Uma Investigação Sobre o Decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ e a sua Observação

Tese de Doutorado

RICARDO AVELINO GOMES

Orientador: Prof. Dr. Carlos Ourivio Escobar

Tese Apresentada ao Instituto de Física 'Gleb Wataghin'
da Universidade Estadual de Campinas
para Obtenção do Título de
Doutor em Física

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA 'GLEB WATAGHIN'
DEPARTAMENTO DE RAIOS CÓSMICOS E CRONOLOGIA

CAMPINAS

Julho de 2005

Ao meu pai e à minha mãe.

Agradecimentos

Agradeço a Deus, a meus pais, a Thaisângela e a todos que contribuíram e torceram para a conquista desse objetivo. Agradeço a toda minha família e aos valiosos amigos.

Sou muito grato a meu pai, por ser um grande exemplo de homem, em sua honradez, caráter e personalidade única, que sempre me fizeram muito orgulhoso em ser seu filho.

Em particular, e em especial, agradeço a meu orientador, Carlos Escobar, pela oportunidade de ser por ele orientado, por me tornar membro da colaboração do experimento KTeV e pela confiança em mim depositada, para desenvolver o estudo sobre o decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$. Sou grato a ele, ainda, pela sua valiosa amizade.

Agradeço, também, a todos os membros da colaboração KTeV, principalmente os do grupo do Fermilab, pelas importantes contribuições. Em especial, meus cumprimentos a meu também orientador Erik Ramberg e a Peter Cooper, por todos os ensinamentos e discussões.

Muitos agradecimentos a todos os amigos que compartilharam comigo o amor e dedicação pela Física. Agradeço, ainda, a todos aqueles que me honraram com críticas, sugestões e discussões.

E, por fim, agradeço o suporte financeiro da CAPES (Ministério da Educação do Brasil), do Fermilab e da National Science Foudation (NSF), assim como, a infra-estrutura e pessoal da Unicamp, do Fermilab e da USP.

Resumo

Apresentamos uma investigação sobre o decaimento semileptônico $\Xi^0 \to \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$. Observamos este decaimento pela primeira vez com nove eventos identificados, utilizando para tal a linha de feixe e os detectores do experimento KTeV no Fermilab. O decaimento é normalizado pelo modo $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$, resultando em uma razão das taxas de decaimento $\Gamma(\Xi^0 \to \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu)/\Gamma(\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e)$ igual a $\left(1{,}8^{+0{,}7}_{-0{,}5}(estat.) \pm 0{,}2(sist.)\right) \times 10^{-2}$ com 68,27% C.L., que se tornou a medida oficial da colaboração KTeV. Em uma análise independente, também utilizamos o decaimento dominante $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0 (\Lambda \to p\pi^-)$ como modo de normalização, o que corroborou o resultado principal. Realizamos ainda, uma nova medida da razão de ramificação do modo $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ com base em 1139 eventos e normalizada pelo decaimento $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0 (\Lambda \to p\pi^-)$. Os resultados estão em pleno acordo com o modelo a quarks com simetria SU(3) de sabor.

Abstract

We report an investigation of the semileptonic decay $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$. This decay was observed for the first time with nine identified events using the KTeV beam line and detector at Fermilab. The decay is normalized to the Ξ^0 beta decay mode and yields a value for the ratio of decay rates $\Gamma(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu)/\Gamma(\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e)$ of $\Big(1.8^{+0.7}_{-0.5}(stat.) \pm 0.2(syst.)\Big) \times 10^{-2}$ at the 68,27% confidence level, being the official measurement of KTeV Collaboration. We also used the dominant decay $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0(\Lambda \rightarrow p\pi^-)$ as normalization mode in an independent analysis which corroborated with the main result. In addition, a new measurement of the $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ branching ratio is presented, based on 1139 events and normalized to the $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0(\Lambda \rightarrow p\pi^-)$ decay mode. The results are in agreement with the SU(3) flavor symmetric quark model.

Conteúdo

Lista de Figuras

Lista de Tabelas

Capítulo 1

Introdução

KTeV é um experimento de alvo fixo projetado, principalmente, para observar violação CP direta no sistema de káons neutros e investigar decaimentos raros de K_L e π^0. Entretanto, o feixe neutro produzido no KTeV contém não apenas káons e píons, mas também um grande número dos híperons Λ e Ξ^0. Esta característica nos deu uma excelente oportunidade de investigar física de híperons, principalmente os seus decaimentos raros, entre eles os decaimentos semileptônicos do Ξ^0.

Existem dois modos de decaimento semileptônico do híperon Ξ^0, o modo eletrônico $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ e o muônico $\Xi^0 \to \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$. A observação do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$, bem como a medida de sua razão de ramificação (*Branching Ratio* ou *B.R.*)[1] e de seus fatores de forma [2], foram realizadas pela primeira vez no experimento KTeV. A descoberta do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$, cerca de 100 vezes mais raro que o modo eletrônico, será apresentada nesta investigação, assim como a medida de sua razão de ramificação, para a qual utilizamos dois modos diferentes de normalização. A presente observação é a mais nova contribuição para o estudo dos decaimentos semileptônicos de híperons, cuja investigação ajuda a elucidar a estrutura dos hádrons.

1.1 Híperons e o Modelo a Quarks

O modelo denominado “*The Eightfold Way*” [3, 4], ou “*Via Óctupla*”, de 1961, organizou os bárions e mésons em arranjos geométricos ou multipletos, de acordo com a carga elétrica Q (em unidade de carga do próton) e a *estranheza* S [1].

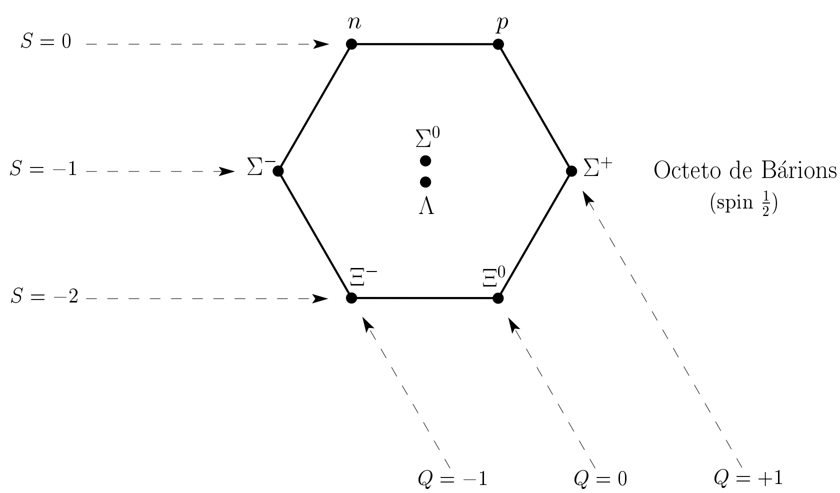

Figura 1.1: Octeto dos bárions mais leves com spin $\frac{1}{2}$.

Neste modelo, os oito bárions mais leves (spin $\frac{1}{2}$) se ajustam em uma estrutura hexagonal, com duas partículas no centro (figura 1.1). Apresentando estranheza nula ($S = 0$) encontram-se os dois núcleons, o próton e o nêutron. Os outros bárions do octeto – Lambda (Λ), Sigmas ($\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$) e Cascatas ($\Xi^0, \Xi^-$) – contêm pelo menos um quark s e são todos chamados de híperons. A estrutura em quarks destes bárions é a seguinte:

$$p \to \text{uud}, \quad n \to \text{udd};$$

$$\Sigma^+ \to \text{uus}, \quad \Sigma^0 \to \text{uds}, \quad \Sigma^- \to \text{dds};$$

$$\Lambda \to \text{uds};$$

[1] Estes arranjos também são comumente ordenados de acordo com o isospin (I_3) e o número quântico Y denominado “hipercarga”, definido por $Y \equiv B + S$, sendo B o número bariônico.

$$\Xi^0 \rightarrow \text{uss}, \quad \Xi^- \rightarrow \text{dss}.$$

Os oito mésons mais leves (spin 0) também podem ser descritos por este modelo em uma estrutura hexagonal (figura 1.2), de forma análoga à dos bárions. Encontram-se neste octeto os mésons-π ou píons (π^-, π^0 e π^+), os mésons-K ou káons (K^0, $\bar{K}^0$, K^+ e K^-) e o méson η. No modelo a quarks, eles apresentam a seguinte estrutura:

$$\pi^+ \rightarrow \text{u}\bar{\text{d}}, \quad \pi^0 \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(\text{u}\bar{\text{u}} - \text{d}\bar{\text{d}}), \quad \pi^- \rightarrow \text{d}\bar{\text{u}};$$

$$\eta \rightarrow \frac{1}{\sqrt{6}}(\text{u}\bar{\text{u}} + \text{d}\bar{\text{d}} - 2\text{s}\bar{\text{s}});$$

$$K^+ \rightarrow \text{u}\bar{\text{s}}, \quad K^0 \rightarrow \text{d}\bar{\text{s}}, \quad \bar{K}^0 \rightarrow \text{s}\bar{\text{d}}, \quad K^- \rightarrow \text{s}\bar{\text{u}}.$$

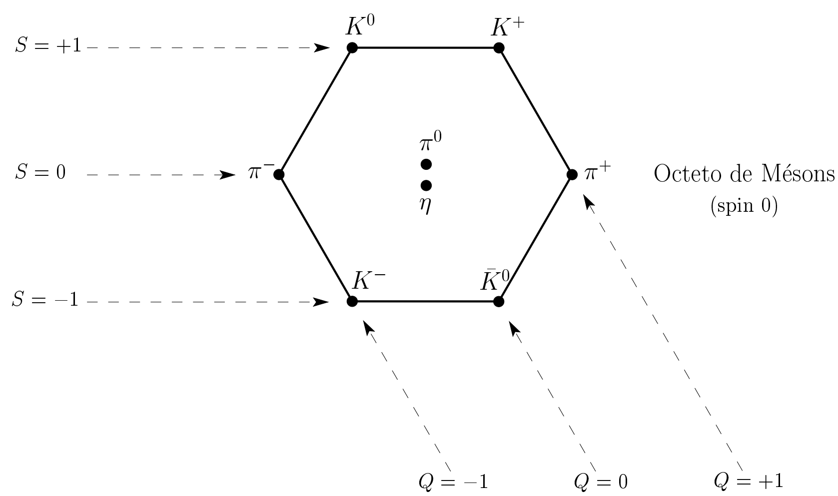

Figura 1.2: Octeto dos mésons mais leves com spin 0.

Existem outros arranjos geométricos além dos dois octetos apresentados, tal como o decupleto dos bárions mais leves com spin $\frac{3}{2}$ (figura 1.3), que arranja 10 partículas (Δs, Σ^*s, Ξ^*s e Ω^-) numa estrutura triangular. Este decupleto deu bastante credibilidade ao modelo *Via Óctupla*, por prever a existência do também híperon Ω^- (com estranheza -3) que foi observado experimentalmente em 1964, através de fotografias de câmaras de bolhas em *Brookhaven National Laboratory* [5]. Os bárions deste arranjo geométrico apresentam a seguinte estrutura em quarks:

$$\Delta^- \rightarrow \mathrm{ddd}, \;\; \Delta^0 \rightarrow \frac{1}{\sqrt{3}}(\mathrm{udd} + \mathrm{dud} + \mathrm{ddu}),$$

$$\Delta^+ \rightarrow \frac{1}{\sqrt{3}}(\mathrm{duu} + \mathrm{udu} + \mathrm{uud}), \;\; \Delta^{++} \rightarrow \mathrm{uuu};$$

$$\Sigma^{*-} \rightarrow \frac{1}{\sqrt{3}}(\mathrm{sdd} + \mathrm{dsd} + \mathrm{sdd}), \;\; \Sigma^{*+} \rightarrow \frac{1}{\sqrt{3}}(\mathrm{suu} + \mathrm{usu} + \mathrm{suu}),$$

$$\Sigma^{*0} \rightarrow \frac{1}{\sqrt{6}}(\mathrm{sud} + \mathrm{sdu} + \mathrm{usd} + \mathrm{dsu} + \mathrm{uds} + \mathrm{dus});$$

$$\Xi^{*-} \rightarrow \frac{1}{\sqrt{3}}(\mathrm{dss} + \mathrm{sds} + \mathrm{ssd}), \;\; \Xi^{*0} \rightarrow \frac{1}{\sqrt{3}}(\mathrm{uss} + \mathrm{sus} + \mathrm{ssu});$$

$$\Omega^- \rightarrow \mathrm{sss}.$$

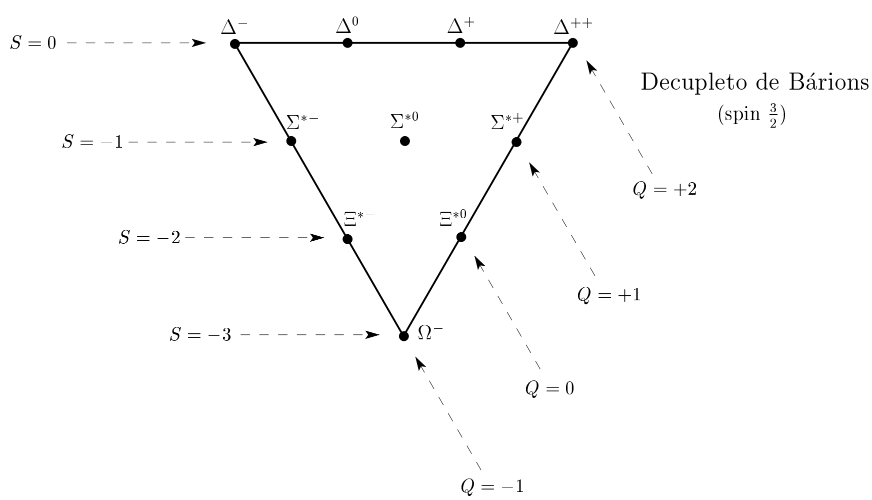

Figura 1.3: Decupleto dos bárions mais leves com spin $\frac{3}{2}$.

Para cada multipleto de bárions, existe ainda um multipleto análogo de antibárions, com carga elétrica e estranheza opostas. No caso dos mésons, seus arranjos geométricos comportam ao mesmo tempo partícula e antipartícula, tal como os pares (K^0, $\bar{K}^0$) e (π^+, π^-).[2]

[2]Os mésons π^0 e η são suas próprias antipartículas.

O modelo *Via Óctupla* teve grande importância para a física de partículas por classificar e fornecer uma estrutura organizacional aos hádrons (bárions e mésons). Em função disso, pôde prever a existência de novas partículas, nunca antes observadas experimentalmente. Este modelo foi explicado de forma simples, ao assumir que todas as partículas que interagem via força forte eram compostas por apenas três tipos (sabores) de partículas denominadas quarks, e suas correspondentes antipartículas. Recorreu-se à simetria matemática SU(3) para descrever este sistema, que se baseava, portanto, na invariância aproximada da interação forte sob SU(3) de sabor (figura 1.4).

