado. O erro sistemático introduzido na secção eficaz devido à simulação é estimado em cerca de 6% (ver §4.2.7).

Nas figuras 5.4 e 5.5 e nas tabelas 5.5 e 5.6 encontram-se as secções eficazes diferenciais $d\sigma/dP_T^2$ de produção de mesões obtidas para cada um dos projecteis (p, O e S). O intervalo

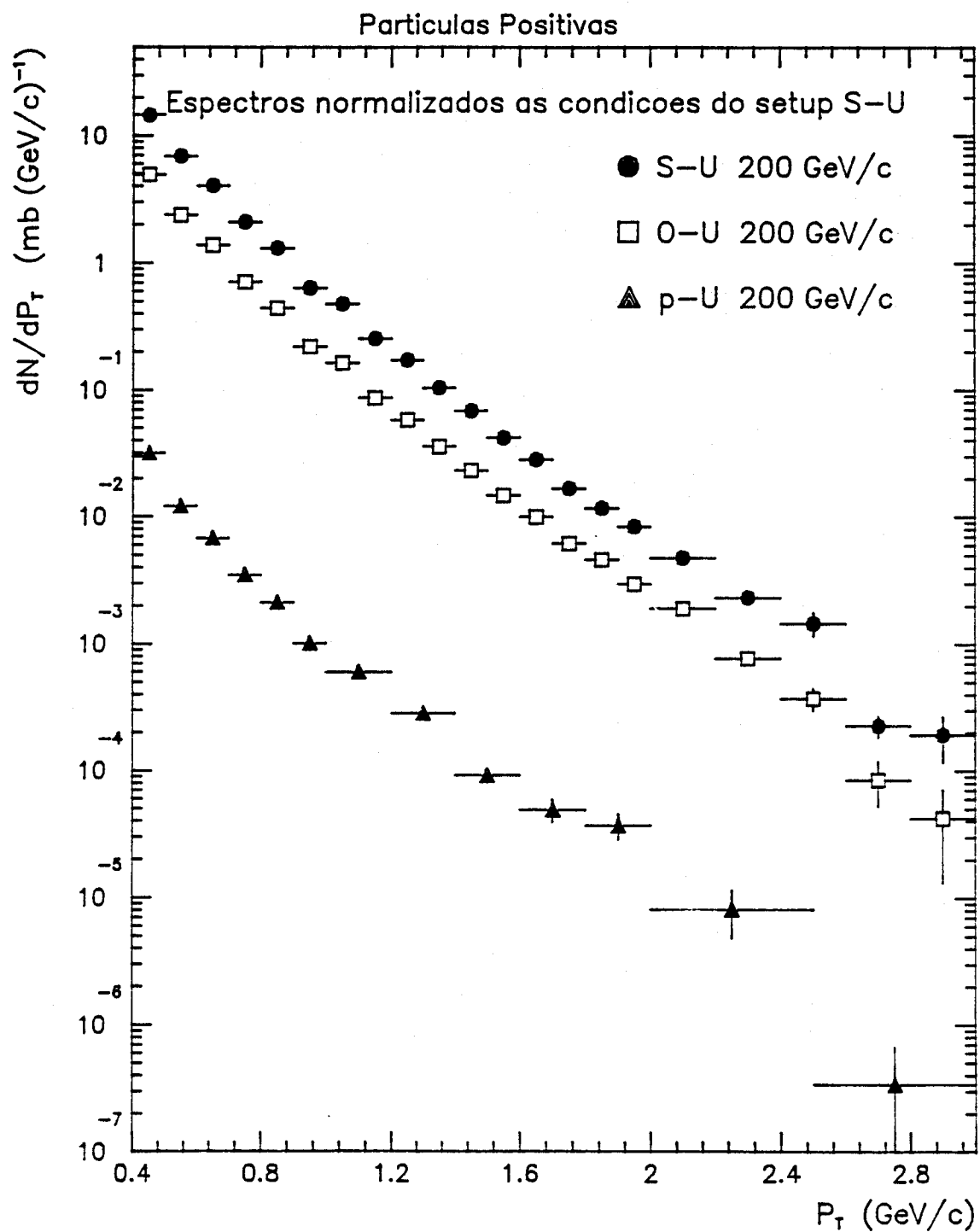


Figura 5.2: Taxa diferencial de produção de múons positivos. Os espectros foram normalizados às condições do dispositivo para o estudo de interações S+U

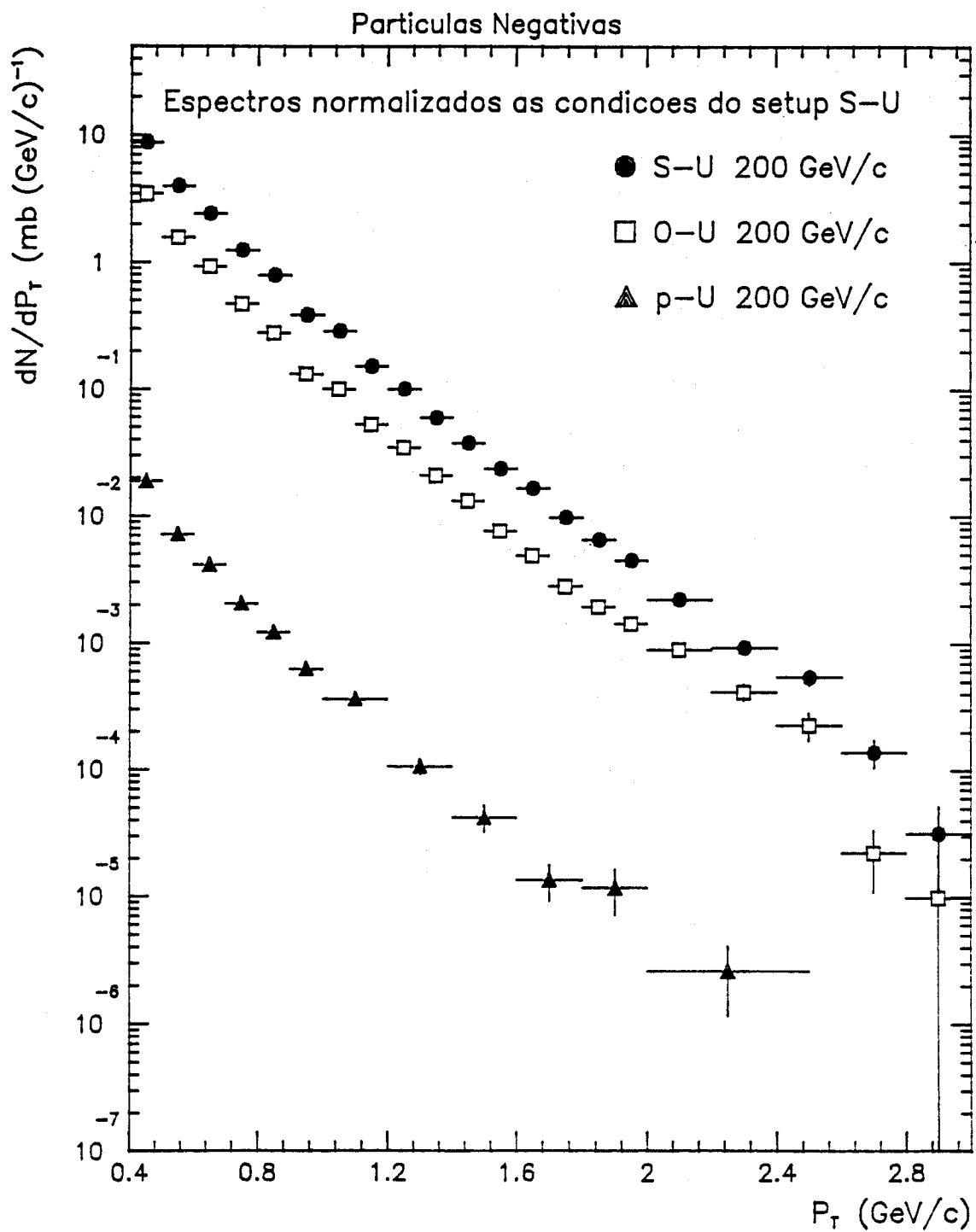


Figura 5.3: Taxa diferencial de produção de muões negativos. Os espectros foram normalizados às condições do dispositivo para o estudo de interações S+U

em rapidez coberto é $3.0 < y_{\pi+K} < 3.9$. Estas secções eficazes encontram-se corrigidas da percentagem média de mesões produzidos em reinteracções nos absorvedores a jusante do alvo. Essa percentagem, de acordo com a simulação feita, (cf. §4.2.8) é de $6\% \pm 2\%$. Assim, o erro sistemático que afecta esta secção eficaz é da ordem de 8% . Este valor não se encontra incluído nas barras de erro apresentadas nos gráficos.

Sempre que possível, os resultados obtidos para mesões serão confrontados com o seu análogo para muões, pretendendo-se desta forma controlar em cada passagem a independência dos resultados obtidos com o auxílio dos geradores Monte-Carlo.

De acordo com a análise exposta no apêndice A a taxa de produção de pares de muões $N_{\mu\mu}$ é proporcional ao quadrado da soma das taxas de produção dos mesões π e K :

$$N_{\mu\mu} \propto (N_{\pi} + w \cdot N_K)^2$$

onde w é o factor de "zoom" entre piões e kaões (i.e. a razão entre as probabilidades de decaimento de cada uma destas partículas no dispositivo experimental), sendo aproximadamente igual a 5 (ver cap. 4). Para se obter uma quantidade proporcional à taxa de mesões é extraída a raiz quadrada da taxa de produção de muões.

5.1.7 Discussão sobre os espectros obtidos

Os espectros $d\sigma/dP_T^2$ obtidos (figuras 5.4 e 5.5) desviam-se da forma puramente exponencial, apresentando uma cauda a alto momento transversal ($P_T \geq 2.0 \text{ GeV}/c$) que poderá ser ajustada por uma segunda exponencial, a que corresponde, na representação semilogarítmica, um menor declive. Este desvio a alto P_T , já conhecido em interacções $p+A$ pode também no nosso caso ser em parte interpretado como uma diferença de $\langle P_T \rangle$ entre piões e kaões, conduzindo a um desvio da forma exponencial observada a P_T mais baixo (onde também é menor a razão K/π).

Algumas experiências [ALB88], [AKE90], cobrindo regiões em rapidez menos centrais que NA38 têm igualmente observado um excesso a baixo P_T (desvio da forma exponencial) relativamente a experiências de colisões $p-p$. Esse efeito não é contudo observado nos dados de NA38, no que concordam com os da experiência BNL/E802 [VIC89]. No entanto, é de referir que esse excesso é mais visível na região não abrangida no nosso espectro ($P_T < 0.4 \text{ GeV}/c$) pelo que não é possível pronunciarmo-nos de forma definitiva sobre este ponto.

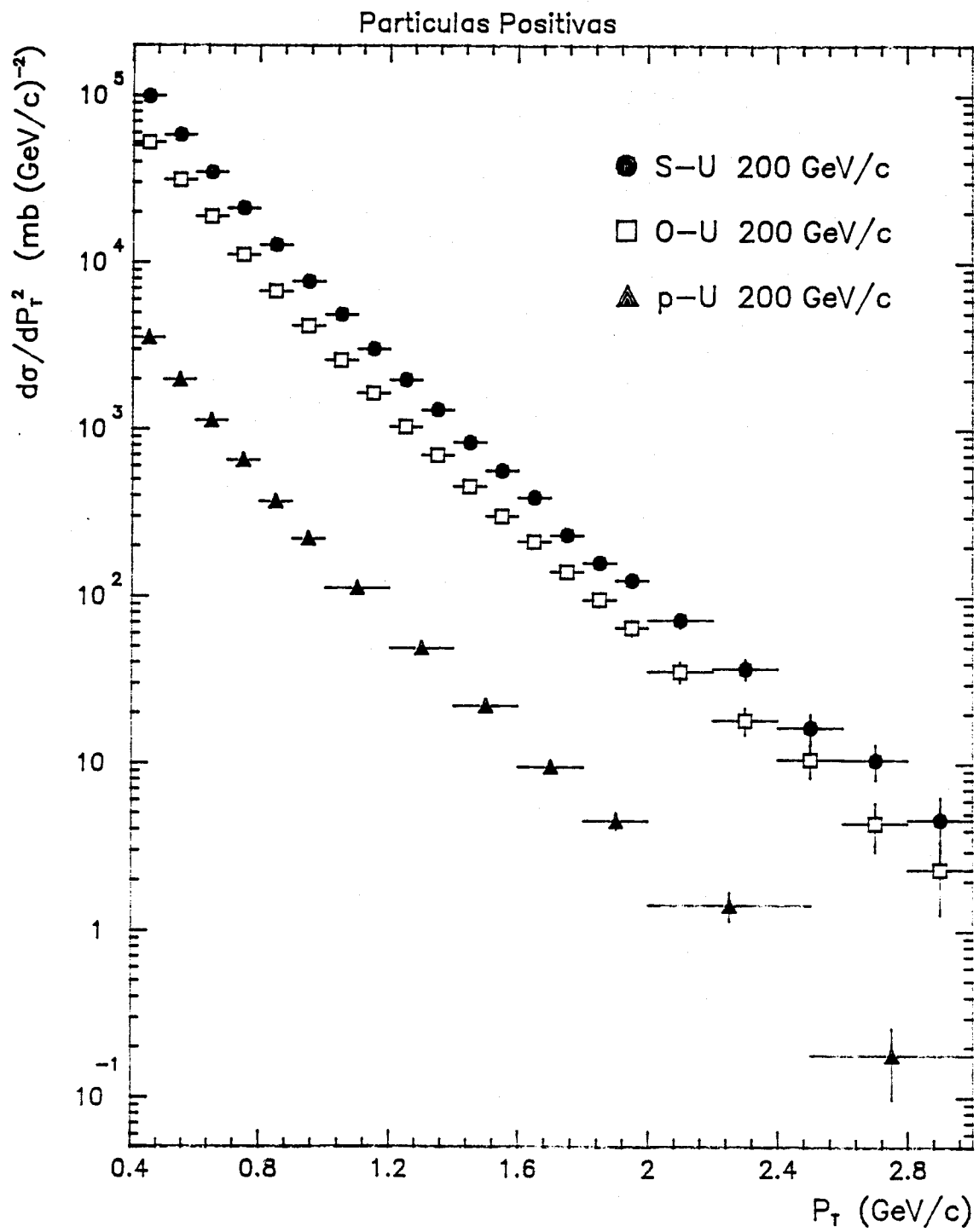


Figura 5.4: Secção eficaz diferencial de produção de mesões positivos.

$P_T(\text{GeV}/c)$	$p + U$	$O + U$	$S + U$
0.45	$(3.55 \pm 0.17) \times 10^0$	$(5.20 \pm 0.11) \times 10^1$	$(9.79 \pm 0.17) \times 10^1$
0.55	$(1.99 \pm 0.08) \times 10^0$	$(3.10 \pm 0.05) \times 10^1$	$(5.75 \pm 0.08) \times 10^1$
0.65	$(1.13 \pm 0.04) \times 10^0$	$(1.87 \pm 0.03) \times 10^1$	$(3.42 \pm 0.04) \times 10^1$
0.75	$(0.65 \pm 0.02) \times 10^0$	$(1.10 \pm 0.02) \times 10^1$	$(2.08 \pm 0.03) \times 10^1$
0.85	$(0.37 \pm 0.01) \times 10^0$	$(6.67 \pm 0.12) \times 10^0$	$(1.26 \pm 0.02) \times 10^1$
0.95	$(0.22 \pm 0.01) \times 10^0$	$(4.13 \pm 0.09) \times 10^0$	$(7.60 \pm 0.12) \times 10^0$
1.05		$(2.58 \pm 0.06) \times 10^0$	$(4.81 \pm 0.09) \times 10^0$
1.10	$(0.11 \pm 0.01) \times 10^0$		
1.15		$(1.64 \pm 0.05) \times 10^0$	$(2.99 \pm 0.07) \times 10^0$
1.25		$(1.03 \pm 0.04) \times 10^0$	$(1.96 \pm 0.05) \times 10^0$
1.30	$(0.49 \pm 0.02) \times 10^{-1}$		
1.35		$(0.69 \pm 0.03) \times 10^0$	$(1.29 \pm 0.04) \times 10^0$
1.45		$(0.45 \pm 0.02) \times 10^0$	$(0.82 \pm 0.03) \times 10^0$
1.50	$(0.22 \pm 0.01) \times 10^{-1}$		
1.55		$(0.30 \pm 0.02) \times 10^0$	$(0.56 \pm 0.02) \times 10^0$
1.65		$(0.21 \pm 0.01) \times 10^0$	$(0.39 \pm 0.02) \times 10^0$
1.70	$(0.95 \pm 0.08) \times 10^{-2}$		
1.75		$(0.14 \pm 0.01) \times 10^0$	$(0.23 \pm 0.01) \times 10^0$
1.85		$(0.96 \pm 0.09) \times 10^{-1}$	$(0.16 \pm 0.01) \times 10^0$
1.90	$(0.45 \pm 0.05) \times 10^{-2}$		
1.95		$(0.65 \pm 0.07) \times 10^{-1}$	$(0.12 \pm 0.01) \times 10^0$
2.10		$(0.35 \pm 0.05) \times 10^{-1}$	$(0.72 \pm 0.07) \times 10^{-1}$
2.25	$(0.14 \pm 0.03) \times 10^{-2}$		
2.30		$(0.18 \pm 0.03) \times 10^{-1}$	$(0.37 \pm 0.05) \times 10^{-1}$
2.50		$(0.11 \pm 0.02) \times 10^{-1}$	$(0.16 \pm 0.03) \times 10^{-1}$
2.70		$(0.44 \pm 0.14) \times 10^{-2}$	$(0.10 \pm 0.03) \times 10^{-1}$
2.75	$(0.18 \pm 0.08) \times 10^{-3}$		
2.90		$(0.23 \pm 0.11) \times 10^{-2}$	$(0.46 \pm 0.16) \times 10^{-2}$

Tabela 5.5. Secção eficaz $d\sigma/dP_T^2$ ($\text{barn}(\text{GeV}/c)^{-2}$) de produção de mesões $\pi + K$ positivos em colisões p+U, O+U e S+U a 200 GeV/núcleo ($3.0 \leq y \leq 3.9$) a 200 GeV/núcleo.

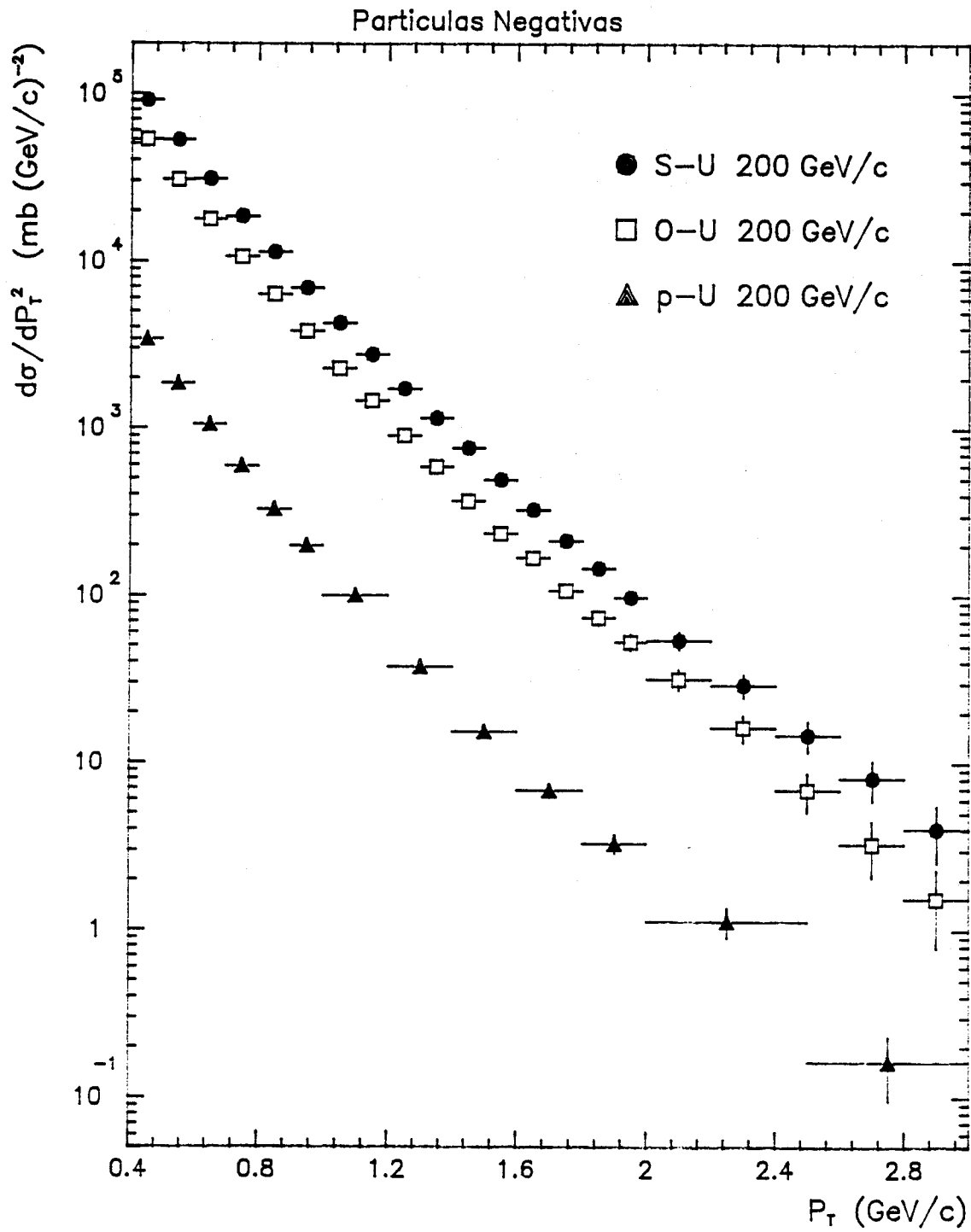


Figura 5.5: Secção eficaz diferencial de produção de mesões negativos.

$P_T(\text{GeV}/c)$	$p + U$	$O + U$	$S + U$
0.45	$(3.41 \pm 0.21) \times 10^0$	$(5.26 \pm 0.11) \times 10^1$	$(9.02 \pm 0.15) \times 10^1$
0.55	$(1.86 \pm 0.09) \times 10^0$	$(3.04 \pm 0.05) \times 10^1$	$(5.20 \pm 0.07) \times 10^1$
0.65	$(1.05 \pm 0.04) \times 10^0$	$(1.77 \pm 0.03) \times 10^1$	$(3.06 \pm 0.04) \times 10^1$
0.75	$(0.59 \pm 0.02) \times 10^0$	$(1.06 \pm 0.02) \times 10^1$	$(1.84 \pm 0.02) \times 10^1$
0.85	$(0.33 \pm 0.01) \times 10^0$	$(6.28 \pm 0.11) \times 10^0$	$(1.12 \pm 0.02) \times 10^1$
0.95	$(0.20 \pm 0.01) \times 10^0$	$(3.79 \pm 0.08) \times 10^0$	$(6.83 \pm 0.11) \times 10^0$
1.05		$(2.27 \pm 0.06) \times 10^0$	$(4.21 \pm 0.08) \times 10^0$
1.10	$(0.10 \pm 0.01) \times 10^0$		
1.15		$(1.45 \pm 0.04) \times 10^0$	$(2.73 \pm 0.06) \times 10^0$
1.25		$(0.90 \pm 0.03) \times 10^0$	$(1.71 \pm 0.05) \times 10^0$
1.30	$(0.37 \pm 0.02) \times 10^{-1}$		
1.35		$(0.58 \pm 0.03) \times 10^0$	$(1.13 \pm 0.04) \times 10^0$
1.45		$(0.36 \pm 0.02) \times 10^0$	$(0.75 \pm 0.03) \times 10^0$
1.50	$(0.15 \pm 0.01) \times 10^{-1}$		
1.55		$(0.23 \pm 0.01) \times 10^0$	$(0.49 \pm 0.02) \times 10^0$
1.65		$(0.17 \pm 0.01) \times 10^0$	$(0.32 \pm 0.02) \times 10^0$
1.70	$(0.68 \pm 0.07) \times 10^{-2}$		
1.75		$(0.11 \pm 0.01) \times 10^0$	$(0.21 \pm 0.01) \times 10^0$
1.85		$(0.74 \pm 0.07) \times 10^{-1}$	$(0.14 \pm 0.01) \times 10^0$
1.90	$(0.33 \pm 0.04) \times 10^{-2}$		
1.95		$(0.53 \pm 0.06) \times 10^{-1}$	$(0.97 \pm 0.09) \times 10^{-1}$
2.10		$(0.32 \pm 0.04) \times 10^{-1}$	$(0.54 \pm 0.06) \times 10^{-1}$
2.25	$(0.11 \pm 0.02) \times 10^{-2}$		
2.30		$(0.16 \pm 0.03) \times 10^{-1}$	$(0.29 \pm 0.04) \times 10^{-1}$
2.50		$(0.69 \pm 0.18) \times 10^{-2}$	$(0.15 \pm 0.03) \times 10^{-1}$
2.70		$(0.33 \pm 0.12) \times 10^{-2}$	$(0.80 \pm 0.22) \times 10^{-2}$
2.75	$(0.16 \pm 0.07) \times 10^{-3}$		
2.90		$(0.15 \pm 0.08) \times 10^{-2}$	$(0.40 \pm 0.15) \times 10^{-2}$

Tabela 5.6. Secção eficaz $d\sigma/dP_T^2$ ($\text{barn}(\text{GeV}/c)^{-2}$) de produção de mesões $\pi + K$ negativos em colisões $p+U$, $O+U$ e $S+U$ a 200 GeV/núcleo ($3.0 \leq y \leq 3.9$)

Verificamos ainda (ver tabelas 5.5 e 5.6) que $\sigma_{h+}(P_T) > \sigma_{h-}(P_T)$, o que está de acordo com os resultados habituais em interacções hadrónicas [CRO75].

5.1.8 Comparação com as secções eficazes obtidas por WA80

A experiência WA80/CERN mediu a secção eficaz de produção de π^0 em colisões p+Au e O+Au a 200 GeV/c por nucleão. A região de pseudorapidez $\eta = -\ln[\tg(\theta/2)]$ coberta situa-se entre 1.5 e 2.0 [ALB90B]. A secção eficaz apresentada é a correspondente às condições de *minimum bias* do *trigger* de WA80. As secções eficazes de produção de π^0 são comparadas com as secções eficazes de produção de $\pi^- + K^-$ medidas por NA38 em colisões p+U e O+U, dado ser menor a percentagem de mesões K na secção eficaz σ_{h-} relativamente a σ_{h+} .

Para transformarmos a secção eficaz $d\sigma/dP_T^2$ na secção eficaz invariante $Ed^3\sigma/dP^3$ usamos a expressão

$$E \frac{d^3\sigma}{dP^3} = \frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dP_T^2 dy}.$$

Na figura 5.6 mostramos as secções eficazes medidas pelas duas experiências, onde as barras de erro são apenas estatísticas.

As secções eficazes σ_{pAu} e σ_{pU} apresentam um comportamento semelhante dentro de toda a gama coberta de P_T , sendo as diferenças entre as duas, no máximo da ordem de 30%.

No caso das secções eficazes σ_{OAu} e σ_{OU} verifica-se um desacordo a baixo P_T , região onde a primeira apresenta o desvio já referido em relação à forma exponencial. Para valores de $P_T > 1.5$ GeV/c as duas curvas apresentam valores compatíveis, tendo em conta os erros respectivos.

Devemos notar que os domínios em rapidez cobertos por cada uma das experiências são diferentes, pelo que são de esperar alguns desvios em termos absolutos nas secções eficazes medidas.

5.2 Comparação da secção eficaz de produção para os vários projecteis

Vamos fazer a comparação entre os diferentes sistemas, dois a dois, através das respectivas razões de secções eficazes em função de P_T . Em primeiro lugar analisaremos os resultados obtidos directamente com os muões. Como já foi referido, a vantagem de

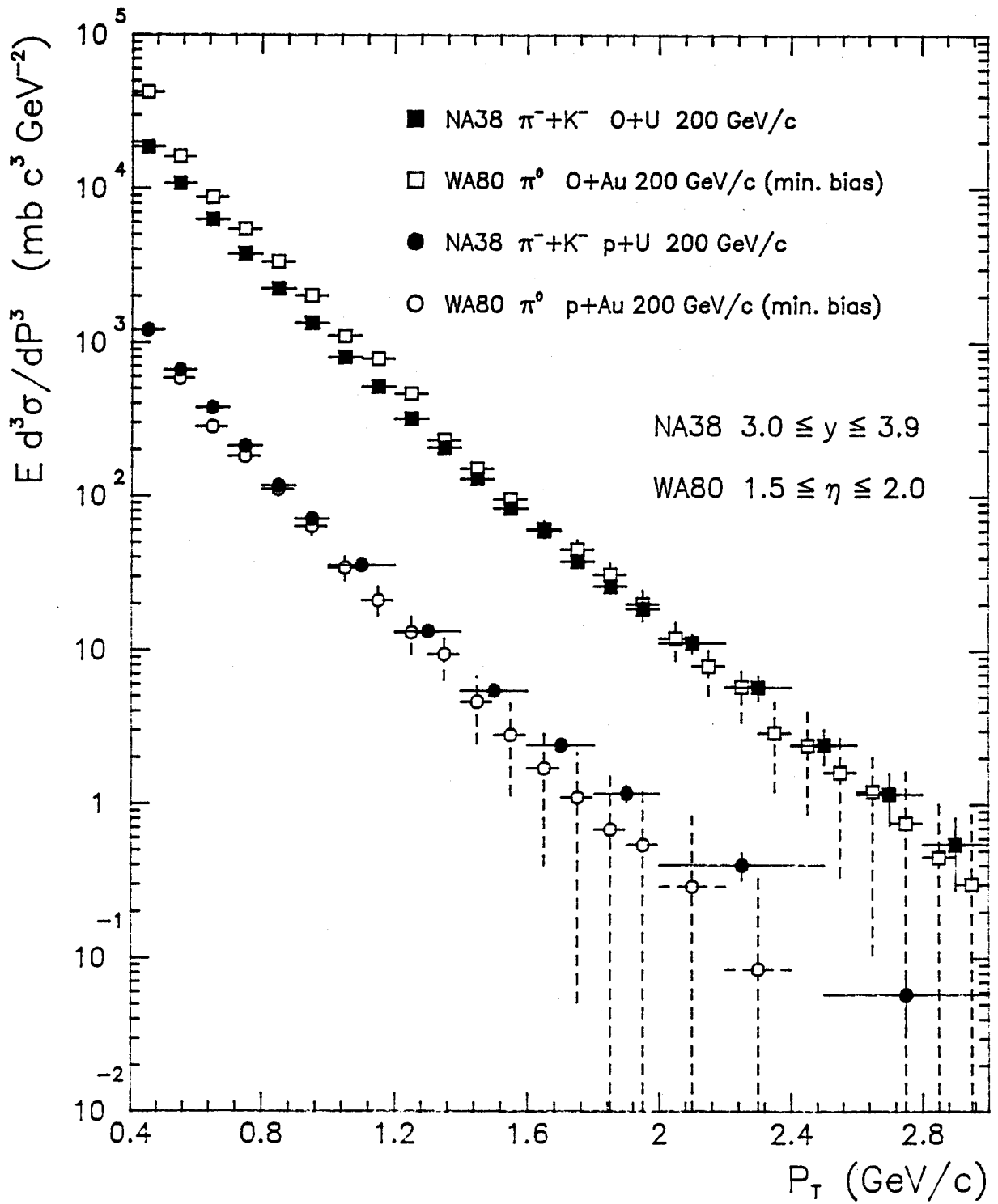


Figura 5.6: Comparação entre as secções eficazes de produção de mesões π^-+K^- (NA38) e π^0 (WA80).

realizar esta análise encontra-se no facto da taxa de produção de muões ser a grandeza directamente medida, não dependendo do modelo Monte Carlo usado para a extracção das secções eficazes de mesões.