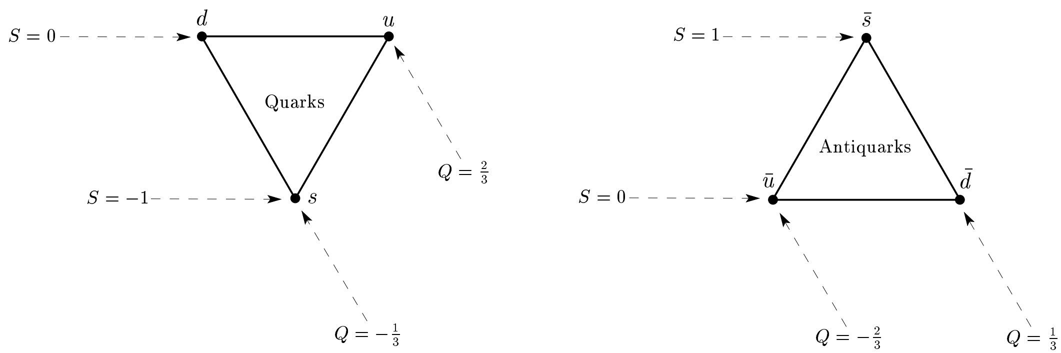

Figura 1.4: Quarks e antiquarks

1.2 Decaimentos de Híperons

O decaimento semileptônico do nêutron ($n \to pe^-\bar{\nu}_e$) é o único modo de decaimento possível para este bárion. No entanto, os híperons experimentam mais de um modo de decaimento, sendo o canal dominante um processo hadrônico, em dois corpos, do tipo $A \to B\pi$, onde A e B são os bárions inicial e final e π representa um píon neutro ou carregado – a única exceção dentre os híperons é o Σ^0, que tem como decaimento dominante um processo radiativo, por interação eletromagnética, $\Sigma^0 \to \Lambda\gamma$.

Os decaimentos hadrônicos de híperons representam sempre mais de 99,5% de toda taxa de decaimento, como pode ser observado na tabela 1.1. É fácil perceber, portanto, que os outros modos de decaimento possuem uma probabilidade pequena de ocorrer, motivo pelo qual se torna difícil obter dados experimentais para se investigar tais decaimentos raros, que despertam tanto interesse para a física de híperons.

$A \rightarrow B\pi$	BR$_{had}$ (%)
$\Lambda \rightarrow p\pi^-$ e $n\pi^0$	99,7
$\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ e $n\pi^+$	99,9
$\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$	99,8
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$	99,5
$\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$	99,9

Tabela 1.1: Modos de decaimento hadrônico de híperons com as respectivas razões de ramificação (BR$_{had}$).

Os decaimentos radiativos de híperons têm difícil explicação teórica, por envolverem as interações fraca, forte e eletromagnética. Estes decaimentos possuem duas quantidades extremamente relevantes a serem investigadas experimentalmente, a medida da razão de ramificação e da assimetria na emissão do fóton com relação à direção inicial do spin.

Os decaimentos semileptônicos de híperons são da ordem de 10^{-3} a 10^{-6} da taxa de decaimento total. A interação fundamental destes processos envolve uma transição do quark s para u ($s \rightarrow u\ell^-\bar{\nu}_\ell$), que acontece via emissão de um W^- virtual. A tabela 1.2 mostra as razões de ramificação e o número de eventos encontrados de todos os decaimentos semileptônicos de híperons já observados [6]. A última coluna mostra a diferença de massa ΔM entre o bárion final e o inicial; os processos que possuem ΔM maior que a massa do múon (~ 106 MeV/c^2) podem também ocorrer no modo muônico. A razão de ramificação e o número de eventos observados do decaimento $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ não aparecem na tabela, por serem objetos da presente investigação.

Processo	Razão de Ramificação	Número de Eventos	ΔM (MeV/c^2)
$\Lambda \to pe\bar{\nu}_e$	8,3 $\times 10^{-4}$	20k	177
$\Lambda \to p\mu^-\bar{\nu}_\mu$	1,6 $\times 10^{-4}$	28	
$\Sigma^+ \to \Lambda e^+\nu_e$	2,0 $\times 10^{-5}$	21	74
$\Sigma^- \to ne^-\bar{\nu}_e$	1,0 $\times 10^{-3}$	4,1k	258
$\Sigma^- \to n\mu^-\bar{\nu}_\mu$	4,5 $\times 10^{-4}$	174	
$\Sigma^- \to \Lambda e^-\bar{\nu}_e$	5,7 $\times 10^{-5}$	1,8k	82
$\Xi^0 \to \Sigma^+ e^-\bar{\nu}_e$	2,7 $\times 10^{-4}$	176	126
$\Xi^0 \to \Sigma^+ \mu^-\bar{\nu}_\mu$	?	?	
$\Xi^- \to \Lambda e^-\bar{\nu}_e$	5,6 $\times 10^{-6}$	2,9k	205
$\Xi^- \to \Lambda\mu^-\bar{\nu}_\mu$	3,5 $\times 10^{-6}$	1	
$\Xi^- \to \Sigma^0 e^-\bar{\nu}_e$	8,7 $\times 10^{-6}$	154	128

Tabela 1.2: Decaimentos semileptônicos de híperons observados com suas razões de ramificação, número de eventos e diferença da massa entre os bárions – todos valores retirados da Ref. [6].

1.3 Modelo de Cabibbo

Os decaimentos semileptônicos de híperons são descritos teoricamente pelo Modelo de Cabibbo [7] baseado na teoria V-A, que é o limite para baixas energias do Modelo Padrão das interações eletro-fracas. O modelo de Cabibbo, também chamado de modelo a quarks com simetria SU(3) de sabor (*SU(3) flavor symmetric quark model*), define os fatores de forma que aparecem nos elementos da matriz hadrônica.

O decaimento semileptônico do híperon Ξ^0, representado por $\Xi^0 \to \Sigma^+\ell^-\bar{\nu}_\ell$, onde ℓ pode ser um elétron ou um múon, envolve uma transição do quark s para u, $(ssu \to suu)$.

Trata-se, portanto, de uma cópia em simetria SU(3) de sabor (denominada SU$(3)_f$) do decaimento beta do nêutron, $n \to pe^- \bar{\nu}_e$, onde ocorre uma transição do quark d para u, $(ddu \to duu)$. Assim, no limite da simetria SU$(3)_f$, as únicas diferenças entre os decaimentos beta do nêutron e do Ξ^0 surgem da diferença de massa dos bárions e dos elementos da matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (matriz CKM) [8], ou seja, V_{us} no lugar de V_{ud}.

A amplitude de transição geral para decaimentos semileptônicos de bárions com spin $\frac{1}{2}$ $(A \to B\, \ell \nu_\ell)$ é dada por

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{CKM}\ \bar{u}_B (O^V_\alpha + O^A_\alpha) u_A\ \bar{u}_\ell \gamma^\alpha (1+\gamma_5) v_\nu, \tag{1.1}$$

onde

$$O^V_\alpha = f_1 \gamma_\alpha + \frac{f_2}{M_A} \sigma_{\alpha\beta} q^\beta + \frac{f_3}{M_A} q_\alpha,$$

$$O^A_\alpha = (g_1 \gamma_\alpha + \frac{g_2}{M_A} \sigma_{\alpha\beta} q^\beta + \frac{g_3}{M_A} q_\alpha) \gamma_5,$$

$$q^\alpha = (p_l + p_\nu)^\alpha = (p_A - p_B)^\alpha.$$

Aqui, G_F é a constante de acoplamento de Fermi, V_{CKM} é o elemento da matriz CKM apropriado, e M_A é a massa do bárion inicial.

Existem 3 fatores de forma vetoriais – f_1 (*vetor*), f_2 (*magnetismo fraco*) e f_3 (*escalar*) – e 3 fatores de forma axiais – g_1 (*vetor axial*), g_2 (*eletricidade fraca*) e g_3 (*pseudo-escalar*) – que são funções de q^2 [9]. Invariância sob reversão temporal implica que todos os fatores de forma são reais.

O modelo de Cabibbo prevê uma razão de ramificação para o decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ de (2,61 $\pm$ 0,11)$\times 10^{-4}$ [9], enquanto a medida oficial realizada pelo KTeV é de (2,71 $\pm$ 0,22$_{estat.}$ $\pm$ 0,31$_{sist.}$) $\times 10^{-4}$ [1] (o primeiro erro é estatístico e o segundo sistemático). Esta medida se baseou em apenas uma fração dos dados coletados em *1997*; a medida que utilizou todos os dados de *1997* encontrou o valor de (2,54 $\pm$ 0,11$_{estat.}$ $\pm$ 0,16$_{sist.}$) $\times 10^{-4}$ [10], mostrando excelente concordância entre teoria e experimento.

Quanto ao decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, a previsão teórica do modelo de Cabibbo para a razão das taxas de decaimento é $\frac{\Gamma(\Xi^0\to\Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(\Xi^0\to\Sigma^+e^-\bar{\nu}_e)} = 0{,}9\times10^{-2}$ [11]; ou, de forma análoga, a previsão para a razão de ramificação é $B.R.(\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu) = 2{,}3 \times 10^{-6}$. Este valor nos fez considerar que o decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ também poderia ser observado pelo experimento KTeV.

1.4 Plano da Investigação sobre o Decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$

Esta investigação tem como principal objetivo a observação do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, previsto pelo Modelo Padrão da física de altas energias. Neste sentido, uma análise detalhada deste e de vários outros decaimentos se fez necessária, bem como dos procedimentos experimentais para detectá-los.

Um outro objetivo deste trabalho é medir a razão de ramificação do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$. Tal medida é feita de duas formas independentes, por escolhermos dois modos de normalização. O primeiro modo é, naturalmente, o decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$, seguido de $\Sigma^+ \to p\pi^0$ e $\pi^0 \to \gamma\gamma$; e o segundo é o decaimento dominante $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$, seguido de $\Lambda \to p\pi^-$ e $\pi^0 \to \gamma\gamma$.

O modo de normalização $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ possui topologia (estrutura de vértices) idêntica à do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ (SINAL), o que possibilita implementar vários cortes de seleção similares entre eles, cancelando possíveis vieses no cálculo de $B.R.(\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu)$. Entretanto, como a razão de ramificação do modo $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ é da ordem de 10^{-4}, o número de eventos para normalização é pequeno se comparado com o do modo $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda\to p\pi^-)$.

Este segundo modo de normalização possui uma razão de ramificação muito bem determinada de 99,52%, nos permitindo encontrar um grande número de eventos. Por outro lado, a topologia de sua seqüência de decaimentos não é similar ao modo $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, exigindo vários cortes de seleção (topológicos e cinemáticos) distintos.

Para medir $B.R.(\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu)$, precisamos considerar os decaimentos subseqüentes $\Sigma^+ \to p\pi^0$ e $\pi^0 \to \gamma\gamma$. Assim, o número de eventos observados do sinal será

$$N_{Sinal} = N_{\Xi^0} \times A_{Sinal} \times BR_{\Xi^0\to\Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu} \times BR_{\Sigma^+\to p\pi^0} \times BR_{\pi^0\to\gamma\gamma} \qquad (1.2)$$

onde N_{Ξ^0} é o número de Ξ^0 que chegou na região de decaimento e A_{Sinal} a aceitação do modo do sinal no experimento (incluindo a eficiência geométrica e dos detectores, o trigger e os cortes de seleção).

Através da análise dos dados é possível encontrar N_{Sinal} e, por simulação de Monte Carlo, calcular a aceitação A_{Sinal}; $BR_{\Sigma^+\to p\pi^0}$ e $BR_{\pi^0\to\gamma\gamma}$ são medidas bem conhecidas [6]. Para encontrar $BR_{\Xi^0\to\Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu}$ precisaremos, ainda, conhecer o número de Ξ^0 que entrou na região de decaimento do experimento, tarefa esta feita através dos modos de normalização.

O número de eventos observados do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ (NORM1) é dado por

$$N_{Norm1} = N_{\Xi^0} \times A_{Norm1} \times BR_{\Xi^0\to\Sigma^+e^-\bar{\nu}_e} \times BR_{\Sigma^+\to p\pi^0} \times BR_{\pi^0\to\gamma\gamma} \qquad (1.3)$$

Conhecemos todas as razões de ramificação envolvidas e podemos descobrir N_{Norm1} e A_{Norm1}, o que nos permite determinar facilmente N_{Ξ^0}. Porém, ao invés de calcular este valor, iremos cancelá-lo das equações 1.2 e 1.3, obtendo a expressão

$$BR_{\Xi^0\to\Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu} = \frac{N_{Sinal}}{A_{Sinal}} \times \frac{A_{Norm1}}{N_{Norm1}} \times BR_{\Xi^0\to\Sigma^+e^-\bar{\nu}_e} \qquad (1.4)$$

O uso do mesmo procedimento para o modo de normalização $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda \to p\pi^-)$ (NORM2), nos leva a

$$BR_{\Xi^0\to\Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu} = \frac{N_{Sinal}}{A_{Sinal}} \times \frac{A_{Norm2}}{N_{Norm2}} \times \frac{BR_{\Xi^0\to\Lambda\pi^0} \times BR_{\Lambda\to p\pi^-}}{BR_{\Sigma^+\to p\pi^0}} \qquad (1.5)$$

Uma breve análise das equações 1.4 e 1.5 nos permite compreender a vantagem de usar o decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ como modo de normalização, por apresentar estrutura topológica igual à do sinal – a eq. 1.4 mostra uma relação simples e direta entre as razões de ramificação, enquanto a eq. 1.5 apresenta uma dependência com os dois decaimentos subseqüentes. Os resultados de ambas as medidas de $B.R.(\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu)$ serão determinados neste trabalho.

Capítulo 2

O Experimento KTeV

KTeV (Kaons at the Tevatron) é um experimento de alvo fixo realizado no Fermilab (Fermi National Accelerator Laboratory) em Batavia, Illinois. O nome KTeV engloba, na verdade, dois experimentos distintos [12], porém intimamente relacionados – o experimento E799-II, com o objetivo de investigar os decaimentos raros de káons, píons e híperons neutros; e o experimento E832, que visava medir com precisão o parâmetro Re(ϵ'/ϵ) de violação CP direta no sistema de káons neutros.

Os dois experimentos usaram muitos detectores em comum. A principal diferença entre eles é que a configuração E832 incluía um regenerador para criar, na região de decaimento, a componente K_S a partir de um dos feixes de K_L. Como os dados utilizados nesta análise são da configuração E799-II, descreveremos o seu aparato experimental predominantemente. Uma descrição detalhada da configuração E832 é encontrada na Ref. [13].