Na figura 5.7 mostram-se as raízes quadradas das razões entre as taxas de produção para as seis possíveis combinações dos três projecteis (para uma mesma carga do muão), e onde a taxa de produção correspondente ao elemento de menor número atómico é tomada no denominador. Como também já foi referido no início deste capítulo, a extracção da raiz quadrada deve-se ao facto da probabilidade de produzir um par de muões não correlacionados ser aproximadamente proporcional ao quadrado da secção eficaz de produção.

As razões para μ^+ revelam-se praticamente constantes para P_T entre 0.6 e 1.6 GeV/c. Para P_T superiores a este valor observa-se mesmo a um decrescimento das razões. Este comportamento evidenciado pelas razões de muões positivos é contrário ao que seria de esperar de acordo com o 'efeito de Cronin', que prevê um aumento com P_T . No caso de μ^- existe um aumento das razões com P_T , aumento esse que chega a ser de 30% entre 0.4 e 1.6 GeV/c no caso de $S - U/p - U$.

Quando passamos para mesões (figura 5.8) verificamos que o comportamento global se mantém. Continua a observar-se a tendência de aumento das razões de mesões negativos com P_T , enquanto que as correspondentes razões para mesões positivos não apresentam dependência em P_T acima de 1 GeV/c. No caso da razão $S + U/O + U$ os valores medidos são compatíveis com uma independência com P_T em toda a região medida.

Em colisões prótão-núcleo é usual parametrizar da seguinte forma a evolução da secção eficaz com o número de massa do alvo:

$$\sigma_{pA} = \sigma_0 \cdot A^\alpha .$$

Na aproximação do disco opaco a secção eficaz é proporcional à superfície do núcleo alvo, sendo então $\alpha = 2/3$. Parametrizadas experimentalmente, as secções eficazes de interacção hádrão-núcleo conduzem a valores típicos para α da ordem de 0.72 [CAR79].

No caso da presente experiência dispomos de dados adquiridos em colisões de três tipos de núcleo projectil diferente com um mesmo alvo. Procuramos então parametrizar a secção eficaz medida da seguinte forma:

$$\sigma_{BA} = \sigma_0 \cdot B^\alpha ,$$

onde B é o número de massa do projectil.

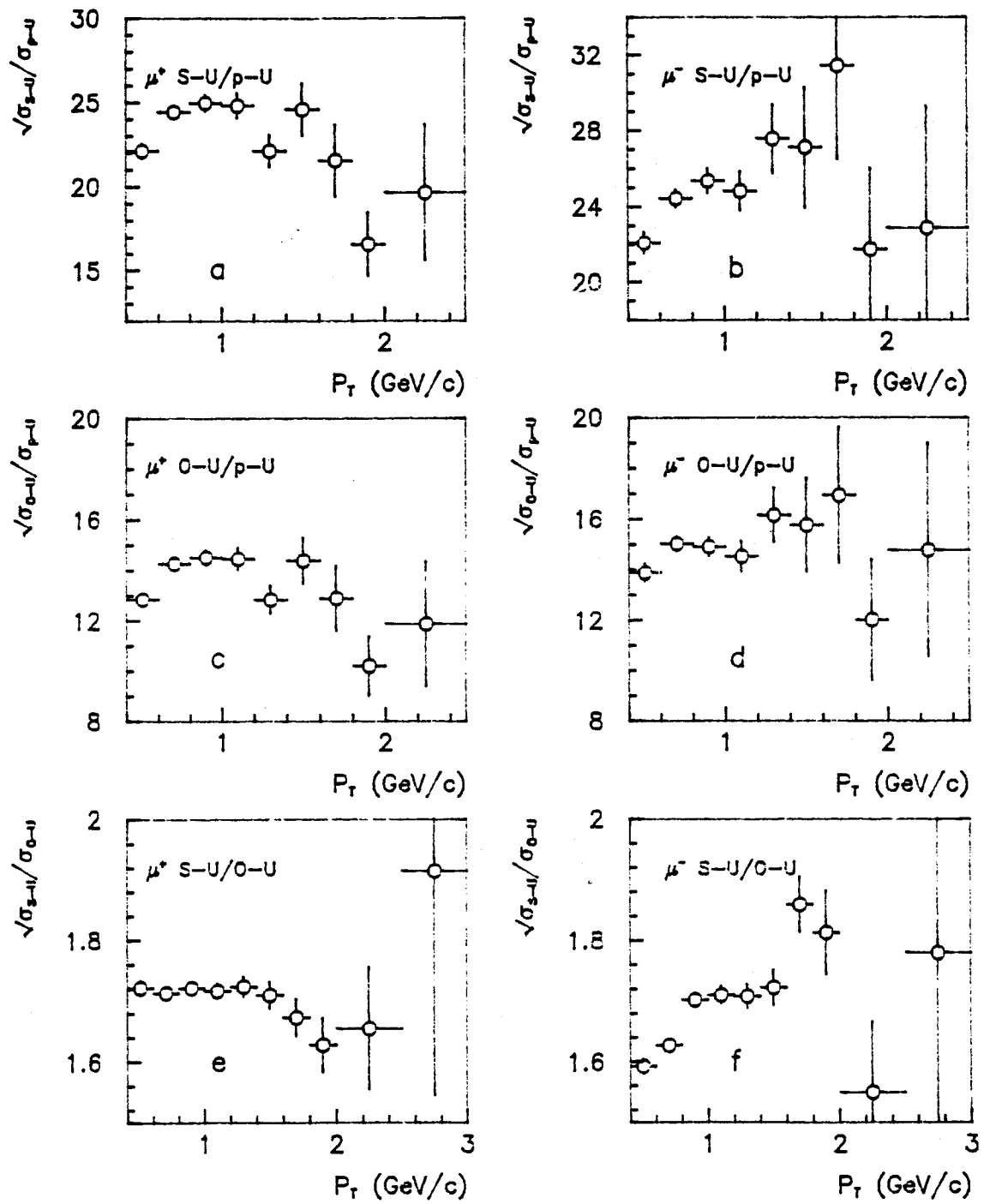


Figura 5.7: Raiz quadrada da razão entre as taxas de produção de muões nos diversos sistemas

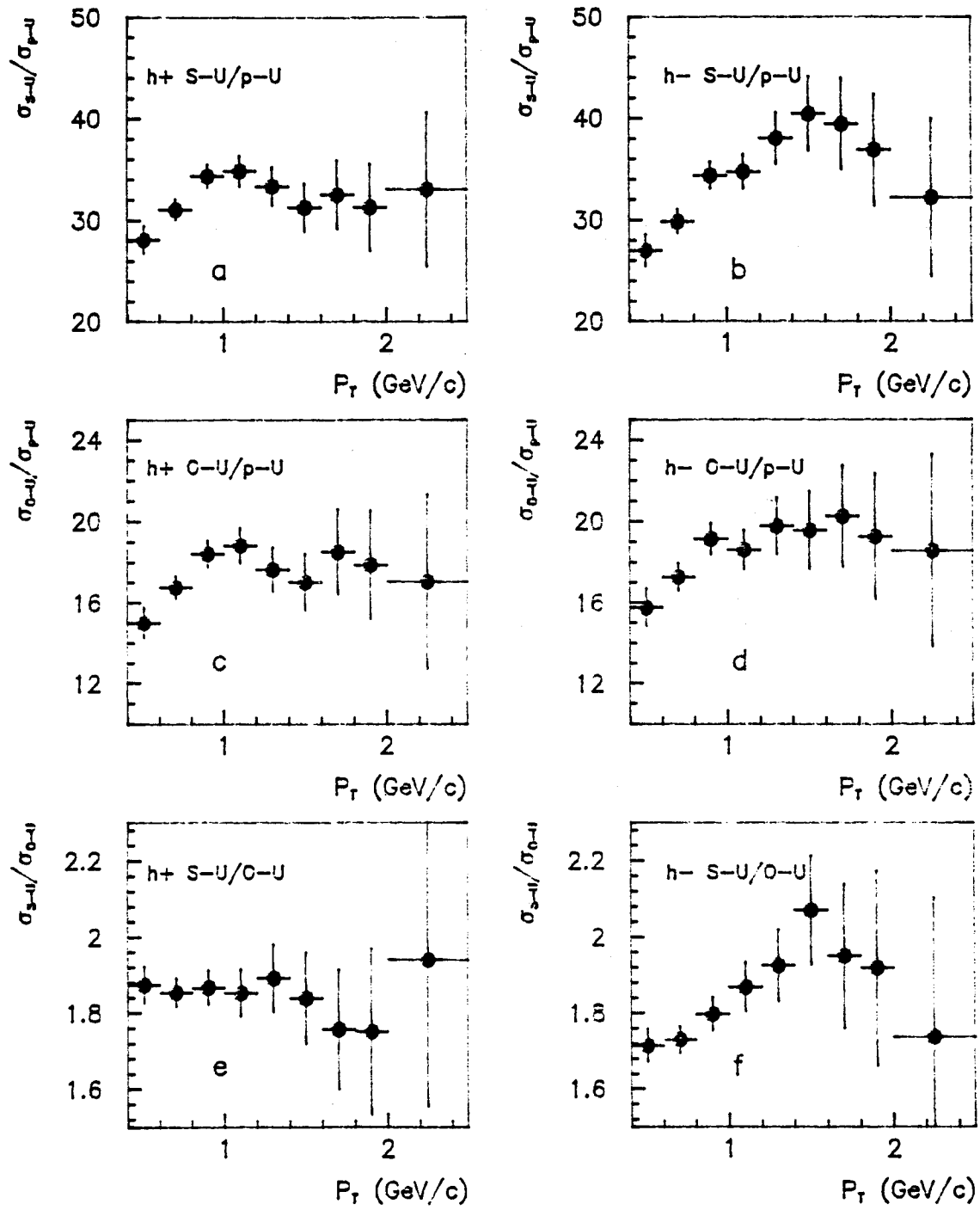


Figura 5.8: Razão entre as secções eficazes de produção de mesões nos diversos sistemas

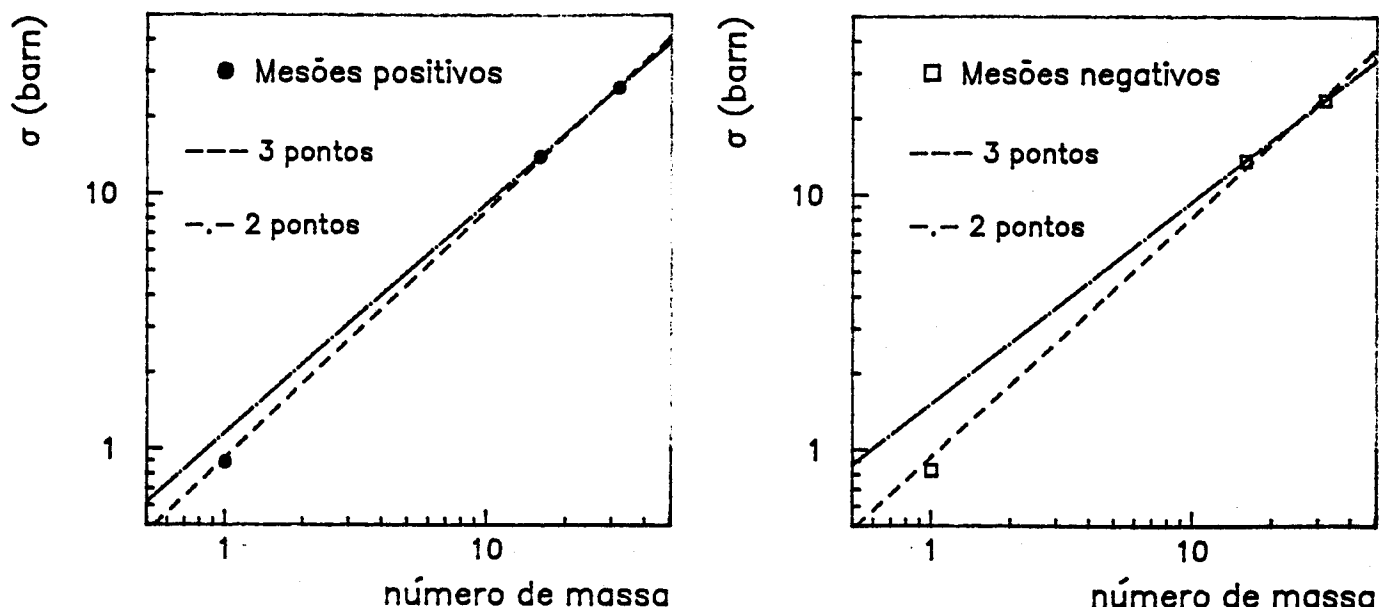


Figura 5.9: Secção eficaz de produção de mesões em p+U, O+U e S+U integrada para $P_T \geq 0.4$ GeV/c. As linhas a tracejado constituem um ajuste aos dados.

Se integrarmos a secção eficaz para $P_T > 0.4$ GeV/c e apresentarmos os resultados num gráfico com escala log-log (figura 5.9) verificamos que aparentemente os três pontos se dispõem ao longo de uma linha recta. Do ajuste dos três pontos (para cada sinal da carga) à expressão $\sigma_{BA} = \sigma_0 \cdot B^\alpha$ obteve-se os seguintes valores para α :

- mesões positivos $\alpha^+ = 0.97 \pm 0.02$ $\chi^2/n_{gl} = 16.8$
- mesões negativos $\alpha^- = 0.94 \pm 0.02$ $\chi^2/n_{gl} = 80.5$.

A curva correspondente a este ajuste está representada na figura 5.9 pela linha a tracejado. O elevado valor obtido do χ^2 (dividido pelo número de graus de liberdade) é contudo uma indicação da fraca qualidade do ajuste obtido. Por outro lado, também os valores de α obtidos são bastante acima dos já medidos em interações hadrão-núcleo a estas energias.

Um novo ajuste foi realizado, considerando apenas os dois pontos obtidos em interações O+U e S+U. Os valores de α obtidos são então de:

- mesões positivos $\alpha^+ = 0.90 \pm 0.03$
- mesões negativos $\alpha^- = 0.80 \pm 0.03$.

A linha a traço-ponto representa na figura 5.9 o resultado do novo ajuste. Verifica-se que o ponto correspondente às interações p+U se encontra nitidamente a baixo desta linha, dado que o protão é fortemente não isoscalar. Esta situação é análoga à observada por Cronin et al. [CRO75] em interações p+A, onde o ponto correspondente as interações p+p não é compatível com o ajuste realizado aos pontos protão-núcleo.

Nos nossos dados verificamos que $\alpha^+ > \alpha^-$. Esta tendência já se observava em interações p+A, onde $\alpha^{K^+} > \alpha^{K^-}$ e $\alpha^{\pi^+} > \alpha^{\pi^-}$ [CAR79]. Acresce que o nosso $\langle P_T \rangle$ é bastante superior ao valor medido em colisões hadrónicas dado o corte efectuado em P_T ($P_T > 0.4$ GeV/c).