O tempo de feixe destinado ao KTeV foi dividido igualmente entre as duas configurações. Na configuração E799-II, o experimento operou por três períodos, tal como mostra a figura 2.1 – dois períodos em 1997, denominados *inverno* e *verão*, e outro em 1999 e começo de 2000, conhecido simplesmente por *1999*.

Este capítulo faz uma descrição geral do experimento KTeV. A primeira parte trata da seqüência de aceleradores usados para a produção do feixe de prótons e do aparato

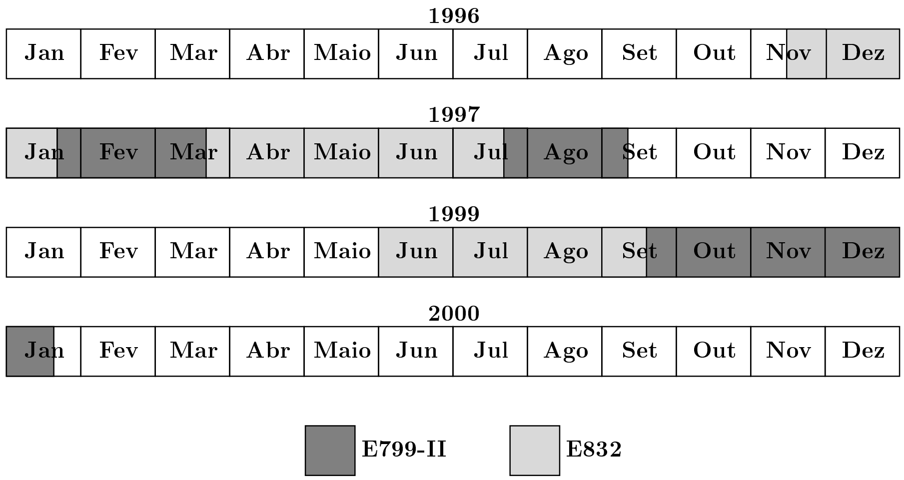

Figura 2.1: Períodos de aquisição de dados no KTeV.

experimental para a produção do feixe neutro secundário. Em seguida, são descritos os vários detectores utilizados e, por fim, o sistema de trigger para seleção dos eventos.

2.1 Produção do Feixe

O feixe de partículas neutras usado pelo experimento KTeV, para investigar violação CP direta e decaimentos raros, era composto por káons, híperons e nêutrons. Este feixe era produzido pela interação de um feixe de prótons bastante energético com um alvo fixo e pela utilização de vários elementos como dipolos magnéticos, absorvedores e colimadores. A produção tanto do feixe de prótons quanto do feixe neutro secundário é descrita a seguir.

2.1.1 Aceleradores do Fermilab

O Fermilab é um laboratório de física de altas energias, no qual se realizam experimentos de alvo fixo – em que um feixe de partículas aceleradas atinge um alvo em repouso – e, também, experimentos de colisão entre dois feixes. Nos dois tipos de experimento as partículas passam por vários estágios de aceleração utilizando uma série de aceleradores,

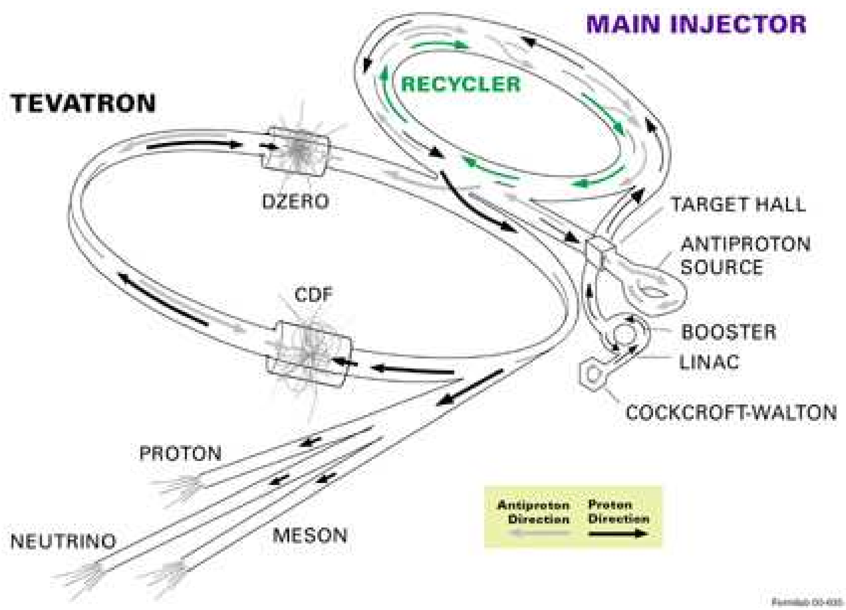

Figura 2.2: Cadeia de aceleradores do Fermilab.

tal como mostra o diagrama da figura 2.2.

O primeiro destes estágios é realizado por um acelerador de Cockcroft-Walton [14, 15], onde gás hidrogênio é transformado em íons negativos (H^-) constituídos de um próton e dois elétrons. Estes íons são acelerados por um campo eletrostático, alcançando uma energia de 750 keV. Em seguida, os íons entram em um acelerador linear (LINAC), de aproximadamente 175 metros de extensão, onde cavidades de rádio-freqüência aceleram estes íons a uma energia de 400 MeV.

Antes de entrarem no estágio subseqüente, os íons passam através de uma folha de carbono que remove os elétrons, deixando somente os prótons no feixe. Este mecanismo de injeção, em que um feixe de H^- proveniente de um acelerador linear é transformado em um feixe de prótons para ser injetado em um acelerador circular, é conhecido como Injeção com Troca de Carga – CEI, da expressão em inglês *Charge Exchange Injection* – e é mais eficiente que a injeção direta de prótons, resultando em um feixe mais intenso [16, 17].

Os prótons passam, então, por um acelerador circular – um síncrotron com 75 metros de raio – denominado *Booster*, que eleva a energia do feixe para 8 GeV. Um outro síncrotron, chamado *Main Injector*, com raio de 530 metros, recebe o feixe do Booster, acelerando-o a uma energia de 150 GeV para injetá-lo no *Tevatron*, o último desta cadeia de aceleradores. Este acelerador, atualmente o mais poderoso do mundo[1], é um síncrotron com 1 quilômetro de raio, capaz de acelerar o feixe de prótons a uma energia final de 1 TeV – os experimentos de alvo fixo, como o KTeV, recebiam do Tevatron prótons de 800 GeV. Para fazer com que um feixe de tão elevada energia permaneça na órbita circular do acelerador, são utilizados eletroímãs supercondutores, resfriados por um sistema de criogenia.

Do Tevatron, o feixe de prótons pode ser extraído para as três principais linhas de feixe, denominadas *Proton, Neutrino* e *Meson*, destinadas aos experimentos de alvo fixo. Não há exatidão de significado nos nomes destas linhas, como ilustra o fato do KTeV, experimento que objetivou principalmente a investigação de um méson (káon), estar localizado na linha de feixe *Neutrino* (ou *Neutrino-Muon*). Vários importantes resultados para a física de altas energias vieram dos experimentos de alvo fixo do Fermilab, como a descoberta do quark *bottom* (experimento E288), a primeira evidência direta do neutrino tauônico (experimento DONUT) e a observação da violação CP direta em káons neutros (experimento KTeV).

Outro tipo de experimento pode ser realizado no Fermilab, o de colisão entre um feixe de prótons e um de antiprótons. Para tal, fazem-se necessárias a produção e a aceleração dos antiprótons. Com esse intuito, parte do feixe de prótons do Main Injector é acelerada a 120 GeV de energia e direcionada para colisão com um alvo de níquel localizado no *Target Hall*, produzindo inúmeras partículas. Dentre elas, encontram-se antiprótons, que são coletados e focalizados pelo *Debuncher Ring* e, então, armazenados

[1] Em 2007, o acelerador LHC (Large Hadron Collider) no CERN entrará em funcionamento e será capaz de acelerar prótons à energia de 7 TeV, no intuito de produzir colisões próton–próton com energia de centro de massa de 14 TeV.

no *Accumulator Ring*. Estes dois anéis mantêm o feixe a 8 GeV de energia e compõem a área denominada *Antiproton Source*, ocupando um mesmo túnel de formato triangular. Quando um número suficiente de antiprótons é obtido, eles são enviados ao Main Injector para aceleração até 150 GeV e, em seguida, injetados no Tevatron, onde alcançam a energia de 1 TeV.

O Tevatron – e também o Main Injector – acelera o feixe de prótons em um determinado sentido e o de antiprótons em sentido contrário, utilizando o mesmo conjunto de eletroímãs para defletí-los na órbita circular. Em dois pontos do anel do Tevatron, os feixes se cruzam para colisão próton–antipróton, a uma energia de centro de massa de 2 TeV. Nestes pontos encontram-se os detectores CDF e DZero que, dentre outras importantes contribuições, observaram pela primeira vez o quark *top*. Os antiprótons que permanecem no feixe, após o período em que se realizaram as colisões, não são eliminados, e sim injetados em um acelerador denominado *Recycler*, localizado no mesmo túnel do Main Injector.

2.1.2 Linha de Feixe do KTeV

O feixe neutro do KTeV era produzido pela interação do feixe de prótons com momento de 800 GeV/c, proveniente do Tevatron, com um alvo de óxido de berílio (BeO) de 30,5 cm de comprimento (0,9 comprimento de interação nuclear) e seção transversal de 3,0 mm $\times$ 3,0 mm. O sistema de coordenadas do KTeV tinha como origem o alvo, com o eixo positivo dos z (eixo $+z$) apontando na direção longitudinal, no sentido do feixe; o eixo $+y$ foi definido verticalmente para cima e o eixo $+x$ na direção horizontal, de forma a termos um sistema de coordenadas dextrógiro.

A energia de centro de massa da interação do feixe de prótons de 800 GeV/c com o alvo fixo é cerca de 40 GeV. Como resultado desta interação, várias partículas, neutras e carregadas, eram produzidas. Estas partículas passavam por um conjunto de dipolos magnéticos, absorvedores e colimadores, contidos principalmente na região denominada NM2 (figura 2.3), para produzir e definir os dois feixes neutros secundários.

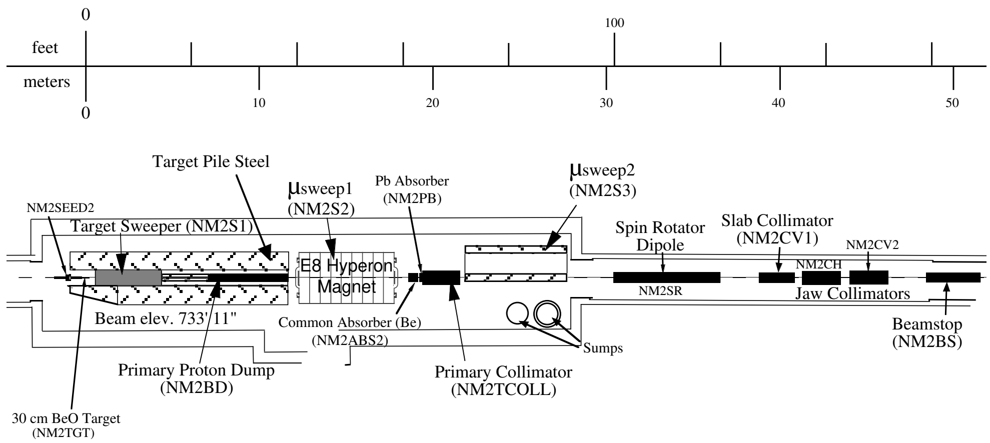

Figura 2.3: Linha de feixe do KTeV – a região NM2 abrange o alvo, dipolos magnéticos, absorvedores e colimadores.

As partículas carregadas, incluindo os prótons primários remanescentes, eram defletidas da direção do feixe por uma série de dipolos magnéticos. O primeiro deles, denominado *target sweeper*, estava localizado logo após o alvo e gerava um momento transversal de 475 MeV/c no sentido -y, defletindo as partículas carregadas na direção de um bloco de cobre com espessura de 4,5 m (*primary proton dump*). Outros dois dipolos magnéticos, μ*sweep1* em z=12 m e μ*sweep2* em z=22 m, geravam 3806 e 1854 MeV/c, respectivamente, ambos no sentido $+x$. Um último dipolo a 90 m do alvo, imediatamente antes da região de decaimento, era denominado *final sweeper* e defletia, com um momento transversal de 1,1 GeV/c, as partículas carregadas produzidas por decaimentos ou interações ocorridas antes dele.

Com a função de alterar a polarização dos híperons neutros (Ξ^0 e Λ) e não de defletir partículas carregadas, foi utilizado um dipolo localizado em z=33 m, denominado *Spin Rotator Dipole*. Este elemento era útil naqueles estudos em que o conhecimento da polarização dos híperons era necessário (assimetria em decaimentos radiativos), tal como a investigação dos decaimentos $\Xi^0 \to \Lambda\gamma$ e $\Xi^0 \to \Sigma^0\gamma$ [18].

Dois absorvedores, a cerca de 18 m do alvo, removiam do feixe partículas neutras indesejadas. O absorvedor de berílio (Be) possuía 20 polegadas de espessura e atenuava o número de nêutrons do feixe, utilizando o fato de que estes possuem seção de choque maior que a dos káons em Be.[2] O absorvedor de chumbo (Pb), de 3 polegadas de espessura (14 comprimentos de radiação (X_0)), removia efetivamente os fótons criados no alvo, convertendo-os em pares e^+e^- que eram, em seguida, facilmente defletidos da direção do feixe.

Colimadores também eram usados para definir dois feixes neutros, cada um com ângulo sólido de 0,7 mrad $\times$ 0,7 mrad. O primeiro deles (*primary collimator*) consistia de um bloco de bronze com dois buracos retangulares, localizado logo após o absorvedor de chumbo. Outro colimador, denominado *slab collimator*[3], consistia de um bloco situado a 39 m do alvo e posicionado entre os dois feixes paralelos; sua função era prevenir que partículas espalhadas cruzassem de um feixe para outro. O último colimador (*defining collimator*), localizado a 85 m do alvo e antes do último dipolo magnético (z=90 m), era um bloco de tungstênio com dois buracos retangulares que definia o formato final dos dois feixes paralelos que entravam na região de decaimento.

2.2 Detector do KTeV

Como o aparato experimental do KTeV ficava localizado distante do alvo de produção, para reduzir contaminação da componente K_S, o feixe resultante no detector era constituído, predominantemente, por K_L. Os únicos híperons neutros que tinham tempo de vida longo o suficiente para alcançar a região de decaimento eram o Λ e o Ξ^0 (e suas respectivas antipartículas, $\bar{\Lambda}$ e $\overline{\Xi}^0$) com valor de momento maior que 150 GeV/c. Nos dados de *1999* da configuração E799-II, aconteceram cerca de 3×10^8 decaimentos de Ξ^0 na região de decaimento. O pico da distribuição de momento do Ξ^0 era de 290 GeV/c (figura 2.4).