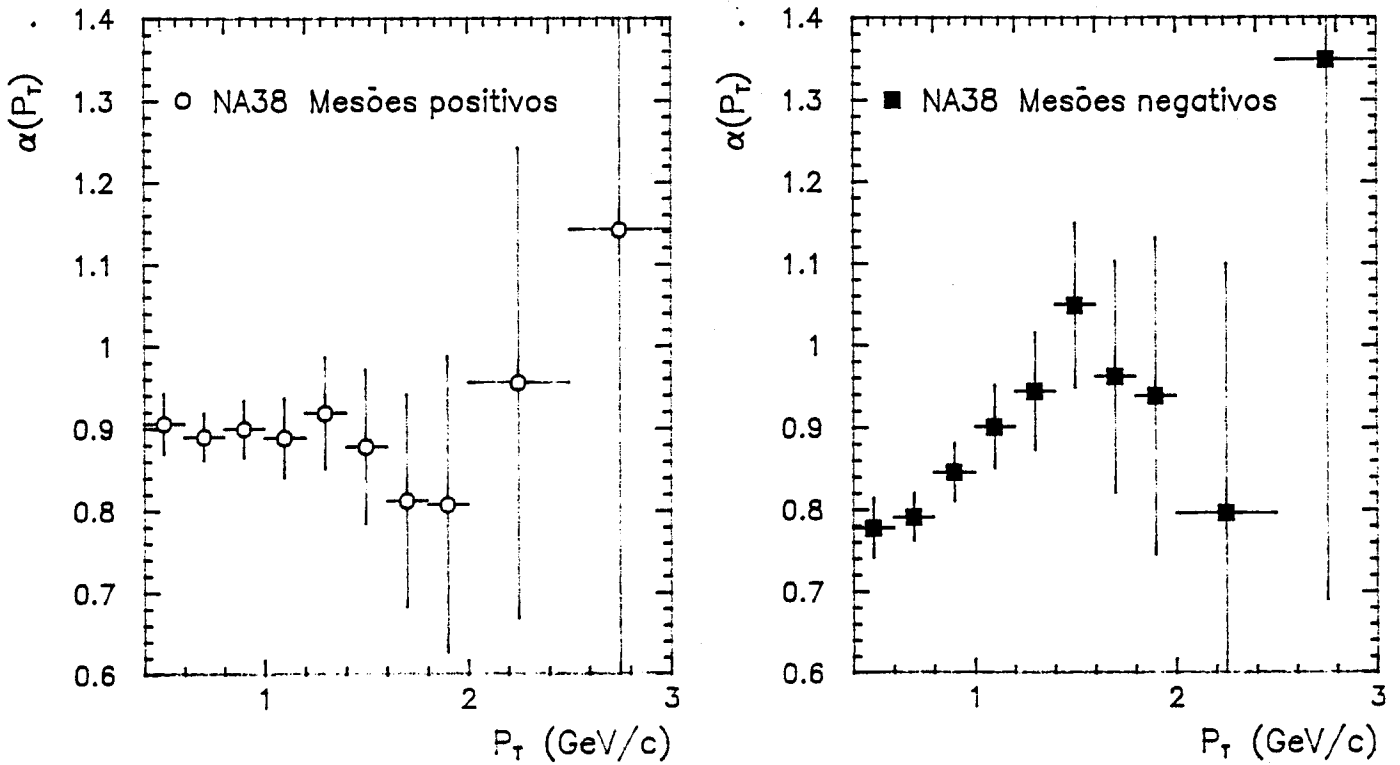


Figura 5.10: Evolução do parâmetro α com P_T para mesões positivos e negativos

Cronin et al. [CRO75] constataram que o parâmetro α é função do momento transversal, podendo a secção eficaz de produção de mesões em colisões protão-núcleo ser parametrizada

da seguinte forma

$$\left(\frac{d\sigma}{dP_T^2} \right)_{pA} = \left(\frac{d\sigma}{dP_T^2} \right)_0 \cdot A^{\alpha(P_T)}$$

onde A é número de massa do alvo. Para valores de P_T entre 1 e 4 GeV/c o expoente $\alpha(P_T)$ aumenta [CRO75]. Em princípio seria de esperar um comportamento semelhante no caso de feixes de iões. Através das razões já estudadas somos levados a concluir que para mesões negativos $\alpha(P_T)$ deve aumentar com P_T , enquanto que para mesões positivos é de esperar uma dependência fraca com P_T .

Na figura 5.10 apresenta-se o parâmetro α em função de P_T , para mesões positivos e negativos, obtido a partir dos valores com iões de oxigénio e enxofre. Verificamos que os valores de α correspondentes a mesões negativos apresentam um aumento com P_T , enquanto que para mesões positivos se observa uma independência de α relativamente a P_T .

Foi sugerido [LEV83] que o aumento de α com P_T é devido à difusão de partões ou hadrões no núcleo alvo. Este fenómeno leva ao despovoamento da região dos pequenos P_T e aumento na dos P_T elevados. Como consequência, $\alpha(P_T)$ pode assumir valores superiores à unidade.

Este mecanismo seria em princípio válido tanto para mesões negativos, como positivos. No entanto a esperada dependência de α com P_T para mesões positivos não é observada nos nossos dados.

É interessante comparar os valores de NA38 para mesões negativos, com os obtidos por Cronin (CP : Chicago-Princeton experiment) para piões negativos, $y_{cm} \approx 0$ ($\theta = 77$ mrad), e os obtidos pela experiência de iões pesados NA34 [AKE90] ($1.0 < y < 1.9$). Verificamos (figura 5.11) que existe compatibilidade global entre os dados de NA38 e os demais, apesar dos diferentes domínios em rapidez cobertos por cada uma das experiências.

5.3 Temperatura do gás de mesões

Se dividirmos o espectro em P_T de mesões por troços, então em cada um dos intervalos pode ser ajustado por uma função exponencial

$$\frac{d\sigma}{dP_T^2} \sim \exp \left(-\frac{P_T}{P_{T0}} \right).$$

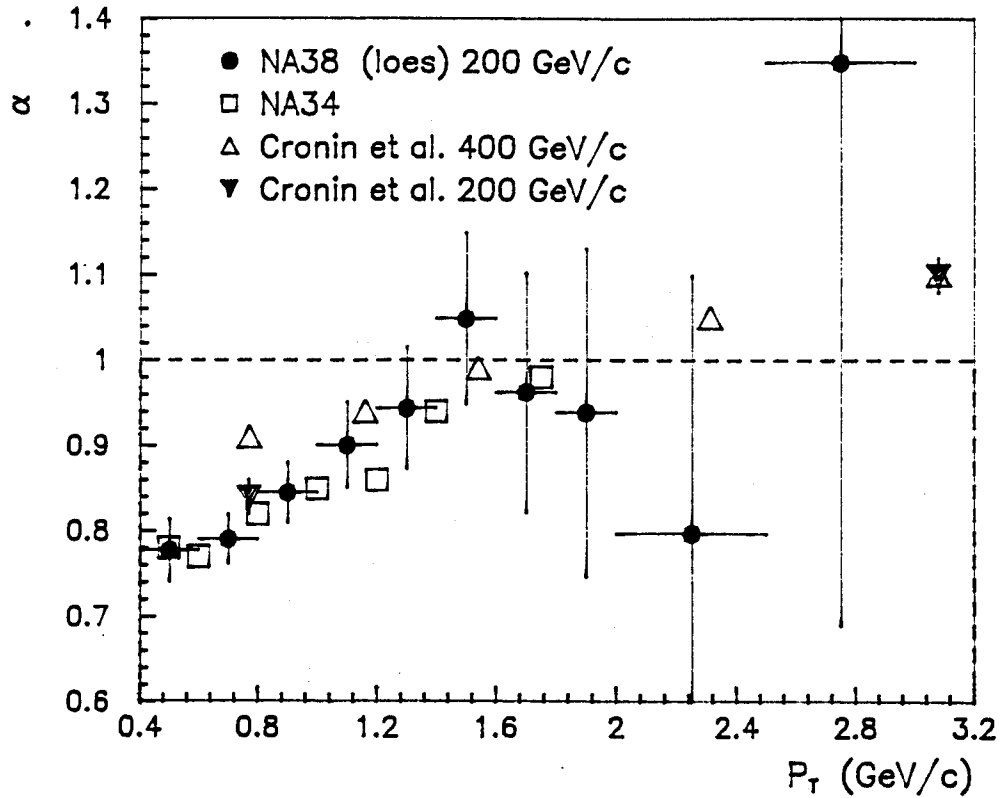


Figura 5.11: Comparação entre os valores de $\alpha(P_T)$ obtidos pelas experiências NA34, colaboração CP e NA38

Mostra-se [HAG83] que para uma fonte termalizada de mesões a secção eficaz invariante exhibe uma dependência exponencial com a massa transversa (" m_T scaling")

$$E \frac{d^3\sigma}{dP^3} \sim \exp(-m_T/T)$$

em que T é a temperatura do gás de mesões. Para momentos suficientemente elevados e admitindo que a maior percentagem de mesões presente no espectro são píões, então tem-se que $m_T \approx P_T$, pelo que o parâmetro P_{T0} adquire o significado de uma temperatura.

Dois intervalos em P_T foram escolhidos para fazer o ajuste ao espectro dos mesões; um primeiro intervalo entre 0.7 e 1.4 GeV/c e um segundo entre 1.5 e 2.5 GeV/c. Os resultados obtidos encontram-se na tabela 5.7 .

intervalo em P_T	carga	$p + U$	$O + U$	$S + U$
$0.7 \leq P_T \leq 1.4$	+	209 ± 3	213 ± 2	211 ± 2
$0.7 \leq P_T \leq 1.4$	-	199 ± 3	203 ± 2	211 ± 2
$1.5 \leq P_T \leq 2.5$	+	263 ± 12	270 ± 10	268 ± 8
$1.5 \leq P_T \leq 2.5$	-	283 ± 14	271 ± 11	257 ± 7

Tabela 5.7: Valores do parâmetro P_{T0} (em MeV/c) para dois intervalos de ajuste da exponencial e para três projecteis diferentes

Em relação ao primeiro intervalo em P_T (entre 0.7 e 1.4 GeV/c) verificamos que os valores obtidos de P_{T0} se situam entre 199 e 213 MeV/c, sendo compatíveis com resultados de outras experiências (obtidos com partículas negativas em NA34 [ALB87], e piões neutros em WA80 [LOH88]). É igualmente interessante notar a compatibilidade existente entre o valor medido de P_{T0} e o valor relativo à temperatura de transição de fase obtido a partir de alguns modelos teóricos [SVE87].

Embora pareça existir uma dependência fraca de P_{T0} com o número de massa do projectil, notamos no entanto que existe um pequeno aumento sistemático de P_{T0} quando se passa de protão a iões, tanto para mesões positivos como para negativos. Por outro lado, os valores obtidos para mesões positivos são ligeiramente superiores. Este facto pode atribuir-se à diferença de $\langle P_T \rangle$ entre piões e kaões. Sendo o $\langle P_T \rangle$ dos kaões superior ao dos piões, então no caso em que a percentagem de kaões é superior (ou seja para mesões positivos) somos conduzidos a um maior valor de P_{T0} .

Os resultados obtidos para a segunda região em P_T são da ordem de 270 MeV/c. Dado que o segundo intervalo abranje já uma região de P_T elevado, é possível que os resultados possam incluir efeitos de fontes não termalizadas. Duas das possibilidades seriam a produção de jets, no quadro da QCD perturbativa ou, na hipótese da formação do QGP, a de mesões que, dado o seu elevado momento, pudessem escapar do gás de hadrões antes de se dar a termalização.

No caso de interacções $O + U$ e $S + U$ podemos realizar o estudo de P_{T0} em função da energia transversa neutra E_T , medida em cada evento no calorímetro electromagnético. Dividimos então o conjunto dos dados experimentais em diversos intervalos de E_T . A cada intervalo corresponde um espectro em P_T , do qual podemos extrair um valor de P_{T0} . Os intervalos em E_T foram escolhidos de forma a que o número de eventos por intervalo fosse semelhante, e estendem-se desde as interacções mais periféricas (baixo E_T) às colisões centrais (elevado E_T). Apenas se considerou a região entre 0.7 e 1.4 GeV/c para o ajuste

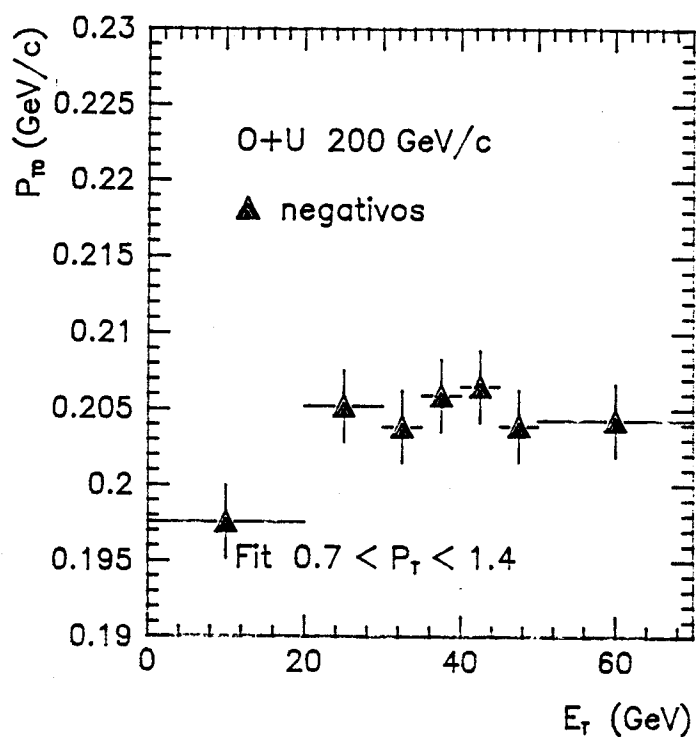
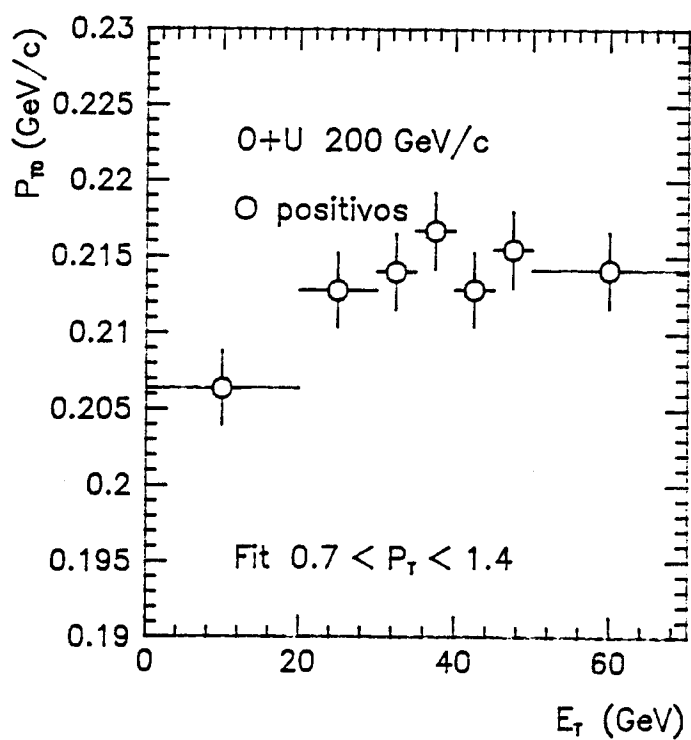
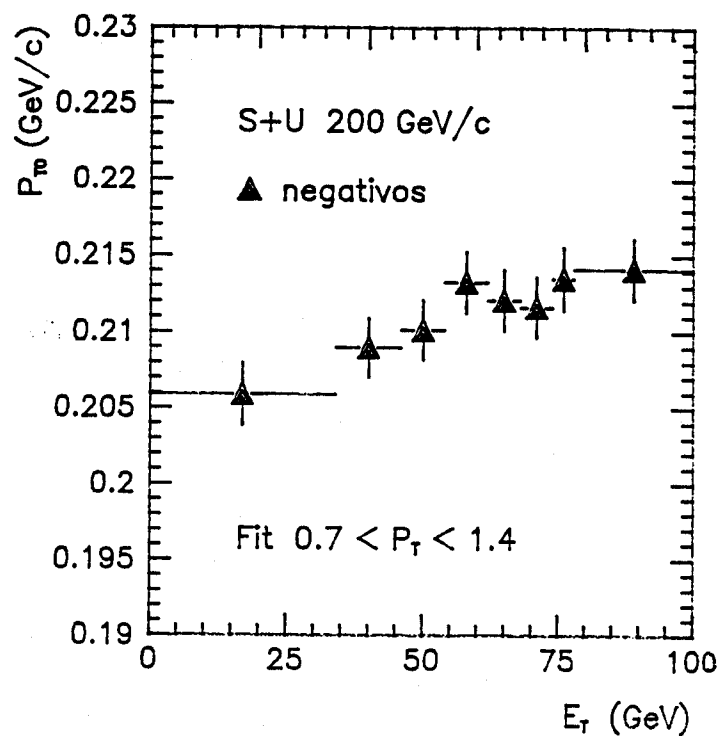
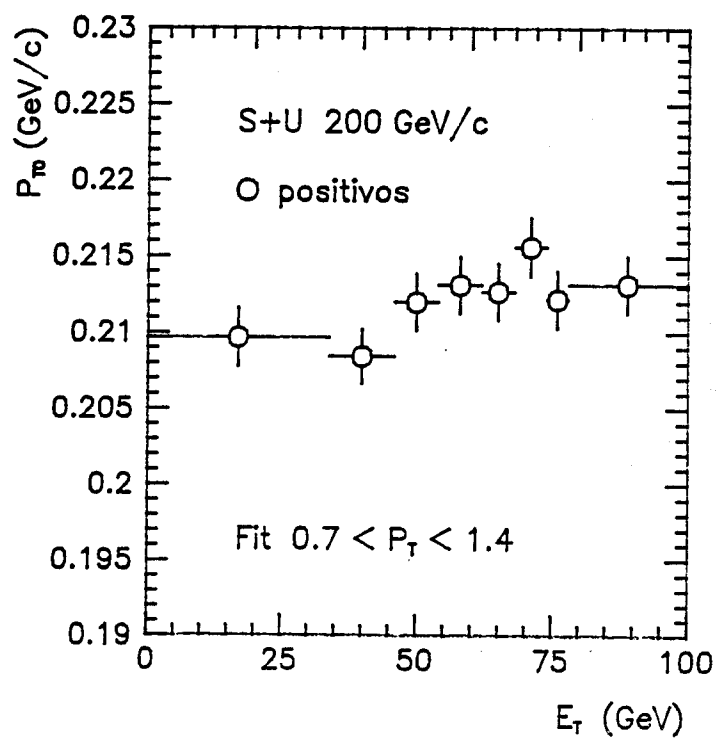