---

[2] Este absorvedor foi utilizado apenas na configuração E832.

[3] Este colimador foi empregado somente no período de aquisição de dados denominado *inverno*, em 1997.

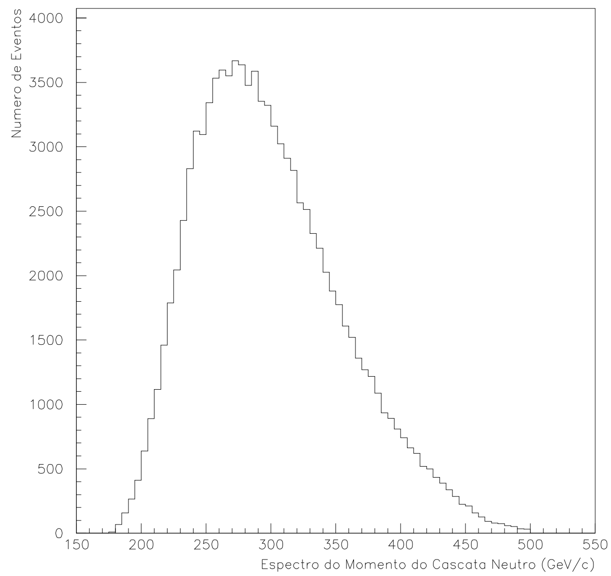

Figura 2.4: Espectro de momento dos híperons Ξ^0, que conseguiam alcançar o detector do KTeV.

O detector do KTeV foi usado para observar os vários modos de decaimento destas partículas; era constituído por um arranjo complexo de vários elementos – câmaras de arrasto, hodoscópios, calorímetro – a serem descritos a seguir (figuras 2.5 e 2.6).

2.2.1 Região de Decaimento

A região de decaimento era definida por um tanque cilíndrico de 68 metros de comprimento, começando a 90 m do alvo, com diâmetro de 45 cm, e se estendendo até a primeira câmara de arrasto, com diâmetro de 2,4 m (figuras 2.5 e 2.6). Mantinha-se vácuo neste tanque, a uma pressão de 10^{-6} Torr, para evitar interações do feixe com móleculas do ar. Uma janela de Kevlar (laminada com uma camada de Mylar aluminizado), denominada *vaccum window*, era usada para selar a parte final da região de decaimento, apresentando uma espessura de 7,6 mm, que correspondia a $1{,}6 \times 10^{-4}\ X_0$ [19].

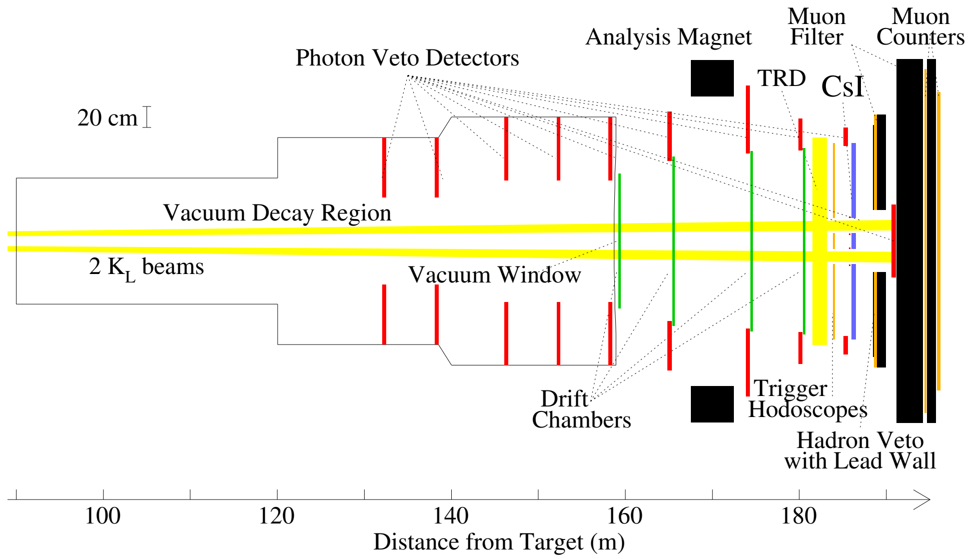

Figura 2.5: Diagrama 2D do detector do KTeV (configuração E799-II).

2.2.2 Espectrômetro de Partículas Carregadas

O espectrômetro estava localizado imediatamente após a região de decaimento e era utilizado para observar as trajetórias e medir o momento das partículas carregadas. Era composto por dois pares de câmaras de arrasto – ou DCs, da expressão em inglês *drift chambers* – com um dipolo magnético entre eles gerando um momento transversal de $\pm$205 MeV/c ($\pm$150 MeV/c) na direção x durante o período de *1997* (*1999*). A magnitude do momento transversal gerado foi reduzida em 1999, para aumentar a aceitação dos modos de decaimento contendo quatro trajetórias. A polarização do campo gerado pelo dipolo magnético era invertida periodicamente no intuito de remover qualquer viés sistemático relacionado à simetria do detector. A posição e a abertura de cada elemento do espectrômetro estão mostradas na tabela 2.1.

No espectrômetro, as partículas carregadas eram observadas pelas duas primeiras câmaras de arrasto, defletidas pelo dipolo magnético e, então, observadas pelo outro par de câmaras. Através do ângulo de deflexão entre os dois segmentos de trajetória (um

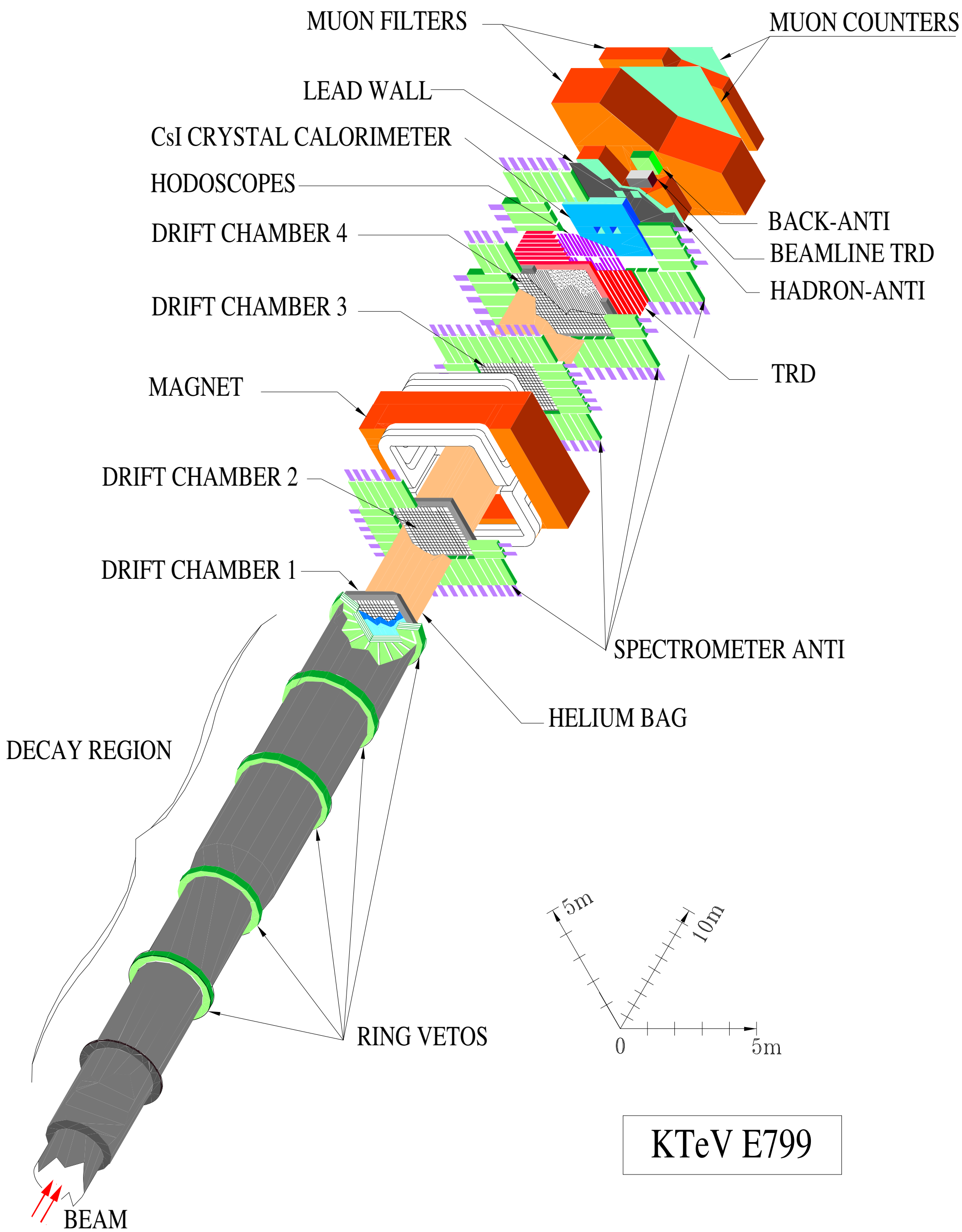

Figura 2.6: Diagrama 3D do detector do KTeV (configuração E799-II).

Elemento	Posição (m)	Abertura[a] (m)
DC1	159,42	1,30 × 1,30
DC2	165,57	1,64 × 1,44
Dipolo Magnético	170,01	2,90 × 2,00
DC3	174,59	1,74 × 1,64
DC4	180,49	1,90 × 1,90

[a] largura(m) × altura(m)

Tabela 2.1: Posições e aberturas dos elementos que compõem o espectrômetro.

antes e outro depois da deflexão) podemos determinar o momento da partícula carregada e, pela direção da deflexão, determinamos o sinal de sua carga elétrica. A resolução na posição das câmaras de arrasto é cerca de 100 μm e a resolução no momento é

$$\frac{\sigma_p}{p} = 0{,}016\% \times p \oplus 0{,}38\%$$

onde p é o momento em GeV/c de uma partícula carregada e σ_p o desvio do momento [20].

Cada câmara de arrasto continha quatro planos de fios sensores, dois em cada uma das direções vertical e horizontal (figura 2.7). Os planos de fios sensores dispostos verticalmente detectavam a posição das trajetórias na direção x e os dispostos horizontalmente na direção y.

Os fios estavam arranjados em uma estrutura hexagonal com um fio sensor rodeado por seis fios de campo, definindo uma célula de arrasto hexagonal. Os fios sensores eram de tungstênio com 25 μm de diâmetro e os fios de campo eram de alumínio e tinham diâmetro de 100 μm (ambos os fios folheados a ouro). Fios próximos às janelas da câmara, também de alumínio folheados a ouro, eram usados para manter a forma do campo na extremidade de todas as células de arrasto. Os fios sensores em cada plano estavam afastados por 12,7 mm (meia polegada) e os planos adjacentes estavam deslocados de 6,35 mm com relação à posição dos fios sensores. Este deslocamento

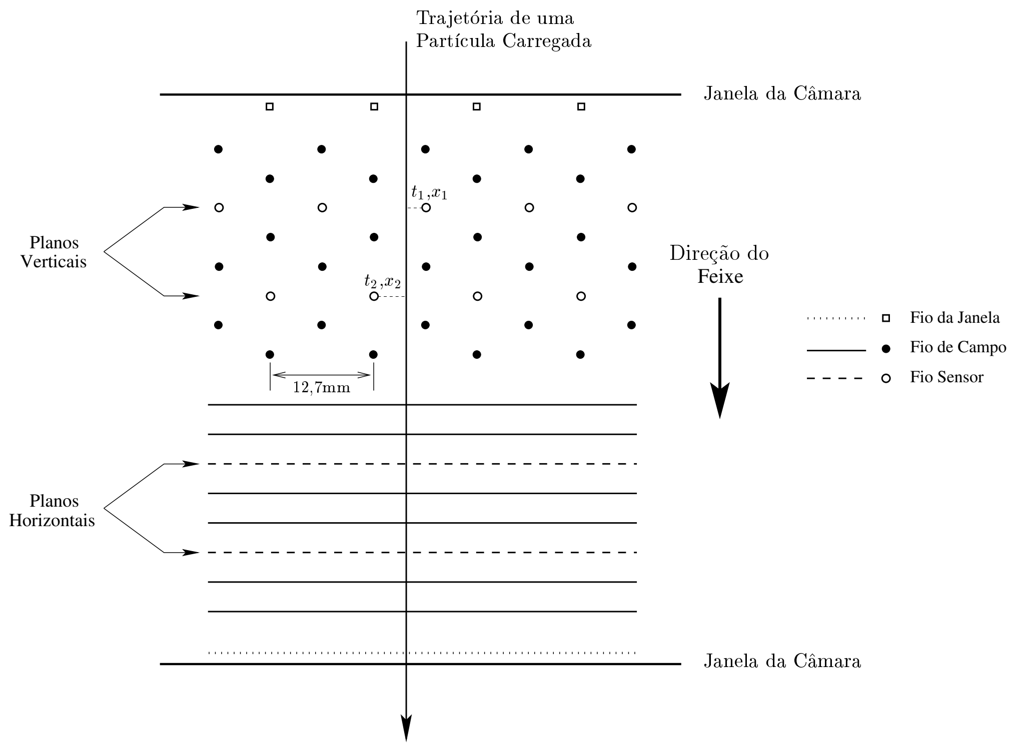

Figura 2.7: Seção transversal de uma câmara de arrasto, mostrando a geometria dos fios sensores e de campo.

resolve o problema de ambigüidade "direita-esquerda" de uma partícula com relação ao fio sensor.

As câmaras eram preenchidas com uma mistura de 49,5% de argônio, 49,5% de etano e 1,0% de álcool isopropílico por volume[4]. Quando as partículas carregadas passavam através da câmara de arrasto, ionizavam a mistura de gás e a avalanche de elétrons produzida próxima ao fio sensor gerava um sinal que era, então, amplificado. Uma voltagem de aproximadamente 2500 V entre os fios sensores e de campo fazia com que a velocidade de arrasto dos elétrons fosse da ordem de 50 μm/ns.

Os tempos de arrasto dos elétrons até os fios sensores eram convertidos em distâncias

[4]O álcool isopropílico era utilizado para absorver luz ultra-violeta emitida na ionização, protegendo os fios de sua ação danosa.

de arrasto que, por sua vez, eram convertidas nas posições da trajetória na câmara. Para um par de sinais em planos adjacentes de fios sensores, calculamos a soma das distâncias (SOD, da expressão em inglês *Sum of Distances*) x_1+x_2, tal como mostra a figura 2.7, para o caso de sinais nos planos verticais. Esta soma deve ter um valor igual ao deslocamento dos fios sensores dos planos adjacentes (6,35 mm).