Figura 5.12: Parâmetro P_{T0} em função da energia transversa neutra medida no evento.

do espectro em P_T , já que apenas nesta região existe estatística suficiente para levar a cabo um estudo em função de E_T .

A curva obtida, $P_{T0}(E_T)$, deverá apresentar um comportamento análogo ao da temperatura T em função da densidade de energia ϵ . De facto, podemos relacionar a energia transversa neutra E_T com a densidade de energia ϵ através do modelo de Bjorken [BJO83]

$$\epsilon = 3 \frac{dE_T}{d\eta} \frac{1}{\tau_0 A_\perp},$$

onde $\eta = -\ln[\tanh(\frac{\theta}{2})]$ é a pseudorapidez. Uma vez que E_T é uma medida da centralidade da colisão [BAG90], aumentando quando o parâmetro de impacto diminui, espera-se que a um aumento da energia transversa corresponda um aumento em densidade de energia. Este mesmo estudo não é efectuado no caso de colisões próton-Urânio pois neste caso não existe uma correspondência entre a energia transversa medida e o parâmetro de impacto. De facto, para um dado parâmetro de impacto, a correspondente distribuição de energias transversas apresenta uma largura da ordem de grandeza da largura total do espectro em E_T , não existindo relação entre a centralidade da colisão e o valor medido de E_T .

Na figura 5.12 encontram-se os valores obtidos para P_{T0} em função de E_T . Tanto no caso de $S + U$ como de $O + U$ observamos uma subida inicial do valor de P_{T0} , seguido de um patamar. Esta subida traduz-se (à excepção do caso $S + U$ mesões positivos) numa diferença entre o primeiro ponto e os pontos do patamar de pelo menos 3 desvios padrão.

Os resultados obtidos são consistentes com uma descrição em termos de transição de fase entre um plasma de quarks e glúons e um gás de mesões. De acordo com este quadro, os dois andamentos observados nas curvas poderiam ser atribuídos a uma fase hadrónica (subida inicial) e uma fase mista (patamar) onde a temperatura e pressão se manteriam constantes. Este facto não exclui a possível formação do plasma, mas mostra-nos que os mesões detectados seriam formados numa fase mais tardia.

Os modelos hidrodinâmicos que admitem uma transição não são contudo os únicos que prevêem uma independência de P_{T0} com E_T . O caso de um sistema puramente hadrónico em que se assume que o desacoplamento entre hádrons se dá para uma mesma temperatura independentemente do estado inicial, e em que apenas existe expansão longitudinal [KAT86], também conduz a um P_{T0} constante.

5.4 Produção de estranheza

Como foi referido no capítulo 1, uma produção elevada de estranheza poderia even-

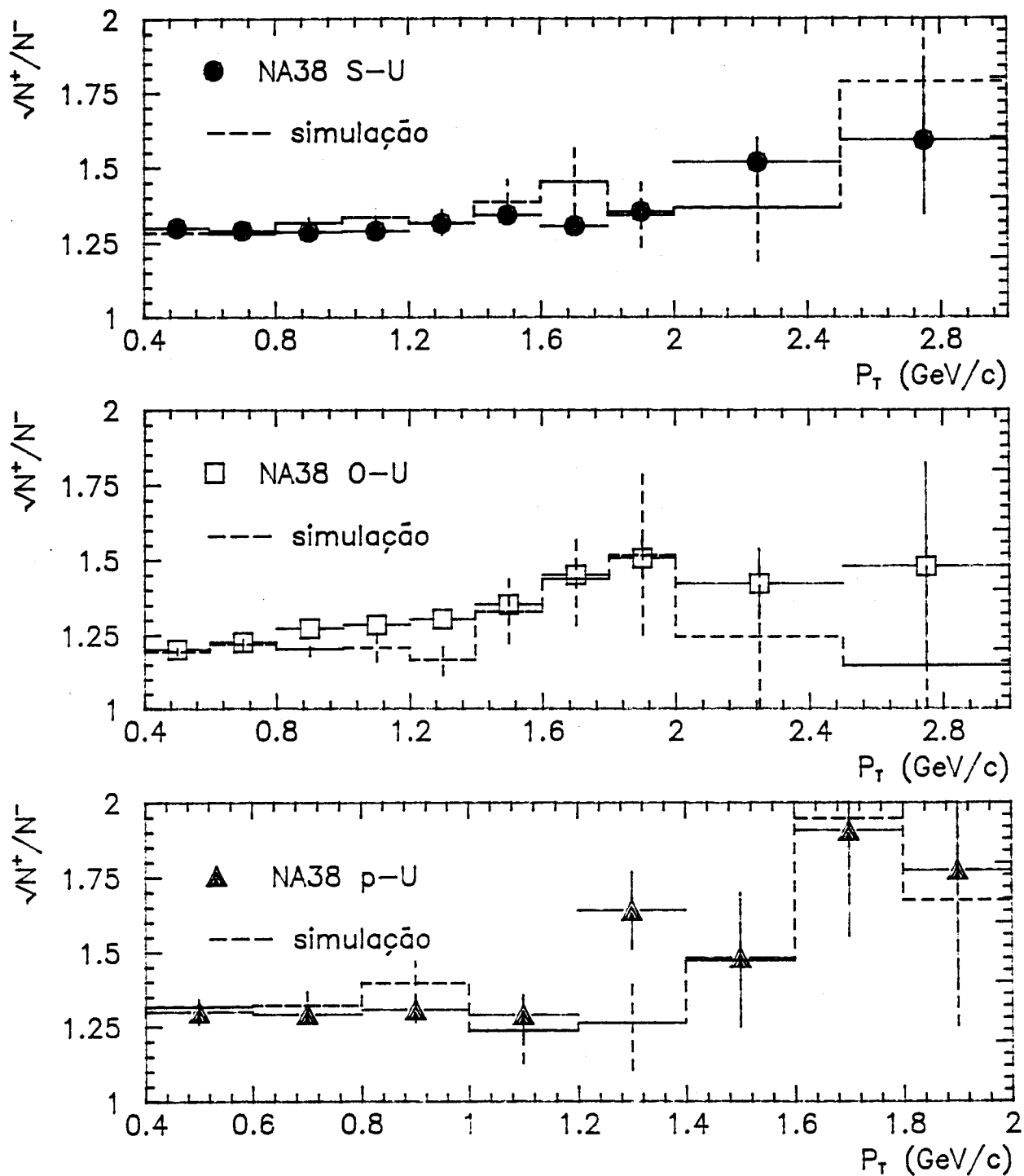


Figura 5.13: Raiz quadrada da razão entre a taxa de produção de múons positivos e negativos em função de P_T para os sistemas p+U, O+U e S+U. A linha a tracejado é a previsão da simulação Lisboa

tualmente constituir um sinal da formação do QGP. É assim interessante explorar todos os meios que nos possam fornecer alguma informação sobre este tópico. Uma vez que os nossos dados são constituídos por uma mistura de muões de desintegração de π e K é possível extrair alguma informação sobre a formação de mesões K . Essa informação é, no entanto, limitada pelo facto de não ser possível fazer a separação entre piões e kaões.

5.4.1 A razão N_+/N_-

No propósito de controlar os resultados finais vamos começar por analisar os resultados que se podem obter directamente com muões.

A razão entre o número de muões positivos e negativos, dadas as particularidades do dispositivo experimental, pode ser interpretada em termos de número de piões e kaões da seguinte forma (ver apêndice A):

$$\frac{N_+}{N_-} \approx \left(\frac{\pi^+ + 5K^+}{\pi^- + 5K^-} \right)^2.$$

A razão N_+/N_- é portanto um indicador da variação relativa entre K^+ e K^- .

Na figura 5.13 encontra-se a raiz quadrada da razão das taxas de produção de muões $\sqrt{N_+/N_-}$ em função de P_T para três tipos de sistemas. Em todos os casos verifica-se um aumento com P_T . Os valores obtidos são muito semelhantes para os três sistemas, e situam-se entre 1.25 e 1.5 para $O + U$ e $S + U$. Se admitirmos que não existe variação da taxa de produção de piões positivos face aos negativos, então o aumento de $\sqrt{N_+/N_-}$ com P_T pode explicado por um aumento de produção de K^+ relativamente a K^- , e/ou por um aumento da razão K/π .

Sobreposta aos dados experimentais encontra-se a mesma função dos muões positivos e negativos relativa aos espectros simulados (versão Lisboa). Verificamos que estas são compatíveis com os dados experimentais, apresentando igualmente uma evolução com P_T .

A função $\sqrt{N_+/N_-}$ foi também estudada em termos da energia transversa neutra E_T para os sistemas $O + U$ e $S + U$. Neste caso (figura 5.14) é patente um aumento da razão com E_T para $O + U$, enquanto que para $S + U$ se mantém praticamente constante.

5.4.2 Razão de secções eficazes de produção de mesões

Analisemos os resultados obtidos quando efectuamos a razão entre secções eficazes de

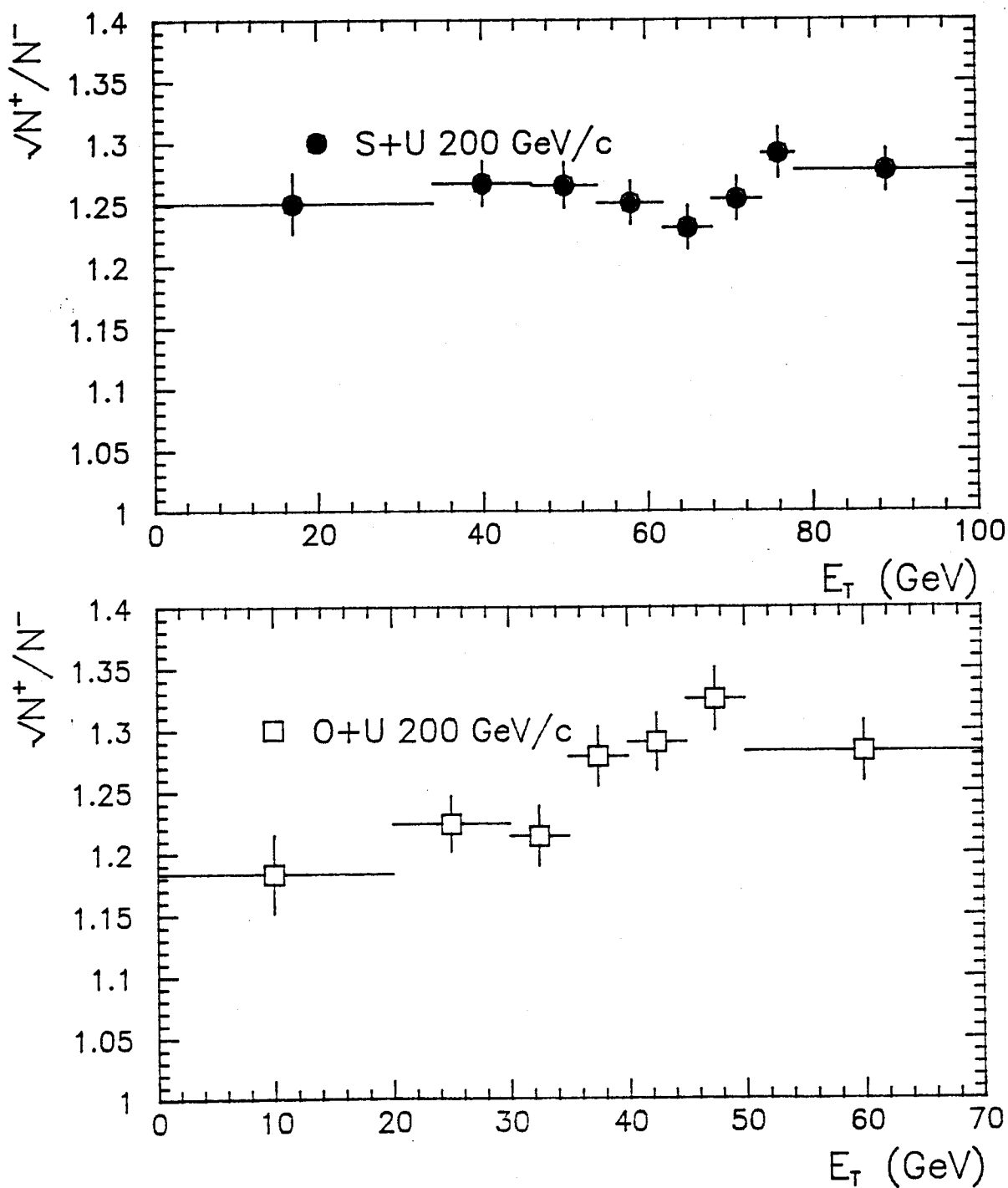


Figura 5.14: Raiz quadrada da razão entre a taxa de produção de múons positivos e negativos em função de E_T para os sistemas O-U e S-U.