Câmara de Arrasto	Número de Fios Sensores	
	Plano Vertical	Plano Horizontal
Primeira	101	101
Segunda	128	112
Terceira	136	128
Quarta	140	140

Tabela 2.2: Número de fios sensores por plano em cada câmara de arrasto.

O número de fios sensores por plano das câmaras de arrasto aumenta da primeira até a última câmara (tabela 2.2), com o intuito de aumentar a aceitação de trajetórias com ângulos maiores. No espaço entre câmaras de arrasto adjacentes foram colocados sacos contendo hélio para reduzir o efeito de espalhamento múltiplo que afeta o processo de medida das trajetórias, degradando a resolução na medida do momento das partículas carregadas.

2.2.3 Hodoscópios

Dois planos de hodoscópios cintiladores denominados V e V' foram utilizados como elementos do trigger (primeiro nível)[5] para selecionar eventos contendo partículas carregadas (figura 2.8). A resposta dos hodoscópios é muito mais rápida que a das câmaras de arrasto, pois esta depende do tempo de arrasto dos elétrons. Os hodoscópios estavam localizados após a última câmara de arrasto do espectrômetro e antes do calorímetro – o plano V em z =183,90 m e o plano V' em z =183,95 m, ambos com dimensões de

[5]Os elementos utilizados no sistema de trigger para física de híperons são discutidos posteriormente.

1,9 m $\times$ 1,9 m e 1,0 cm de espessura. Em síntese, os hodoscópios contavam o número de partículas carregadas atingindo o calorímetro.

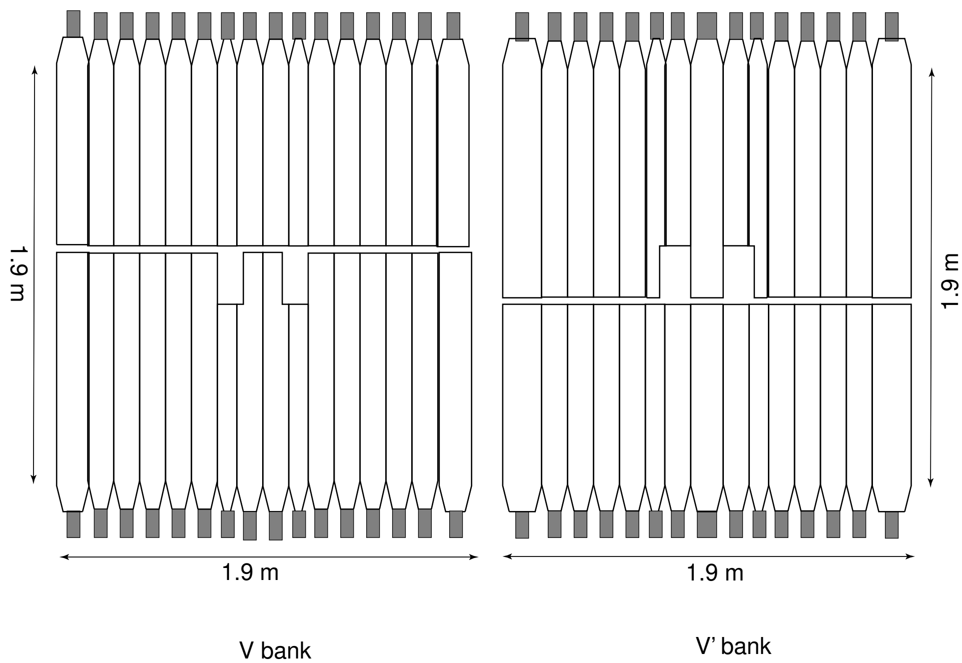

Figura 2.8: Planos de hodoscópios cintiladores V e V'.

Os cintiladores estavam dispostos verticalmente e continham dois buracos na direção do feixe para reduzir interações com o mesmo. Possuíam diferentes larguras e comprimentos, de forma a não sobrepor os espaços entre os cintiladores dos dois planos V e V', melhorando, assim, a eficiência dos hodoscópios como um todo. Cinco diferentes larguras foram utilizadas: 9,92 cm, 11,82 cm, 13,74 cm, 15,63 cm e 17,76 cm. Cada cintilador estava ligado a um tubo de fotomultiplicadora – PMT, da expressão em inglês *photomultiplier tube* – que enviava um sinal para o nível 1 do trigger.

2.2.4 Calorímetro Eletromagnético

O calorímetro eletromagnético é utilizado para medir com precisão a energia de partículas como elétrons, pósitrons e fótons, e também a posição em que as partículas atingem o calorímetro. Este elemento do detector, situado a 186 m do alvo, apresentava uma área transversal ao feixe de 1,9 m $\times$ 1,9 m (figura 2.9).

Era composto por 3100 cristais independentes de iodeto de césio (CsI) de alta pureza, com 50 cm de comprimento cada um, o que corresponde a cerca de 27 comprimentos de radiação – excelente para capturar os chuveiros de elétrons e fótons – e cerca de 1,4 comprimento de interação nuclear – fazendo com que a maior parte dos hádrons, tal como píons carregados, depositassem no calorímetro pouca energia de ionização, e que somente alguns deles produzissem chuveiros hadrônicos no calorímetro. A resolução na energia do calorímetro é melhor que 1% e na posição é cerca de 1 mm.

O comprimento de 50 cm dos cristais foi escolhido para se obter uma boa resolução na energia. Entretanto, as dificuldades em se crescer cristais tão longos exigiu que cerca de 80% deles fossem colados a partir de dois cristais de 25 cm cada. A parte central do calorímetro era composta por 2232 cristais com área transversal de 2,5 cm $\times$ 2,5 cm e a parte externa composta por 868 cristais com área transversal de 5,0 cm $\times$ 5,0 cm. Dois buracos de 15 cm $\times$ 15 cm permitiam a passagem dos feixes pelo calorímetro sem interagir com ele.

Quando uma partícula passa pelo cristal de CsI, a cintilação produzida é conduzida para a respectiva PMT, instrumentada na parte final do cristal. O sinal do CsI é lido pelo dispositivo denominado “*digital photomultiplier tube*” (DPMT), no qual o ânodo da PMT está conectado a um circuito que digitaliza o sinal [21].

2.2.5 Vetos de Fótons e de Partículas Carregadas

Alguns detectores foram usados para vetar fótons e partículas carregadas escapando da região sensível do experimento, antes de serem detectadas pelas câmaras de arrasto ou pelo calorímetro. Dez detectores ou contadores de partículas foram colocados no aparato experimental de forma transversal à direção do feixe. Estes contadores estão discriminados na tabela 2.3, que também mostra suas respectivas posições, aberturas e dimensões externas.

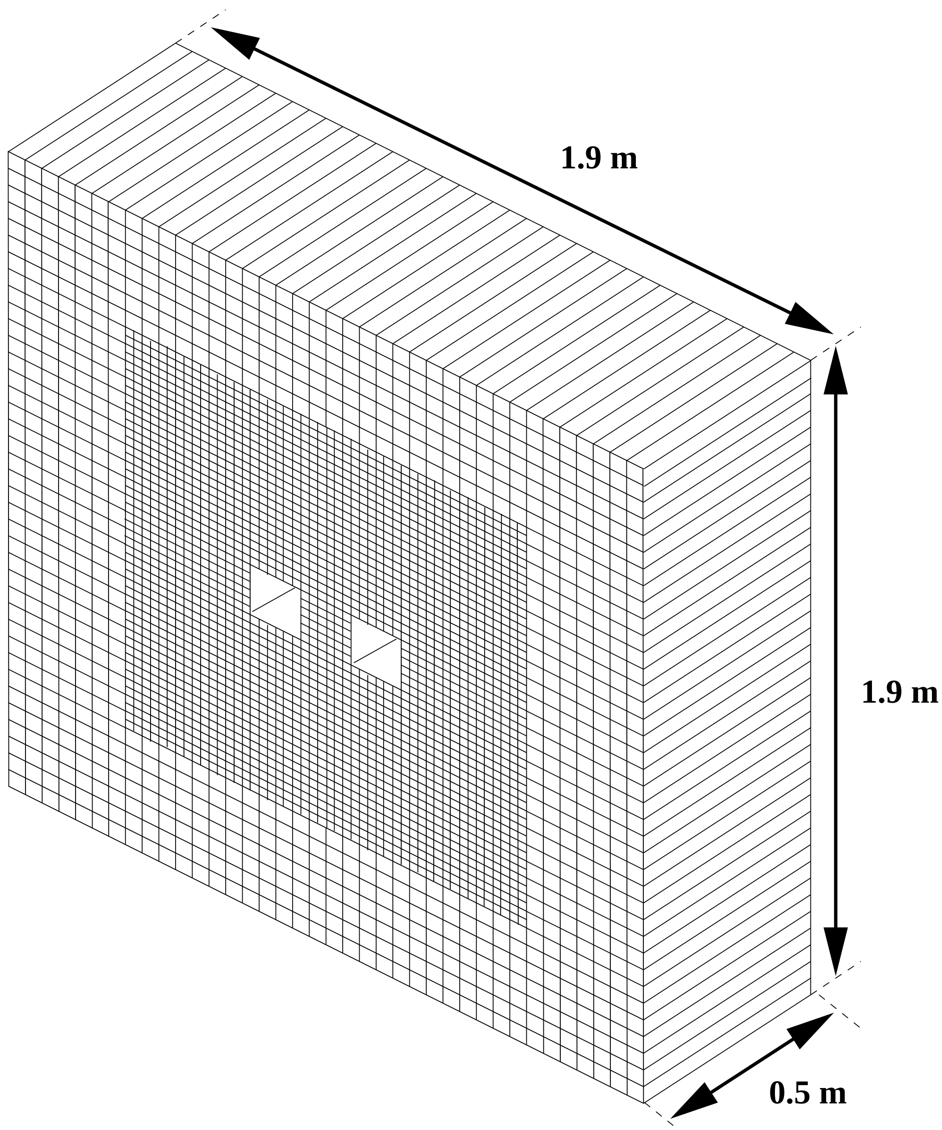

Figura 2.9: Calorímetro Eletromagnético de CsI.

Elemento	Posição (m)	Abertura (m)	Dimensão Externa (m)
RC6	132,596	0,84 $\times$ 0,84	1,00 (raio)
RC7	138,598	0,84 $\times$ 0,84	1,00 (raio)
RC8	146,598	1,18 $\times$ 1,18	1,44 (raio)
RC9	152,600	1,18 $\times$ 1,18	1,44 (raio)
RC10	138,599	1,18 $\times$ 1,18	1,44 (raio)
SA2	165,116	1,540 $\times$ 1,366	2,500 $\times$ 2,500
SA3	173,985	1,692 $\times$ 1,600	3,000 $\times$ 2,400
SA4	180,018	1,754 $\times$ 1,754	2,372 $\times$ 2,372
CIA	185,191	1,842 $\times$ 1,842	2,200 $\times$ 2,200
CA	185,913	0,150 $\times$ 0,150	0,180 $\times$ 0,180

Tabela 2.3: Posições e dimensões dos detectores usados para veto.

Os primeiros destes elementos, denominados *ring counters* (RC6-RC10), se localizavam dentro do tanque cilíndrico de vácuo, na região de decaimento. Possuíam abertura quadrada e formato externo circular, para se ajustar ao tubo. Eram divididos azimutalmente em 16 segmentos tal como mostra a figura 2.10. Cada um destes segmentos estava conectado a um tubo de fotomultiplicadora e consistia de 24 camadas de cintiladores alternadas por placas de chumbo – para as 16 primeiras camadas, as placas de chumbo correspondiam a 0,5 X_0 cada; e para as outras 8 camadas, as placas de chumbo correspondiam a 1 X_0, resultando num total de 16 X_0 de chumbo.

Haviam ainda três elementos, *Spectrometer Anti* (SA2-SA4), ao redor das câmaras de arrasto DC2-DC4, respectivamente, e um elemento, *Cesium Iodide Anti* (CIA), colocado imediatamente após o calorímetro de CsI. Estes contadores eram retangulares tanto na abertura interna quanto no formato externo, de acordo com o formato das câmaras e do calorímetro (figura 2.10). Cada um destes elementos era composto por 32 camadas de cintiladores e placas de chumbo de 0,5 X_0, apresentando uma espessura final que correspondia a 16 X_0. Se mais que 0,5 GeV de energia fosse depositada em qualquer um

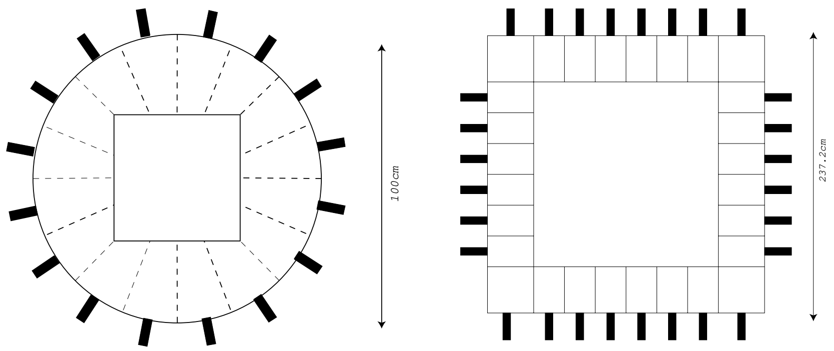

Figura 2.10: Detectores de veto – *Ring Counter* (RC6) à esquerda e *Spectrometer Anti* (SA4) à direita.

dos segmentos dos RC, SA e CIA, um sinal era enviado ao nível 1 do trigger para vetar aquele evento.

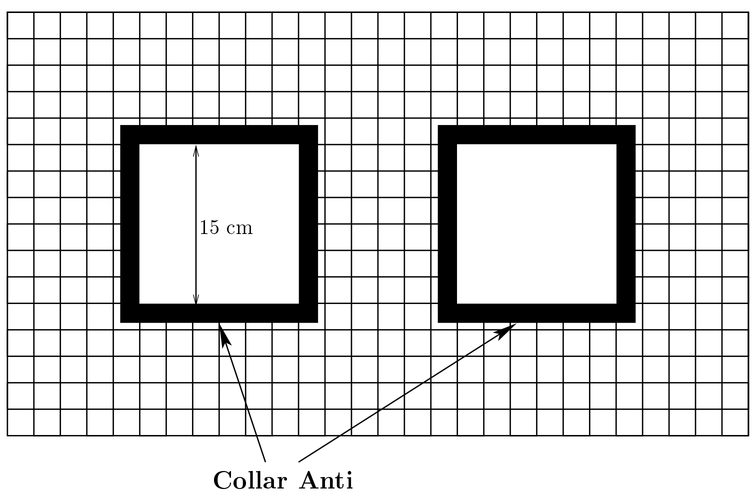

Figura 2.11: Detector de veto *Collar Anti* (CA) ao redor dos buracos do calorímetro.