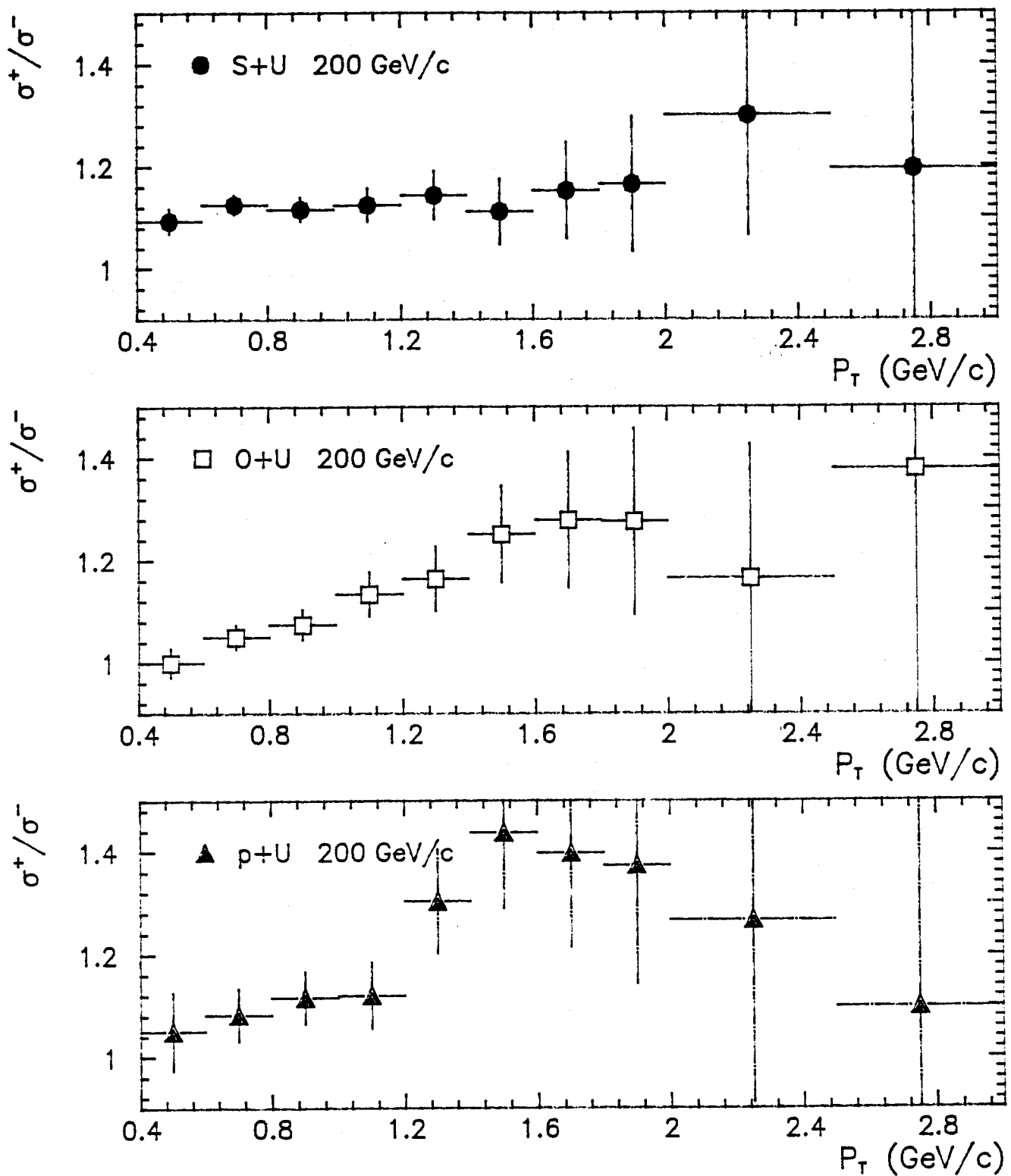


Figura 5.15: Razão entre a secção eficaz de produção mesões positivos e negativos em função de P_T para os sistemas p-U, O-U e S-U.

produção de mesões positivos e negativos. Neste caso podemos escrever simbolicamente a razão σ^+/σ^- da seguinte forma:

$$\frac{\sigma^+}{\sigma^-} \equiv \frac{\pi^+ + K^+}{\pi^- + K^-} = \frac{\pi^+}{\pi^-} \cdot \frac{1 + K^+/\pi^+}{1 + K^-/\pi^-}.$$

A razão σ^+/σ^- para mesões em função de P_T (figura 5.15) mostra um aumento em função de P_T nos três sistemas estudados.

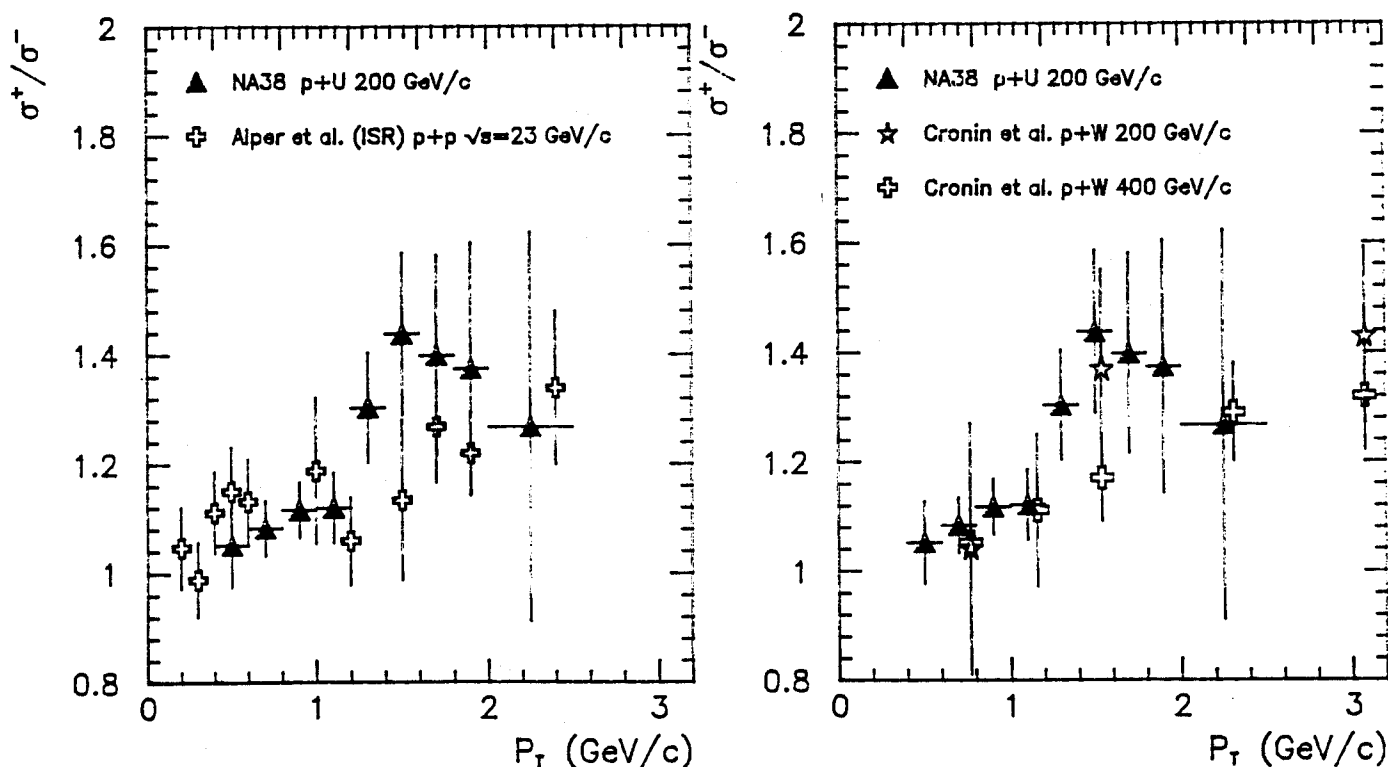


Figura 5.16: Comparação entre a razão σ^+/σ^- medida por NA38 em p+U (200 GeV/c) e a obtida por: a) Alper et al. [ALP75] em colisões p+p $\sqrt{s} = 23$ GeV (ISR) b) Cronin et al. [CRO75] em colisões p+W 200 e 400 GeV/c

Na figura 5.16 é feita a comparação dos dados relativos à razão σ^+/σ^- medida em interações p+U a 200 GeV/c, com medidas realizadas por Alper et al. [ALP75], em colisões p+p a $\sqrt{s} = 23$ GeV nos anéis de colisão ISR, e com medidas efectuadas por Cronin et al. [CRO75] em p+W a 200 e 400 GeV/c. No caso das medidas efectuadas nos ISR podemos afirmar que existe compatibilidade entre os dois lotes de dados, sendo contudo diferente a tendência observada em cada um deles. De facto, um ajuste linear efectuado a cada um dos lotes mostra que os dados relativos a p+U apresentam um maior

declive que os relativos a p+p. Este efeito poderia ser explicado por uma maior produção de kaões positivos em colisões próton-núcleo.

No entanto, já os pontos relativos a p+W além de serem compatíveis com os medidos em p+U, apresentam uma tendência idêntica.

A variação da razão com E_T (figura 5.17) foi igualmente estudada para os sistemas O+U e S+U. Tal como foi observado com muões também para mesões a razão entre positivos e negativos em O+U apresenta um crescimento gradual, que é de 18% quando E_T varia de 10 para 60 GeV, constituindo uma diferença de 8 desvios padrão. Para o sistema S+U a razão cresce de forma não gradual em E_T variando apenas de 11% entre 10 e 80 GeV. No entanto esta variação representa uma diferença de 6 desvios padrão.

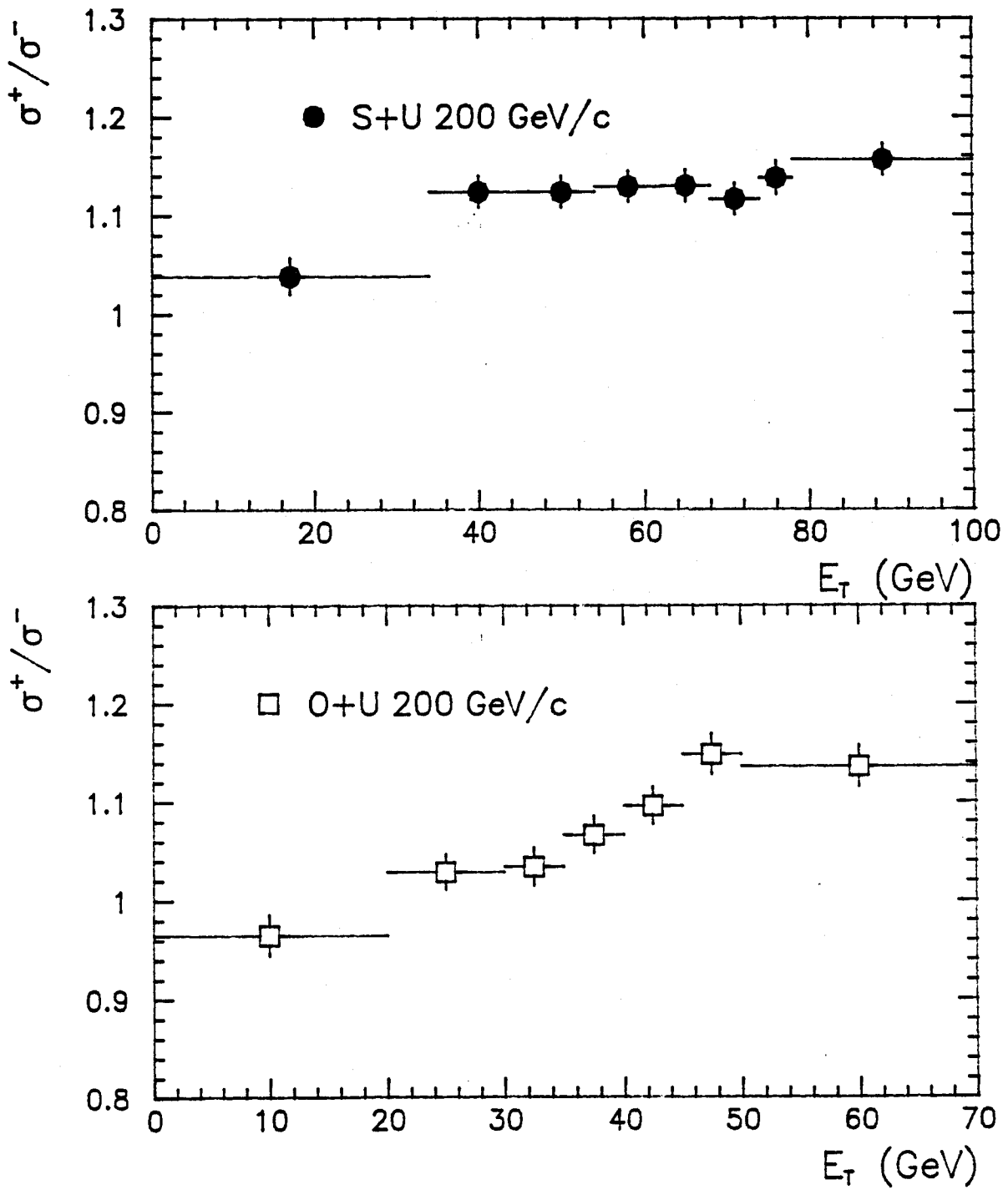


Figura 5.17: Razão entre a secção eficaz de produção mesões positivos e negativos em função de E_T para os sistemas O-U e S-U.

CONCLUSÃO

A experiência NA38 foi concebida para o estudo de pares de múons de sinal oposto produzidos em processos como o mecanismo de Drell-Yan, o decaimento de mesões vectores (ρ , ω , ϕ , J/ψ , ...), etc. Estes pares são habitualmente designados como "sinal". O fundo deste tipo de processos é constituído pelas associações fortuitas de múons de sinal oposto, que provêm do decaimento de mesões π e K . Neste contexto a detecção deste tipo de eventos é indesejável. Contudo, nas experiências de iões pesados, a percentagem de eventos deste tipo que são adquiridos é substancial. Na verdade, o número de pares de múons provenientes da desintegração de mesões cresce com o quadrado da multiplicidade do evento, enquanto que o número de pares de múon do tipo "sinal" é apenas proporcional à multiplicidade. As grandes multiplicidades atingidas em colisões de iões pesados levam a que o maior número de eventos adquiridos seja devido a pares de múons descendentes de mesões. Não sendo possível fazer uma identificação "on-line" da carga eléctrica dos múons detectados, além dos pares $\mu^+\mu^-$ também são adquiridos pares $\mu^+\mu^+$ e $\mu^-\mu^-$. Estes pares de sinal igual apresentam-se como quase exclusivamente formados por múons da desintegração não correlacionada de mesões π ou K .

Surgiu então como tentadora a ideia de estudar as propriedades dos mesões através dos pares de sinal igual. Estes pares representavam assim um novo "sinal", com as vantagens de ser praticamente livre de fundo e apresentar uma elevada estatística. O facto de existir uma forte relação entre o momento transversal do múon e do mesão [SON88], facilitava a interpretação dos dados ao nível das distribuições de múons, e possibilitava a determinação das distribuições de mesões. Para a extracção das secções eficazes de mesões foi contudo necessário recorrer a um modelo de simulação Monte-Carlo. Este modelo baseou-se em distribuições dadas pelo gerador de Lund Fritiof.

Foram medidas as secções eficazes de produção de mesões π e K em colisões p+U, O+U

e S+U a 200 GeV/núcleo. Verificou-se que as secções eficazes de produção de $\pi^- + K^-$ medidas por NA38 são consistentes com as secções eficazes de produção de π^0 medidas pela experiência WA80 [ALB90B].

Estudou-se a evolução da secção eficaz diferencial com o número de massa do projectil A_{proj} , tendo-se usado a parametrização $d\sigma/dP_T^2 \propto A_{proj}^{\alpha(P_T)}$. Os resultados obtidos para iões evidenciam um aumento de α com P_T para mesões negativos, em concordância com outras experiências [CRO75], [AKE90]. A evolução de α com P_T para mesões positivos parece ser fraca ou mesmo inexistente na região de 0.4 a 3.0 GeV/c.