Outro detector de veto, o *Collar Anti* (CA), consistia de dois anéis quadrados, localizados imediatamente antes do calorímetro e posicionados ao redor dos dois buracos do feixe (figura 2.11). Este contador era usado para vetar as partículas que atingiam a região próxima aos buracos do calorímetro, o que faria com que apenas uma parte da energia fosse depositada nos cristais de CsI. Consistiam de três camadas de cintiladores seguidas de uma camada de tungstênio com cerca de 2,9 X_0. Sua dimensão externa era de 18 cm $\times$ 18 cm com abertura interna de 15 cm $\times$ 15 cm.

2.2.6 Sistema de Múons

O sistema de múons é composto por um arranjo de cintiladores, de uma parede de chumbo de 10 cm de espessura e de uma série de paredes de ferro (5 m no total), localizado após o calorímetro eletromagnético. Ele foi construído no intuito de bloquear os píons carregados, mas permitir que os múons atravessassem. Cada elemento desse sistema está listado na tabela 2.4 e um diagrama esquemático destes elementos pode ser visto na figura 2.12.

Elemento[a]	Posição (m)	Dimensão (m)
Chumbo (10 cm)	188,53	2,43 $\times$ 2,43
HA	188,97	2,24 $\times$ 2,24
Ferro-1 (1 m)	189,09	2,4 $\times$ 2,4
BA	191,09	0,60 $\times$ 0,30
Ferro-2 (3 m)	191,74	4,3 $\times$ 4,3
MU2	194,83	3,93 $\times$ 2,99
Ferro-3 (1 m)	195,29	3,5 $\times$ 3,6
MU3	196,36	3,00 $\times$ 3,00

[a]Espessura das paredes em parênteses.

Tabela 2.4: Posições e dimensões dos elementos que compõem o sistema de múons.

Para identificar eventos contendo píons carregados existe um hodoscópio denominado *hadron-anti* (HA), após a parede de chumbo. A parede foi utilizada para absorver qualquer chuveiro eletromagnético escapando do calorímetro e para criar chuveiros hadrônicos de píons carregados. Estes chuveiros eram, então, detectados pelos planos

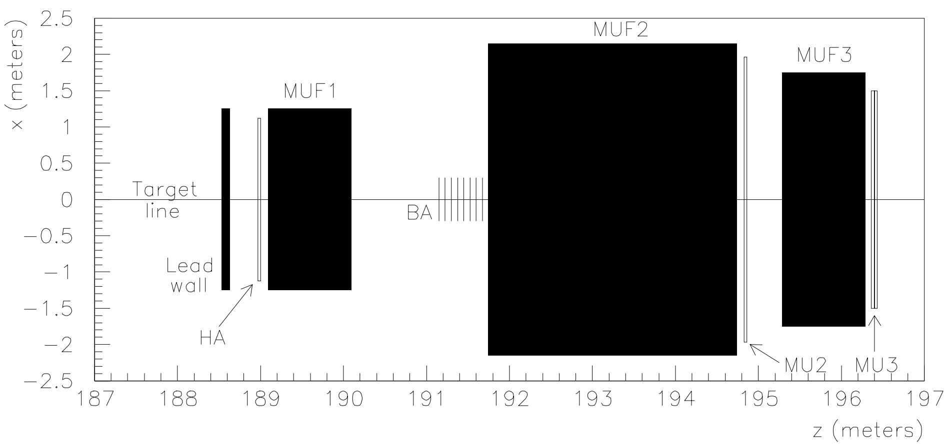

Figura 2.12: Sistema de Múons.

de cintiladores do hadron-anti, que continha um único buraco para permitir a passagem dos dois feixes, tal como mostra a figura 2.13.

Em seguida, havia a primeira das paredes de ferro, de 1 m de espessura e com um buraco no centro contendo dois cintiladores, conhecidos como *hole counters* (HC), na direção de cada um dos feixes. Estes contadores de resposta rápida eram usados no nível 1 do trigger de híperons. Os decaimentos típicos de híperons no KTeV produziam um próton (ou antipróton) com alto momento que permanecia na direção do feixe. Os *hole counters*, ao detectarem a passagem da partícula carregada, enviavam um sinal ao sistema de trigger.

Ainda na região do feixe, após a parede de ferro, foi colocado um elemento denominado *back anti* (BA), constituído de 60 camadas de cintiladores alternados com chumbo, para detectar fótons e partículas carregadas que passaram pelo buraco do calorímetro. De fato, a parede de 1 m de ferro foi usada justamente para proteger o HA de radiação produzida pela interação do feixe com o BA.

Os últimos elementos do aparato experimental do KTeV eram contadores de múons. Após outra parede de ferro de 3 m de espessura havia um plano de hodoscópio (plano MU2) de 28 segmentos de cintiladores, levemente sobrepostos, para aumentar a eficiência deste detector (figura 2.13).

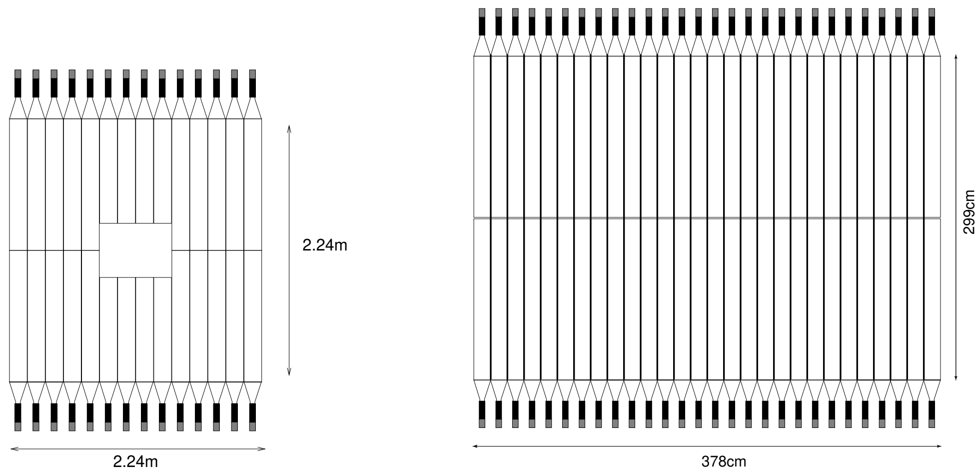

Figura 2.13: Planos de hodoscópios cintiladores – *Hadron Anti* (HA) à esquerda e MU2 à direita.

Por fim, mais uma parede de ferro de 1 m de espessura era seguida por dois planos de hodoscópios de múons (plano MU3), um com segmentos dispostos na horizontal e outro na vertical. Todos estes hodoscópios foram usados no nível do trigger para selecionar ou rejeitar os eventos que apresentavam sinal de múon. Este sistema como um todo apresenta uma incerteza de 8% na identificação dos múon.

2.3 Sistema de Trigger do KTeV

O sistema de trigger do experimento KTeV [10, 22] era baseado em três níveis. O primeiro e segundo nível usavam portas lógicas construídas somente pela eletrônica dos detectores, enquanto o último nível implementava alguns recursos computacionais para reconstruir os eventos (*on-line*) e, assim, poder selecioná-los. Haviam 16 configurações de trigger (16 bits). Cada uma destas configurações era otimizada para coletar um ou mais decaimentos raros. A seguir serão descritos os triggers destinados à física de híperons.

2.3.1 Triggers de Híperons

A definição da configuração de um trigger deve considerar a cinemática e o estado final dos modos de decaimento que se quer selecionar. Os triggers usados para física de híperons utilizam as características comuns aos decaimentos semileptônicos, radiativos e hadrônicos dos híperons para selecionar os eventos a serem armazenados em fitas.

Os modos de interesse para esta análise são os dois decaimentos semileptônicos do Ξ^0 e o seu decaimento dominante, $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda \to p\pi^-)$, utilizado para normalização. O estado final de detecção do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ é $[p\mu^-\gamma\gamma]$, considerando os decaimentos subseqüentes do Σ^+ em $p\pi^0$ e do π^0 em dois fótons e o fato de não detectarmos o antineutrino. Quanto ao decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$, seu estado final é bastante parecido com o anterior $[pe^-\gamma\gamma]$, apresentando apenas um elétron no lugar de um múon. O decaimento $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda\to p\pi^-)$ tem como estado final $[p\pi^-\gamma\gamma]$. A tabela 2.5 faz um sumário dos estados finais de detecção destes modos.

Modo de Decaimento		Estado Final
$\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$	(SINAL)	$p\mu^-\gamma\gamma$
$\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$	(NORM1)	$pe^-\gamma\gamma$
$\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda\to p\pi^-)$	(NORM2)	$p\pi^-\gamma\gamma$

Tabela 2.5: Estado Final de Detecção do Sinal e dos Modos de Normalização.

Assim, para todos estes modos de decaimento, procuramos eventos que tenham duas trajetórias de partículas carregadas e dois *clusters* eletromagnéticos neutros vindos de um π^0. Ademais, como o próton carrega a maior parte do momento inicial do Ξ^0, estes decaimentos devem possuir uma trajetória de partícula carregada altamente energética que permanece na direção do feixe, e uma trajetória de partícula negativa que atinge o calorímetro de CsI.

Três dos 16 bits que formam o trigger do KTeV foram destinados à física de híperons em E799-II (bits 10, 11 e 12). O mais simples deles, chamado "Hyperon Minimum Bias trigger" ou Trigger 12, tinha um fator de escala de 1/2000 [6] e apresentava critérios de seleção pouco restritivos, pois foi utilizado para estudar a eficiência dos outros dois triggers de híperons. Exigia pelo menos uma trajetória carregada, nenhuma atividade nos vetos de fótons e de partículas carregadas, e no mínimo um cluster e 11 GeV de energia no calorímetro.

Havia também o chamado "Λ^0 trigger" (bit 11) ou apenas Trigger 11, que foi usado para selecionar os eventos que apresentavam as características básicas de decaimentos de híperons e selecionar principalmente eventos de $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ e $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$, com fator de escala de 1/7.

O terceiro trigger, chamado "Ξ^0 beta trigger" (bit 10) ou Trigger 10, é um subconjunto do trigger anterior e seleciona os eventos que podem vir de um decaimento semileptônico do Ξ^0 e, o que é extremamente importante, não apresenta fator de escala. Ou seja, todos os eventos que satisfaziam seus critérios de seleção eram salvos em fitas.

2.3.2 Configuração do Trigger 10 e 11

Utilizamos o Trigger 10 para selecionar os decaimentos semileptônicos do Ξ^0 e o Trigger 11 para o decaimento $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0(\Lambda \rightarrow p\pi^-)$. As configurações dos requisitos nos níveis 1 e 2 destes triggers estão resumidas abaixo:

Configuração

Trigger 10

$$1V \times L1HOLETRK \times ET_2 \times \overline{PHV1} \times \overline{HA} \times \overline{CA} \quad \text{(Nível 1)}$$

$$\times\ 2HCY\_LOOSE \times LAMBDA\_RA \times HCC\_GE2 \quad \text{(Nível 2)}$$

"fator de escala 1/1"

[6]Este fator de escala significa que apenas um evento é armazenado em fita dentre 2000 eventos que satisfizeram os requisitos do trigger.

Trigger 11

$$1V \times L1HOLETRK \times ET_2 \times \overline{PHV1} \times \overline{CA} \quad \text{(Nível 1)}$$
$$\times\, 2HCY\_LOOSE \times LAMBDA\_RA \times HCC\_GE2 \quad \text{(Nível 2)}$$

"fator de escala 1/7"

Cada uma destas variáveis representa um requisito imposto aos eventos ocorridos no experimento para serem considerados no processo de aquisição de dados. Estes elementos estão descritos a seguir:

Elementos do Trigger 10 (Nível 1 e 2)

1V - Existe pelo menos um sinal em um dos dois planos de hodoscópios V e V'.

L1HOLETRK - Existe uma trajetória de partícula carregada na região do feixe, passando pelo buraco do calorímetro. Deve haver pelo menos um sinal em cada uma das duas primeiras câmaras de arrasto (DC1 e DC2) e atividade suficiente nos *hole counters* (HC).

$\mathbf{ET_2}$ **-** Existe pelo menos um total de 18 GeV de energia depositada no calorímetro eletromagnético.

$\overline{\mathbf{PHV1}}$ **-** Não há atividade nos vários detectores de veto - *ring counters* (RC), *cesium iodide anti* (CIA), *spectrometer anti* (SA) - de acordo com um limite padrão de mínima energia de ionização.

$\overline{\mathbf{HA}}$ **-** Não há atividade no plano de cintiladores *hadron anti* (HA) – energia depositada menor que o limite padrão.

$\overline{\mathbf{CA}}$ **-** Não há atividade no "Collar Anti", para evitar eventos em que partículas carregadas depositam energia no calorímetro de forma incompleta.

2HCY_LOOSE - Existem dois sinais em cada plano horizontal de fios das câmara de arrasto, com a possibilidade de haver um sinal faltando em um dos planos das câmaras DC1 ou DC2.

LAMBDA_RA - Existe uma trajetória de partícula carregada com alto valor de momento (observada pelas câmaras de arrasto), cuja projeção após o eletroímã passa pelo buraco do calorímetro.

HCC_GE2 - Existem de dois a quatro *clusters* no calorímetro.

Em síntese, os elementos do nível 1 do Trigger 10 demandam que pelo menos duas trajetórias de partículas carregadas estejam no evento, uma atingindo o calorímetro e outra na região do feixe; que haja pelo menos 18 GeV de energia depositada no calorímetro; que nenhum fóton ou partícula carregada escape da região sensível do experimento (do volume do detector); que não haja atividade hadrônica fora da região do feixe; e que não haja atividade na região do calorímetro ao redor dos buracos.

Os elementos do nível 2 do Trigger 10 reforçam alguns dos requisitos do nível 1, como o fato de exigirem uma probabilidade alta de que haja uma trajetória de partícula carregada bastante energética na região do feixe; e demandam ainda que o evento contenha pelo menos dois *clusters* no calorímetro.

O Trigger 11 difere do Trigger 10 pelo fator de escala (1/7) e pela ausência do elemento que exige não haver atividade no detector *hadron anti* (HA). Obviamente, esta exigência tem sentido no Trigger 10 por querermos rejeitar decaimentos contendo píons. Quanto ao Trigger 11, desejamos selecionar decaimentos com píons produzindo atividade hadrônica fora da região do feixe.

O terceiro nível do trigger é realizado sobre os eventos que sobreviveram aos critérios dos níveis anteriores. Este último estágio usa códigos computacionais (*on-line*) para reconstruir variáveis simples e gravar os eventos em fitas magnéticas (DLT's). O tempo de processamento deste filtro é de 3 ms por evento.

Capítulo 3

Reconstrução dos Decaimentos

A seleção de eventos realizada pelos três níveis do trigger é extremamente útil para filtrar e reduzir o número de eventos a serem armazenados em fitas. Se faz necessário, agora, reconstruir as variáveis que caracterizam os decaimentos para podermos elaborar critérios de seleção no intuito de encontrar, dentre os eventos armazenados, quais são provenientes do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$, distinguindo-o dos demais.

Neste capítulo, apresentamos o procedimento de reconstrução das principais variáveis dos decaimentos que se mostraram relevantes para esta análise. Isto inclui, além do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ e dos dois modos de normalização $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ e $\Xi^0 \to \Lambda \pi^0$ seguido de $\Lambda \to p\pi^-$, todos os possíveis decaimentos que se confundem com o sinal: $\Xi^0 \to \Lambda \pi^0$ seguido de $\Lambda \to p\mu^- \bar{\nu}_\mu$; $\Xi^0 \to \Sigma^0 \gamma$; $\Xi^0 \to \Lambda \gamma$; $K_L \to \pi^+ \pi^- \pi^0$; e $K_L \to \pi^0 \pi^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$.

Basicamente, foram reconstruídas variáveis como o momento e a massa invariante das partículas, e também variáveis topológicas relacionadas à estrutura de vértices dos decaimentos.

3.1 Decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$

O estado final de detecção do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, no experimento KTeV, já foi apresentado na descrição do sistema de trigger de híperons – é constituído por um próton, um múon e dois fótons $[p\mu^-\gamma\gamma]$. Obviamente, não detectamos o antineutrino e estamos limitados ao decaimento subseqüente do Σ^+ em $p\pi^0$, que acontece 51,6% das vezes (razão de ramificação de 0,516)[1] e, por conseqüência, ao decaimento do π^0 em $\gamma\gamma$, com razão de ramificação de 0,988.

A topologia da seqüência de decaimentos do modo $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, com sua estrutura de vértices, é idêntica à do modo $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$, e pode ser vista no diagrama da figura 3.1(a) – as linhas sólidas são de partículas carregadas, as tracejadas de partículas neutras e as pontilhadas de fótons. Para melhor clareza na visualização, este diagrama omite as deflexões das partículas carregadas no eletroímã do espectrômetro.

A reconstrução deste decaimento tem início ao considerarmos as energias E_1 e E_2 dos clusters neutros (não associados a trajetórias) e a separação d_{12} entre eles no calorímetro, para determinar a posição longitudinal do vértice do π^0 através da equação[2]

$$Z_{\pi^0} \simeq Z_{CsI} - \sqrt{E_1E_2}\,\frac{d_{12}}{m_{\pi^0}} \tag{3.1}$$

onde Z_{CsI} é a distância do alvo ao calorímetro e m_{π^0} é a massa do π^0.

Como o tempo de vida (vida-média) do π^0 é da ordem de 10^{-16} s, seu decaimento em dois fótons ocorre imediatamente após o decaimento $\Sigma^+ \to p\pi^0$. Consideramos, assim, que ambos os vértices de decaimento estão localizados no mesmo ponto, ou seja, a equação 3.1 reconstrói a posição longitudinal do vértice de decaimento do Σ^+ ($Z_{\Sigma^+} = Z_{\pi^0}$).

Encontramos as coordenadas em x e y deste vértice utilizando a trajetória do próton,

---

[1]Quando o Σ^+ decai em $n\pi^+$ (razão de ramificação de 0,483), os detectores do KTeV não observam nêutrons e, portanto, não se torna possível a reconstrução deste decaimento.

[2]Uma explicação detalhada da reconstrução do vértice de decaimento do π^0, bem como a demonstração da equação 3.1 encontram-se no Apêndice A.

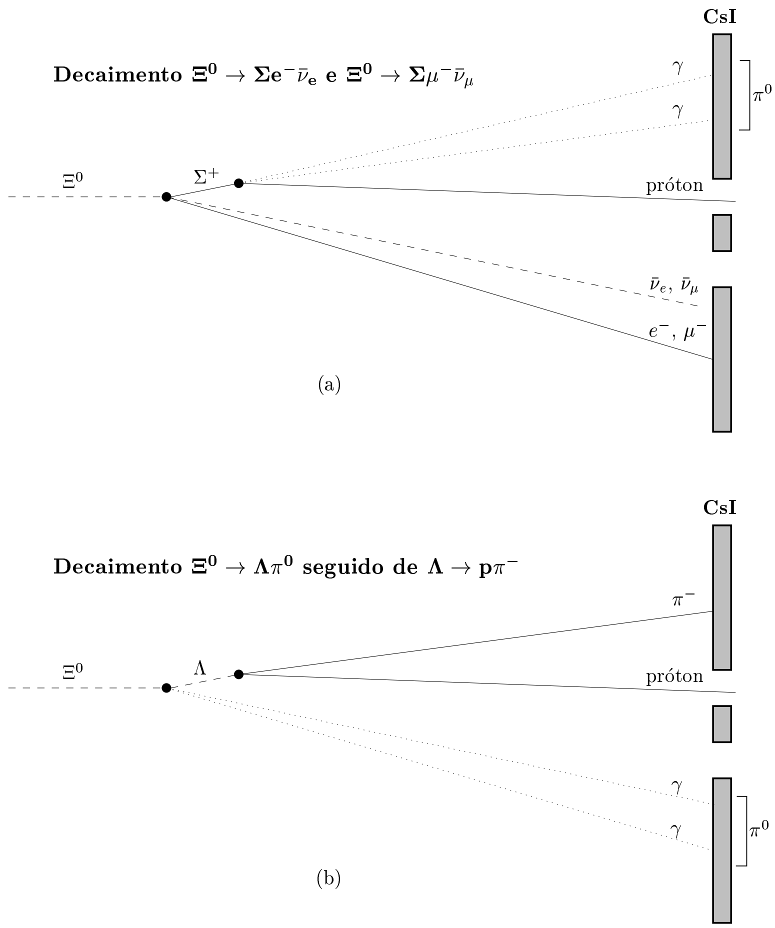

Figura 3.1: Topologia dos decaimentos semileptônicos do Ξ^0 (a) e do decaimento $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$ (b), no KTeV.

obtida pelas câmaras de arrasto. Uma projeção desta trajetória (segmento detectado antes da deflexão pelo eletroímã) até a posição longitudinal do vértice do Σ^+, determina as duas outras coordenadas e completa a reconstrução do vértice.

Com o objetivo de reconstruir o quadrivetor de momento (4-momento) do Σ^+, $p_{\Sigma^+} = (E_{\Sigma^+}, \vec{p}_{\Sigma^+})$, precisamos determinar antes o 4-momento do próton e do π^0, pois

$$p_{\Sigma^+} = p_p + p_{\pi^0} \tag{3.2}$$

O cálculo do 4-momento do próton é feito usando a reta que define sua trajetória e o módulo do seu momento. Sua energia é calculada através do momento e do valor da massa do próton [6],

$$E_p = \sqrt{\vec{\mathrm{p}}_p^2 + m_p^2}$$

Quanto ao 4-momento do π^0, reconstruímos inicialmente duas retas u e v que ligam o vértice aos respectivos clusters neutros dos fótons 1 e 2. Usamos, então, vetores unitários $\hat{u}$ e $\hat{v}$ destas retas e as energias E_1 e E_2 dos fótons para encontrar o vetor de momento do π^0,

$$\vec{p}_{\pi^0} = E_1 \cdot \hat{u} + E_2 \cdot \hat{v}$$

Sua energia é, simplesmente, a soma das energias dos fótons, $E_{\pi^0} = E_1 + E_2$.

Reconstruímos, assim, o 4-momento do Σ^+ pela equação 3.2, que nos fornece uma das mais importantes variáveis de reconstrução para esta análise, a massa invariante do $p\pi^0$. Ela é usada como referência para verificarmos a eficiência do critério de seleção, implementado no intuito de distinguir o decaimento considerado sinal dos ruídos.

Também podemos reconstruir a trajetória do Σ^+ a partir do seu 4-momento. E, usando as informações das câmaras de arrasto, reconstruímos a trajetória da partícula negativa (o múon), o que nos permite determinar o vértice do Ξ^0 pelo cálculo da distância de maior aproximação entre as trajetórias do Σ^+ e do múon (Apêndice B).

Usando o 4-momento do múon, reconstruído pelo mesmo procedimento utilizado no caso do próton, podemos reconstruir o 4-momento do Ξ^0, através de

$$p_{\Xi^0} = p_{\Sigma^+} + p_{\mu^-}$$

que, na verdade, não representa a reconstrução exata do Ξ^0, pois nos falta a energia do antineutrino emitido por este vértice (uma discussão em detalhe das conseqüências deste fato será feita posteriormente).

Uma ferramenta computacional construída para o experimento KTeV, denominada KDISP (*KTeV Event Display*), permite visualizar algumas propriedades de um evento, seja ele proveniente dos dados, seja gerado por simulação de Monte Carlo. Não se trata de uma ferramenta de análise, mas apenas de visualização. A figura 3.2 mostra um

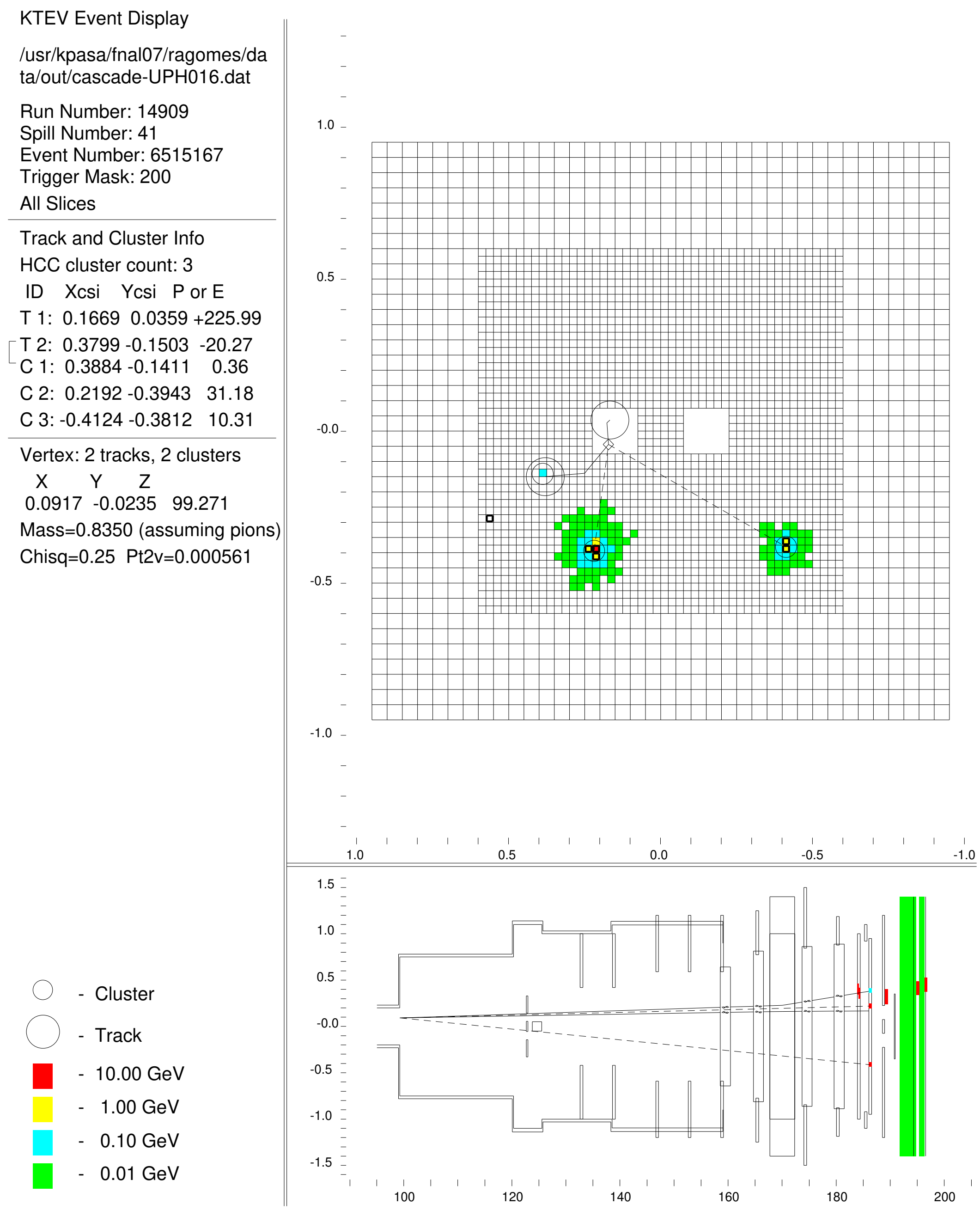

Figura 3.2: Visualização de um evento de $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ observado nos dados do experimento KTeV.

evento, observado nos dados do KTeV, que passou pelo critério de seleção elaborado para o decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$.

A visualização de um evento pelo KDISP é dividida, basicamente, em três partes. A primeira contém apenas informações de variáveis topológicas e cinemáticas, como o valor do momento das partículas carregadas, da posição e da energia dos clusters, e também indica se estes clusters estão associados à trajetórias ou não. A segunda parte mostra os clusters e as projeções das trajetórias no calorímetro eletromagnético. E a terceira parte é uma projeção bidimensional das trajetórias no aparato experimental[3], mostrando também a posição e a energia dos sinais detectados no calorímetro e nos hodoscópios do sistema de múons.

Todos os eventos armazenados em fitas pelo KTeV recebem um número que o identifica. Através deste número podemos buscar e visualizar pelo KDISP um evento qualquer selecionado. Observando o evento em particular, da figura 3.2, percebemos dois clusters neutros (C2 e C3) no calorímetro, com energias de 31,18 e 10,31 GeV, produzidos pelos dois fótons. Um outro cluster (C1) associado à uma trajetória negativa (T2), com momento de 20,27 GeV/c, deposita apenas 0,36 GeV de sua energia no calorímetro (energia de ionização mínima), revelando-se tratar de um múon. Vemos, ainda, uma trajetória positiva (T1) de um próton com alto momento (225,99 GeV/c), passando pelo buraco do calorímetro e, portanto, nenhum cluster associado a ela. Outra importante propriedade do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, mostrada nesta visualização, são os sinais detectados pelos hodoscópios no sistema de múons. A projeção da trajetória negativa deve coincidir com a posição dos sinais nos hodoscópios, respeitando um limite que leva em conta efeito de espalhamento múltiplo no sistema de múons.

[3]Na verdade, o KDISP faz esta projeção considerando que o evento é um decaimento de káon e representa as trajetórias vindo de um mesmo vértice. Difere, portanto, da estrutura topológica do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ ou de qualquer outro decaimento do Ξ^0.