Procurou-se medir a temperatura da fonte de mesões através do parâmetro P_{T0} , tendo-se obtido valores em função da energia transversa neutra E_T . Os resultados medidos de P_{T0} variam entre 200 e 214 MeV/c e mostram uma pequena subida com E_T , seguida de um patamar. Este tipo de evolução é compatível com modelos hidrodinâmicos para a transição de fase entre um plasma de quarks e glúons e um gás hadrónico. O valor obtido para P_{T0} (~ 210 MeV/c) encontra-se de acordo com algumas previsões da QCD na rede [CEL85] para a temperatura de transição. Foi verificado um pequeno aumento de P_{T0} com a massa do projectil.

A razão entre as secções eficazes de mesões positivos e negativos σ^+/σ^- fornece-nos informação sobre o conteúdo em estranheza. Constatou-se que esta razão aumentava com P_T , o que pode ser interpretado como um aumento da razão K/π , ou da assimetria de carga dos kaões. Verificou-se a existência de compatibilidade entre os dados obtidos por NA38 em p+U e os medidos por Cronin et al. [CRO75] em p+W.

A razão σ^+/σ^- varia aproximadamente em 18% para E_T entre 10 e 60 GeV em colisões O+U. Em colisões S+U a variação é apenas de 11% entre 10 e 80 GeV. Assim não se observa um aumento significativo de mesões K com a centralidade da colisão.

APÊNDICE A

Estudo da combinatória de mesões

A1. Introdução ao problema

Neste apêndice vamos fazer o estudo do problema de um conjunto de mesões que decaem para muão mais neutrino, e onde se procura conhecer qual a probabilidade de se observar pelo menos um par de muões no estado final.

A2. Distribuição de probabilidade de um sistema de partículas que decaem

Comecemos por considerar o caso simples de um sistema de n partículas com idêntica probabilidade de decaimento w no dispositivo experimental. A probabilidade de observarmos m decaimentos é dada pela distribuição binomial :

$$B(n, m) = \frac{n!}{(n - m)!m!} \cdot w^m \cdot (1 - w)^{n-m} \quad (a1)$$

As condições experimentais do *trigger* impõem a observação de *pelo menos* dois muões, para que o evento seja considerado. A probabilidade de serem observados pelo menos dois muões é dada por:

$$P(n, 2) = B(n, 2) + B(n, 3) + \dots = \sum_{m=2}^{\infty} B(n, m)$$

ou seja

$$P(n, 2) = 1 - B(n, 0) - B(n, 1)$$

De forma a simplificarmos a expressão assim obtida consideremos o caso experimental em que a probabilidade w é bastante menor que a unidade ($w \sim 10^{-2} - 10^{-3}$). Neste caso a probabilidade $P(n, 2)$ pode ser aproximada pela seguinte expressão :

$$P(n, 2) \approx B(n, 2) \approx \frac{n!}{(n-2)!2!} \cdot w^2 = \frac{n \cdot (n-1)}{2} \cdot w^2 \quad (a2)$$

onde se desprezou o termo $(1-w)^{n-2}$ que traduz a probabilidade das outras $n-2$ partículas não decaírem, por ser aproximadamente igual à unidade.

Como veremos a utilização desta expressão apresenta várias vantagens. Em primeiro lugar, permite obter analiticamente uma estimativa para o número de pares de sinal oposto (N_{+-}) a partir do número de pares de sinal igual (N_{++} e N_{--}), bem como uma estimativa da razão N_{++}/N_{--} , relacionando-a com o número de mesões presentes na reacção. Em segundo lugar permite obter de uma forma expedita as distribuições simuladas em várias variáveis cinemáticas pois, com base nesta fórmula, a probabilidade de existência de um determinado par de muões é igual ao produto das probabilidades de decaimento de cada um dos mesões.

Analisemos de momento a validade da aproximação feita em (a2). Para tal, definimos a seguinte variável percentual:

$$\Delta(n) = \frac{\frac{n \cdot (n-1)}{2} \cdot w^2 - \sum_{m=2}^{\infty} B(n, m)}{\sum_{m=2}^{\infty} B(n, m)} \cdot 100\% . \quad (a3)$$

No gráfico a1 estudamos a evolução desta variável com a multiplicidade n para três valores de w (escolhidos dentro da gama de valores possíveis para a probabilidade de decaimento de um mesão no dispositivo experimental). Como se pode verificar para multiplicidades baixas (< 10), $\Delta(n)$ toma apenas o valor de alguns por cento. No entanto na região das altas multiplicidades a situação torna-se um pouco pior, podendo $\Delta(n)$ atingir valores da ordem de 10 a 15%. Esta análise sumária sugere-nos ser necessário tomar precaução com os valores absolutos do número de pares produzidos, obtidos com o auxílio da

expressão (a2), na situação de altas multiplicidades.

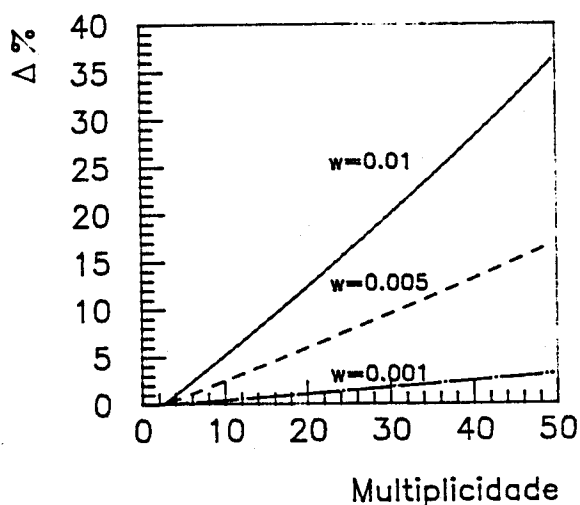


Figura a1. Desvio percentual da expressão (a2) em relação à distribuição binomial, para três valores de w

A3. Mesões com probabilidades diferentes de decaimento

Consideremos agora o caso mais geral em que cada uma das partículas possui uma probabilidade w_m de decair. A probabilidade de observarmos pelo menos dois muões será dada por

$$P(n, 2) = \sum_{\text{combina.}} w_i \cdot w_j \cdot \underbrace{(1 - w_k) \cdots (1 - w_n)}_{n-2} + \sum_{\text{combina.}} w_i \cdot w_j \cdot w_k \cdot \underbrace{(1 - w_m) \cdots (1 - w_n)}_{n-3} + \cdots \quad (a4)$$

onde os somatórios são efectuados sobre todas as combinações possíveis. Mais uma vez considerando que $w \ll 1$ é possível fazer a seguinte aproximação

$$P(n, 2) = \sum_{\text{combina.}} w_i \cdot w_j \quad (a5)$$

O número de mesões produzidos em cada colisão não é fixo, mas apresenta uma determinada distribuição de multiplicidade $dN/dn_1 dn_2 \dots dn_m = M(n_1, n_2, \dots, n_m)$ (em que a cada índice corresponde um tipo de mesões produzidos - $\pi^+, \pi^-, K^+, K^-, \dots$). Para obtermos a probabilidade de observar um par teremos de multiplicar $M(n_1, n_2, \dots, n_m)$ por $P(n, 2)$ e somar para todos os valores de $\nu = n_1 + n_2 + \dots + n_m \geq 2$:

$$n(2) = \sum_{\nu=2}^{\infty} M(n_1, n_2, \dots, n_m) \cdot P(n, 2) . \quad (a6)$$

Por outro lado a probabilidade w de desintegração é essencialmente uma função do momento e da identidade do mesão, $w = w(p_i, \alpha_i)$. Assim sendo dN/dp a distribuição de momento do mesão, tem-se para $P(n, 2)$, no caso em que se toma por simplicidade a expressão (a5)

$$n(2) = \sum_{\nu} M(n_1, n_2, \dots, n_m) \cdot \sum_{\text{combina.}} \int \int w(p_i, \alpha_i) \cdot w(p_j, \alpha_j) \cdot \frac{dN}{dp_i} \frac{dN}{dp_j} dp_i dp_j \quad (a7)$$

ou, dado que por definição de valor médio

$$\overline{w(\alpha)} = \int w(p, \alpha) \cdot \frac{dN}{dp} dp ,$$

podemos escrever

$$n(2) = \sum_{\nu} M(n_1, n_2, \dots, n_m) \cdot \sum_{\text{combina.}} \overline{w(\alpha_i)} \cdot \overline{w(\alpha_j)} . \quad (a8)$$

A4 O modelo de Poisson

Vamos agora considerar o caso em que temos dois tipos de mesões (piões e kaões) e que a cada um está associado uma "probabilidade" média de desintegração, $\overline{w_{\pi}}$ e $\overline{w_k}$ respectivamente.

A probabilidade de se obter um par de muões é igual à soma das probabilidades de obtenção de um par de sinal igual (n_{++} e n_{--}) e de um par de sinal oposto (n_{+-}) :

$$n(2) = n_{+-} + n_{++} + n_{--} ,$$

em que

$$n_{++} = \sum M(n_{\pi+}, n_{\pi-}, n_{K+}, n_{K-}) \cdot \left(\frac{n_{\pi+} \cdot (n_{\pi+} - 1)}{2} \cdot \overline{w_{\pi+}}^2 + \frac{n_{K+} \cdot (n_{K+} - 1)}{2} \cdot \overline{w_{K+}}^2 + n_{\pi+} \cdot n_{K+} \cdot \overline{w_{\pi+}} \cdot \overline{w_{K+}} \right) \quad (a9a.)$$

$$n_{+-} = \sum M(n_{\pi+}, n_{\pi-}, n_{K+}, n_{K-}) \cdot (n_{\pi+} \cdot \overline{w_{\pi+}} + n_{K+} \cdot \overline{w_{K+}}) \cdot (n_{\pi-} \cdot \overline{w_{\pi-}} + n_{K-} \cdot \overline{w_{K-}}) \quad (a9b.)$$

e sendo a expressão para n_{--} análoga à de n_{++} .

Fazemos agora as seguintes hipóteses simplificadoras (aproximadamente válidas na região de aceitação do espectrómetro, e para uma região limitada em energia transversa)

- i) $\overline{w_{\pi+}} = \overline{w_{\pi-}}$ e $\overline{w_{K+}} = \overline{w_{K-}}$
- ii) As distribuições de multiplicidade de π^+, π^-, K^+, K^- são independentes podendo ser aproximadas por distribuições de Poisson, i.e.

$$M(n_1, n_2, n_3, n_4) = M(\pi^+) \cdot M(\pi^-) \cdot M(K^+) \cdot M(K^-)$$

com

$$M(n) = \frac{e^{-n} \cdot n^m}{m!}.$$

Usando a seguinte propriedade da distribuição de Poisson

$$\overline{n^2} = \overline{n}^2 + \overline{n}$$

podemos escrever n_{++} , n_{--} e n_{+-} como sendo:

$$n_{++} = \frac{1}{2} \cdot (\overline{n_{\pi+}} \cdot \overline{w_{\pi+}} + \overline{n_{K+}} \cdot \overline{w_{K+}})^2 \quad (a10a.)$$

$$n_{--} = \frac{1}{2} \cdot (\overline{n_{\pi-}} \cdot \overline{w_{\pi-}} + \overline{n_{K-}} \cdot \overline{w_{K-}})^2 \quad (a10b.)$$

$$n_{+-} = (\overline{n_{\pi+}} \cdot \overline{w_{\pi+}} + \overline{n_{K+}} \cdot \overline{w_{K+}}) \cdot (\overline{n_{\pi-}} \cdot \overline{w_{\pi-}} + \overline{n_{K-}} \cdot \overline{w_{K-}}) \quad (a10c.)$$

Destas expressões é trivial obter-se a seguinte relação entre n_{+-} e n_{++} , n_{--} :

$$n_{+-} = 2 \cdot \sqrt{n_{++} \cdot n_{--}} \quad (a11)$$

Esta relação permite-nos obter uma estimativa do número de pares de sinal oposto a partir do número de pares de igual sinal. A partir das expressões (a10a.) e (a10b.) podemos obter a seguinte razão

$$n_{++}/n_{--} = \left(\frac{\overline{n_{\pi+}} \cdot \overline{w_{\pi}} + \overline{n_{K+}} \cdot \overline{w_K}}{\overline{n_{\pi-}} \cdot \overline{w_{\pi}} + \overline{n_{K-}} \cdot \overline{w_K}} \right)^2 \quad (a12)$$

que nos pode dar indirectamente informação sobre a razão K/π .

APÊNDICE B

Decaimento de mesões no dispositivo experimental

B1. Introdução

Os mesões π e K , produzidos nas colisões hadrônicas em estudo, apresentam uma certa probabilidade de desintegração em múon mais neutrino, na região do espectrómetro em que os muões descendentes podem ser aceites.

Comecemos por considerar o caso em que os mesões se desintegram num espaço livre de absorvedores. O número de desintegrações por segundo será igual a

$$\begin{aligned}\frac{dN}{dt} &= -\frac{1}{\gamma \cdot \tau_0} \cdot N \\ &= -\frac{1}{\gamma \cdot \tau_0} \cdot N_0 \cdot e^{-\frac{t}{\gamma \cdot \tau_0}}\end{aligned}$$

em que τ_0 é a vida média do mesão no seu referencial de repouso e $\gamma = E/m$.

A probabilidade de desintegração por unidade de tempo de um mesão será igual a

$$\begin{aligned}w(t) &= -\frac{1}{N_0} \cdot \frac{dN}{dt} \\ &= \frac{1}{\gamma \cdot \tau_0} \cdot e^{-\frac{t}{\gamma \cdot \tau_0}}.\end{aligned}$$

Atendendo a que os mesões se encontram livres temos que $t = x/v$, e assim podemos escrever a probabilidade de desintegração por unidade de comprimento como sendo

$$w(x) = \frac{1}{\gamma v \tau_0} \cdot e^{-\frac{x}{\gamma v \tau_0}}.$$

Seja agora L a distância que um mesão pode percorrer para que o muão descendente possa ainda ser aceite pelo espectrómetro. Então a probabilidade de observar a desintegração do mesão nesse espaço será

$$W(L) = \int_0^L \frac{1}{\gamma v \tau_0} \cdot e^{-\frac{x}{\gamma v \tau_0}} dx$$

$$= 1 - e^{-\frac{L}{\gamma v \tau_0}}$$

ou atendendo a que o momento $P = \gamma m v$ obtemos

$$W(L) = 1 - e^{-\frac{L}{(P/m)\tau_0}} . \quad (b1)$$

Comparemos as probabilidades de decaimento dos piões e kaões no dispositivo experimental (no caso em que os mesões não encontram nenhum absorvedor). Dado que nas condições experimentais se tem $L \ll (P/m)\tau_0$ então $W(L)$ pode ser aproximado por

$$W(L) \approx \frac{L}{(P/m)\tau_0} .$$

Se o mesão tiver mais do que uma via para decair, então a probabilidade de desintegração por uma das vias será igual ao produto da probabilidade total de desintegração pela razão de bifurcação ("branching ratio")

$$W_{parcial} = W_{total} \cdot BR$$

Para piões e kaões as razões de bifurcação são respectivamente

$$BR(\pi \rightarrow \mu\nu) \approx 1.$$

$$BR(K \rightarrow \mu\nu) \approx 0.635$$

A razão entre as probabilidades de decaimento de π e K vem igual a

$$W_K/W_\pi = \frac{P_\pi \tau_\pi \cdot BR(\pi \rightarrow \mu\nu)}{m_\pi} \cdot \frac{m_K}{P_K \tau_K \cdot BR(K \rightarrow \mu\nu)} \quad (b2)$$

Para partículas com o mesmo momento ($P_\pi \approx P_K$) obtemos $W_K/W_\pi \approx 4.7$. Existe assim um factor de "zoom" entre o número de muões descendentes de K e o número de muões descendentes de π , relativamente ao número de mesões K e π existentes.

B2. Decaimento num dispositivo com absorvedores

Consideremos agora o caso em que o mesão se encontra num meio com o qual pode interagir, podendo ser absorvido. Desta forma existem dois possíveis caminhos para o aniquilamento do mesão:

- a) decaimento em muão mais neutrino
- b) absorção no meio

O número de mesões de um determinado tipo que "desaparece" por cada uma das vias por unidade de comprimento é igual a

$$\begin{aligned}\frac{dN_d}{dx} &= \frac{1}{L_d} N \\ \frac{dN_a}{dx} &= \frac{1}{L_a} N\end{aligned}\tag{b3}$$

em que $L_d = (P/m)\tau_0$ e L_a são respectivamente o "comprimento de decaimento" e o comprimento de absorção do mesão, e N é o número de mesões ainda existente. Uma vez que

$$\frac{dN}{dx} = \frac{dN_d}{dx} + \frac{dN_a}{dx} = \left(\frac{1}{L_d} + \frac{1}{L_a} \right) N\tag{b4}$$

integrando esta equação obtemos o número de mesões em função de x

$$N = N_0 \cdot e^{-\left(\frac{1}{L_d} + \frac{1}{L_a}\right)x}.\tag{b5}$$

O número de mesões que decaiu ao fim de L metros é portanto dado por

$$N_d(L) = \int_0^L \frac{dN_d}{dx} dx$$

$$\begin{aligned}
&= N_0 \int_0^L \frac{1}{L_d} e^{-\left(\frac{1}{L_d} + \frac{1}{L_a}\right)x} dx \\
&= \frac{1}{L_d} \cdot \frac{L_d L_a}{L_d + L_a} N_0 \left(1 - e^{-\left(\frac{1}{L_d} + \frac{1}{L_a}\right)L}\right)
\end{aligned} \tag{6}$$

Definindo as constantes $\lambda_d = 1/L_d$, $\lambda_a = 1/L_a$ e $\lambda = (1/L_d + 1/L_a)$, podemos escrever a equação (6) da seguinte forma

$$N_d(L) = N_0 \frac{\lambda_d}{\lambda} (1 - e^{-\lambda L}) \tag{b7}$$

Suponhamos que os mesões atravessam sucessivamente diferentes meios com comprimentos de absorção $L_{a1}, L_{a2}, \dots$, e percorrem em cada meio distâncias respectivamente iguais a L_1, L_2 , etc. Então ao fim do percurso no segundo meio o número de mesões que decaiu foi de

$$N_d(L_1 + L_2) = N_0 \cdot \frac{\lambda_d}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 L_1}) + N_0 \cdot e^{-\lambda_1 L_1} \cdot \frac{\lambda_d}{\lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2 L_2}) \tag{b8}$$

em que o factor $N_0 e^{-\lambda_1 L_1}$ representa o número de mesões ainda sobrevivente no fim do primeiro meio. A equação (8) é facilmente generalizável ao caso em os mesões atravessam n meios diferentes

$$\begin{aligned}
N_d(L_1 + \dots + L_n) = N_0 \Big[& \frac{\lambda_d}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 L_1}) + e^{-\lambda_1 L_1} \cdot \frac{\lambda_d}{\lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2 L_2}) \\
& + \dots + e^{-\lambda_1 L_1 - \lambda_2 L_2 - \dots - \lambda_{n-1} L_{n-1}} \cdot \frac{\lambda_d}{\lambda_n} (1 - e^{-\lambda_n L_n}) \Big]
\end{aligned} \tag{b9}$$

A probabilidade de um determinado tipo de mesão que decair em muão ao fim de uma distância $L_1 + \dots + L_n$ será dado por

$$W = N_d(L_1 + \dots + L_n) / N_0 \cdot BR(\text{mesão} \rightarrow \mu + \nu) . \tag{b10}$$

APÊNDICE C

Cálculo de uma secção eficaz

Neste apêndice fazemos a derivação da expressão que permite determinar a secção eficaz, numa experiência de alvo fixo. Consideremos que o processo físico em estudo tem uma secção eficaz σ , e que durante um certo período de tempo é acumulada uma luminosidade integrada L . Então o número de eventos observados é dado por ([PER87])

$$N_{ev} = L \cdot \sigma . \quad (c1)$$

Comecemos por calcular a luminosidade deste processo. Seja l a espessura do alvo e N_{inc} o número de partículas incidentes. Após atravessar o alvo, o número de partículas do feixe que não interagiu é dado por

$$N = N_{inc} \cdot e^{-l/\lambda}$$

em que λ é o comprimento de interação. O número de interações verificadas foi assim igual a

$$N_{int} = N_{inc} - N = N_{inc} \cdot (1 - e^{-l/\lambda})$$

Dado que o comprimento de interação se relaciona com a secção eficaz de interação através de ([FER86])

$$\lambda = \frac{A}{\sigma_{int} \cdot \rho \cdot N_A}$$

onde ρ é a densidade do alvo, A o seu número atómico e N_A o número de Avogadro, podemos escrever a luminosidade como

$$L = N_{int}/\sigma_{int} = N_{inc} \cdot (1 - e^{-l/\lambda}) \cdot \lambda \cdot \frac{\rho \cdot N_A}{A}$$

ou definindo comprimento efectivo do alvo como sendo

$$l_{eff} = \lambda(1 - e^{-l/\lambda}) = \int_0^l e^{-x/\lambda} dx$$

vem

$$L = N_{inc} \frac{\rho \cdot l_{eff} \cdot N_A}{A} \quad (c2)$$

Usando simultaneamente as expressões c1 e c2 obtemos a seguinte expressão para a secção eficaz

$$\sigma = \frac{N_{ev}}{N_{inc}} \cdot \frac{A}{\rho \cdot l_{eff} \cdot N_A} \quad (c3)$$

Referências

- [ABD80] - E. O. Abdrahmanov et al., Z. Phys. C - Particles and Fields 5 (1980) 1
- [AKE90] - T. Åkesson et al., Z. Phys. C - Particle and Fields 46 (1990) 361
- [AKE89] - T. Åkesson et al., HELIOS Collaboration, Preprint CERN-EP/89/111, submetido a publicação na Z. Phys. C
- [ALB88] - R. Albrecht et al., Phys. Lett. B201 (1988) 390
- [ALB87] - R. Albrecht et al., WA80 Colaboration, Preprint GSI-87-82 (Dez 1987)
R. Albrecht et al., WA80 Colaboration, Preprint GSI-89-03 (Jan 1989)
R. Santo et al., WA80 Collaboration, Nucl. Phys. A498 (1989) 391c
- [ALB90A] - R. Albrecht et al., WA80 Collaboration, "Transverse momentum distributions of neutral pions from central and peripheral $^{16}\text{O}+\text{Au}$ collisions at 200A-GeV", submetido à Z. Phys. C
- [ALB90B] - R. Albrecht et al., WA80 collaboration, "Transverse Momentum Distributions of Neutral Pions from Central and Peripheral $^{16}\text{O}+\text{Au}$ Collisions at 200 A GeV", submetido à Z.Phys., 1990
- [ALI88] - M. Alimi, Tése, Universidade Claude Bernard Lyon (1988)
- [ALP75] - B. Alper et al., Nucl. Phys. B100 (1975) 237
- [ALP81] - K. Alpgard et al., UA5 collaboration, Phys. Lett. B107 (1981) 310; B107 (1981) 315
- [AND87] - B. Andersson, Nucl.Phys. A461 (1987) 513c ;
B. Andersson, G. Gustafson and B. Nilsson-Almqvist, Nucl. Phys. B281 (1987) 289
- [AND84] - L. Anderson et al., Nucl. Instr. Meth. 223 (1984) 26
- [BAG89] - C. Baglin et al., NA38 collaboration, Phys. Lett. B 220 (1989) 471
- [BAY83] - G. Baym et al., Nucl. Phys. A407 (1983) 541
- [BLA87] - J.P. Blaizot, Act. phy. Pol. B18 (1987) 659
- [BJO83] - J.D. Bjorken, Phy. Rev. D 27 (1983) 140
- [BLO85] - V. Blobel, Proceedings of the 1984 CERN School of Computing, Yellow Report CERN 85-09
- [BOR86] - P. Bordalo, Tése, Universidade Paris-Sud Orsay (1986)
- [BUR85] - T. H. Burnett et al., Nucl. Phys. A447 (1985) 189
- [CAR79] - A.S. Carroll et al., Phys. Lett 80B (1979) 319
- [CEL85] - T. Çelik, J. Engels, H. Satz, Nucl. Phys. B 256 (1985) 670
- [CHA88] - C. Charlot, Tése, Universidade Louis Pasteur, Strasbourg (1988)
- [CHO74] - A. Chodos, R.L. Jaffe, K. Johnson, C.B. Thorn and V.F. Weisskopf, Phys. Rev. D9 (1974) 3471
- [CLE83] - J. Cleymans, M. Dechantsreiter and F. Halzen, Z. Phys. C17 (1983) 341
- [CLE86] - J. Cleymans, R. V. Gvai, E. Suhonen, Phys. Rep. 130 (1986) 217
- [COC80] - A. Coc ,Tése, Universidade Paris VII (1980)

- [CRO75] - J. W. Cronin et al., Phys. Rev. D 11 (1975) 3105 ;
D. Antreasyan et al., Phys. Rev. D 19 (1979) 764
- [DRE70] - S.D. Drell et al., Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 316
- [FAB88] - C.W. Fabjan, CERN-EP/88-73
- [FER86] - R. C. Fernow, Introduction to Experimental Particle Physics, 1986 Cambridge University Press
- [GAZ88] - M. Gazdzicki et al., Colaboração NA35, Hadronic Matter in Collision 1988, Tucson Arizona, U.S.A., ed. P. Carruthers and J. Rafelski, (World Scientific, Singapore, 1989) p. 647
- [GOL60] - G. Goldhaber et al., Phys. Rev. 120 (1960) 300
- [GRO89] - J.Y. Grossiord et al., NA38 collaboration, Nucl. Phys. A498 (1989) 249c
- [HAR89] - J.W. Harris et al., Colaboração NA35, Nucl. Phys. A498 (1989) 133c
- [HAG83] - R. Hagedorn, Rev. del Nuovo Cimento vol. 6 n. 10 (1983) 1-50
- [HWA85] - R.C. Hwa and K. Kajantie, Phys. Rev. D32 (1985) 1109
- [JAC87] - M. Jacob and J. Rafelski, Phys. Lett. B190 (1987) 173
- [KAT86] - M. Kataja, P.V. Ruuskanen, L. McLerran, H. von Gersdorff, Phys. Rev. D34 (1986) 2755
- [KIN90] - J.B. Kinson et al., WA85 collaboration, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 16 (1990) 409
- [KOC86] - P. Koch, B. Müller, J. Rafelski, Phys. Rep. 142 (1986) 167
- [KOG83] - J. Kogut et al., Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 393
- [KOL78] - K. Kolehmainen and M. Gyulassy, Phys. Lett B180 (1986) 203
- [KOP74] - G.I. Kopylov, Phys. Lett. B50 (1974) 472
- [KUT81] - J. Kuti, J. Polónyi, K. Szlachányi, Phys. Lett. 98B (1981) 199
- [LEV83] - M. Lev, B. Petersson, Z. Phys. C - Particles and Fields 21 (1983) 155
- [LIN89] - C.S. Lindsey et al., Colaboração E-735, Nucl. Phys. A498 (1989) 181c
- [LIN78] - J. B. Lindsay et al., Nucl. Instr. and Meth. 156 (1978) 329
- [LOH88] - H. Löhner et al., WA80 Collaboration, Z. Phys. C - Particles and Fields 38 (1988) 97
- [MSA86] - T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. B178 (1986) 416
- [MAT86] - T. Matsui, B. Svetitsky, L. D. McLerran, Phys. Rev. D 34 (1986) 2047
- [MAT87] - T. Matsui, Nucl. Phys. A461 (1987) 27c
- [MCL81] - L. D. McLerran, B. Svetitsky, Phys. Lett. 98B (1981) 195; Phys. Rev. D 24 (1981) 450
- [MCL84] - L. McLerran, Proceedings of Quark Matter 84, Helsinki, Finland 1984
- [MCL85] - L. McLerran et al., Phys. Rev. D31 (1985) 545
- [MUL87] - B. Müller, Nucl. Phys. A461 (1987) 231c
- [BAG90] - C. Baglin et al., Colaboração NA38, "Transverse energy spectra in nucleus-nucleus collisions at 200 GeV/nucleon", Phys. Lett. B251 (1990) 472

- [NEU89] - M. Neubert, Z. Phys. C - Particles and Fields 42 (1989) 231
- [NIL87] - B. Nilsson-Almqvist and E. Stenlund, Comput. Phys. Commun. 43 (1987) 387
- [PIR88] - B. Pire, "Ecole D'Ete de Physique Nucleaire et de physic des particules", pag. 187-228 GIF 88, Univ. Lyon I
- [PER87] - D. H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, 1987 Addison-Wesley, 3ª edição
- [QUE88] - E. Quercigh et al., Colaboração WA85, Hadronic Matter in Collision 1988, Tucson Arizona, U.S.A. , ed. P. Carruthers and J. Rafelski, (World Scientific, Singapore, 1989) p. 625
- [RAF82] - J. Rafelski et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1066
- [RAH87] - S. Raha and B. Sinha, Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 101
- [SAT85] - H. Satz , Ann. Rev. Nucl. Part. 35 (1985) 245
- [SAT87] - H. Satz, Proceedings of IX Autumn School, The Physics of the Quark-Gluon Plasma, Lisbon, Portugal 1987
- [SAT90] - H. Satz, Seminário em ECFA Large Hadron Collider Workshop, Aachen, Alemanha, pré-print CERN-TH.5917/90
- [SCH88] - J. Schukraft, CERN-EP/88-141
- [SVE87] - B. Svetitsky, Proceedings of Quark Matter 1986, Nucl. Phys. A461 (1987) 71c
- [SHU86] - E.V. Shuryak and O. Zhirov, Phys. Lett. B171 (1986) 99
- [SIN88] - A. Sinquin, Tése, Universidade de Orsay (1988)
- [SJO87] - T. Sjöstrand and M. Bengtsson, Comput. Phys. Commun. 43 (1987) 367
- [SON88] - P. Sonderegger et al., NA38 Collaboration, Z. Phys. C - Particles and Fields 38 (1988) 129
- [STA89] - F. Staley, Tése, Universidade da Savoia, Laboratório de Annecy Le Vieux de Física de Partículas, 1989
- [TAK87] - Y. Takahashi et al., Colaboração JACEE, Nucl. Phys. A461 (1987) 263c
- [VAN82] - L. Van Hove, Phys. Lett. B118 (1982) 138
- [VIC89] - P. Vicent et al., Colaboração E802, Nucl. Phys. A498 (1989) 67c
- [YAN78] - F.B. Yano and S.E. Koonin, Phys. Lett. B78 (1978) 556

Agradecimentos

Ao meu orientador Prof. Sérgio Ramos quero expressar o meu agradecimento pela ajuda prestada durante a realização deste trabalho, bem como as numerosas discussões sobre o mesmo. Agradeço igualmente a revisão crítica que fez do manuscrito da tese.

Ao Prof. Peter Sonderegger agradeço a supervisão que efectuou do trabalho, bem como as numerosas críticas e sugestões que fez ao mesmo. Agradeço igualmente a leitura crítica que fez do manuscrito da tese.

À Prof. Amélia Maio quero agradecer o facto de me ter introduzido na área da Física de Altas Energias, e todo o apoio que sempre me dispensou.

Ao Prof. José Mariano Gago agradeço facto de me ter aceite no Grupo Experimental de Física de Altas Energias, permitindo assim a realização desta tese.

Queria igualmente agradecer aos colegas do grupo de Lisboa de NA38, Prof. Paula Bordalo, Prof. João Varela, Rui Ferreira e Carlos Lourenço todas as discussões realizadas sobre este trabalho, bem como as sugestões avançadas, que em muito o beneficiou. À Prof. Conceição Abreu agradeço o apoio prestado durante os períodos de aquisição de dados.

Ao Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas (LIP) agradeço ter colocado à minha disposição os meios que permitiram a realização desta tese.

Finalmente queria agradecer a minha esposa Elizabeth Peralta todo o carinho, coragem e estímulo dados durante estes anos.