3.2 Decaimento $\mathbf{\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e}$

A reconstrução do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ é bastante similar à do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$, pois possuem a mesma estrutura de vértices, já apresentada no diagrama da figura 3.1(a). Seu estado final de detecção consiste em um próton, um elétron e dois fótons $[pe^-\gamma\gamma]$, considerando os mesmos decaimentos subseqüentes do modo $\Xi^0 \to \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$.

O procedimento de reconstrução difere do apresentado na seção anterior quanto a determinação do vértice do decaimento do Ξ^0, onde assumimos que a trajetória da partícula negativa é gerada por um elétron, e calculamos a distância de maior aproximação (Apêndice B) entre a trajetória do Σ^+ e a do elétron. Uma vez determinado o vértice do Ξ^0, encontramos, por conseguinte, seu 4-momento. Tal reconstrução também não é exata devido à perda da energia do antineutrino.

Na visualização de um evento de $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ gerado por simulação de Monte Carlo (figura 3.3), podemos ver dois clusters neutros (C2 e C3) com 17,78 e 28,43 GeV de energia vindos do decaimento do π^0; uma trajetória de partícula positiva (T2) produzida por um próton com alto valor de momento (324,62 GeV/c) que passa por um dos buracos do calorímetro; e uma trajetória de partícula negativa (T1) com momento de 7,05 GeV/c associada a um cluster (C1) com energia de 6,93 GeV depositada pelo elétron.

Como o elétron interage facilmente com a matéria, gerando um chuveiro eletromagnético, observamos claramente que toda sua energia é depositada no calorímetro de CsI. Por esta razão, a projeção das trajetórias no aparato experimental, mostrada na figura 3.3, revela que a trajetória do elétron não atinge o sistema de múons, não havendo atividade alguma nos planos de hodoscópios MU2 ou MU3.

3.3 Decaimento $\mathbf{\Xi^0 \to \Lambda \pi^0}$

O decaimento $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$ seguido de $\Lambda \to p\pi^-$ e $\pi^0 \to \gamma\gamma$ é um dos modos de normalização utilizados nesta análise. Como não perdemos a detecção de nenhuma partícula deste

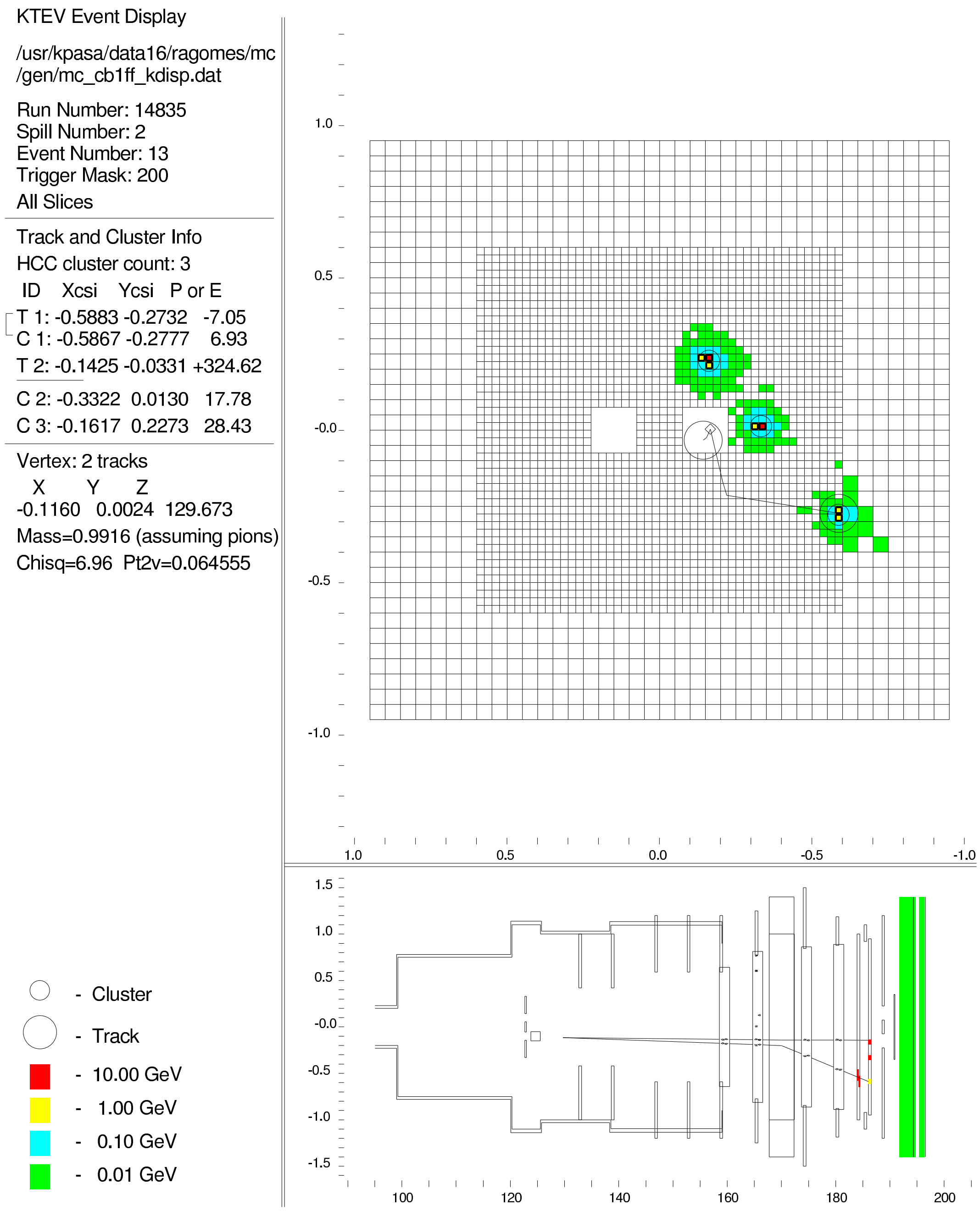

Figura 3.3: Visualização de um evento de $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$, gerado por simulação de Monte Carlo.

decaimento, seu estado final de detecção é um próton, um π^- e dois fótons, $[p\pi^-\gamma\gamma]$[4]. A topologia da seqüência destes decaimentos difere bastante da descrita para os dois decaimentos semileptônicos do Ξ^0, e pode ser vista na figura 3.1(b).

Da mesma forma como fizemos para os decaimentos anteriores, usamos a energia e posição dos clusters neutros (fótons) no calorímetro para calcular a posição longitudinal do vértice do π^0 (equação 3.1). Porém, na presente reconstrução, o π^0 é produzido no vértice de decaimento do Ξ^0 e, portanto, a variável reconstruída Z_{π^0} é considerada a posição longitudinal do vértice do Ξ^0 (Z_{Ξ^0}).

Fazendo uso do fato de o Λ decair em duas partículas carregadas (próton e π^-), podemos projetar ambas trajetórias e encontrar facilmente todas as coordenadas deste vértice de decaimento. Em seguida, o cálculo do 4-momento do Λ é realizado, o que nos possibilita determinar sua trajetória e projetá-la até a posição longitudinal do vértice do Ξ^0 para obter as coordenadas em x e y deste vértice. Calculamos, por fim, o 4-momento do Ξ^0 usando a reconstrução do Λ e do π^0. Isto nos permite determinar a massa invariante do $\Lambda\pi^0$, que se mostrará muito relevante na distinção entre sinal e ruído.

A figura 3.4 mostra um evento de $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$ com os decaimentos subseqüentes $\Lambda \to p\pi^-$ e $\pi^0 \to \gamma\gamma$, gerado por simulação de Monte Carlo. Nesta visualização, existem dois clusters neutros (C1 e C2), de 5,10 e 47,02 GeV de energia; um cluster (C3) de 19,42 GeV gerado por um π^- associado à uma trajetória de partícula negativa (T2) com momento de 51,04 GeV/c; e uma trajetória de partícula positiva (T1) de 156,15 GeV/c, passando pelo buraco do calorímetro.

Duas diferenças básicas podem ser traçadas quanto à visualização deste evento e a de $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ (figura 3.2). A primeira diz respeito à energia da partícula negativa; a energia depositada no calorímetro pelo π^- é muito maior que a energia de ionização

[4]Apesar de não apresentar um múon em seu estado final, este decaimento será considerado como uma possível fonte de ruído para o sinal ($\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$), devido à probabilidade não nula de o π^- decair em $\mu^-\bar{\nu}_\mu$ no aparato ou de atravessar os filtros do sistema de múons e atingir os hodoscópios MU2 e MU3, sendo identificado como um múon.

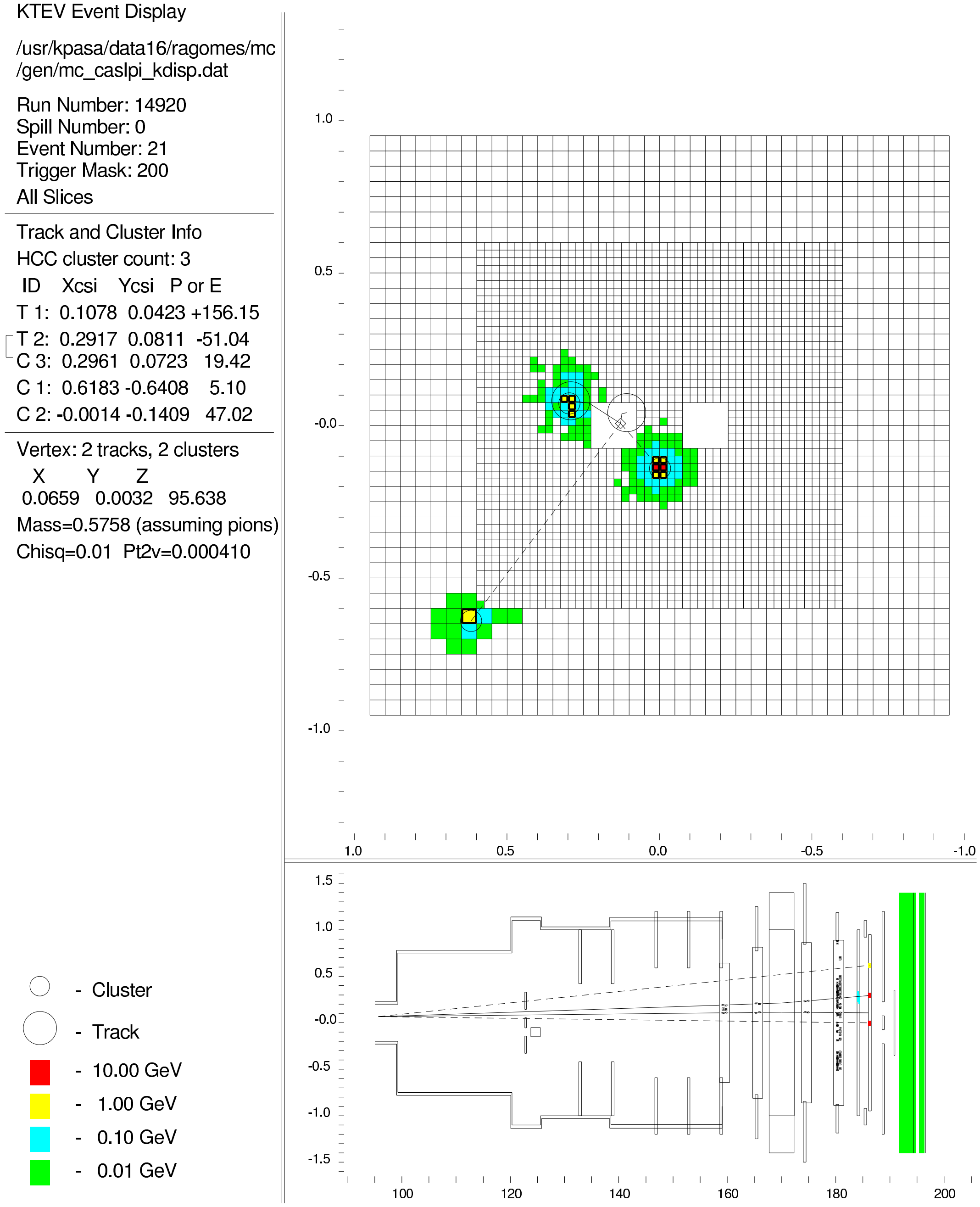

Figura 3.4: Visualização de um evento de $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0(\Lambda\rightarrow p\pi^-)$, gerado por simulação de Monte Carlo.

mínima depositada pelo múon. Esta diferença se torna também visível pelo tamanho dos clusters no calorímetro produzidos por ambos. A segunda diferença é a ausência de atividade nos hodoscópios do sistema de múons, pois os píons são barrados pelas paredes de chumbo e de ferro.

Uma outra seqüência de decaimentos com origem no modo $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$ se mostrou importante para esta análise. Ocorre quando o Λ decai em $p\mu^-\overline{\nu}_\mu$ (razão de ramificação de 1,6 $\times$ 10^{-4}). Esta seqüência de decaimentos é uma das mais importantes fontes de ruído para o decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$. Sua reconstrução se dá de forma bem semelhante à descrita para o caso anterior, distinguindo-se pelo fato de calcularmos o 4-momento da partícula negativa assumindo a massa de um múon. Como perdemos a energia do antineutrino, obtemos uma reconstrução incompleta do Λ e, conseqüentemente, do Ξ^0.

3.4 Decaimentos $\Xi^0 \to \Sigma^0\gamma$ e $\Xi^0 \to \Lambda\gamma$

O decaimento radiativo $\Xi^0 \to \Sigma^0\gamma$ é seguido pelos decaimentos subseqüentes $\Sigma^0 \to \Lambda\gamma$ e $\Lambda \to p\pi^-$, apresentando um estado final de detecção constituído por $[p\pi^-\gamma\gamma]$. Como o Σ^0 decai por um processo eletromagnético, seu tempo de vida é curto, cerca de 7,4 $\times$ 10^{-20} segundos [6]. Consideramos, portanto, o vértice de decaimento do Σ^0 como sendo o mesmo do decaimento do Ξ^0. A topologia desta seqüência de decaimentos pode ser vista na figura 3.5(a).

Sua reconstrução é feita de duas formas distintas. A primeira consiste em, inicialmente, encontrar a trajetória e o 4-momento do Λ a partir do próton e do π^-, de forma idêntica à realizada na reconstrução do decaimento $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda \to p\pi^-)$. Em seguida, calculamos a posição do centro de energia (X_{ce}, Y_{ce}) deste decaimento no calorímetro eletromagnético, para determinarmos a trajetória do Ξ^0. Esta posição do centro de energia é definida por

$$
\begin{aligned}
X_{ce} &= \frac{E_1 x_1 + E_2 x_2 + E_\Lambda x_\Lambda}{E_1 + E_2 + E_\Lambda} \\
Y_{ce} &= \frac{E_1 y_1 + E_2 y_2 + E_\Lambda y_\Lambda}{E_1 + E_2 + E_\Lambda}
\end{aligned}
\tag{3.3}
$$

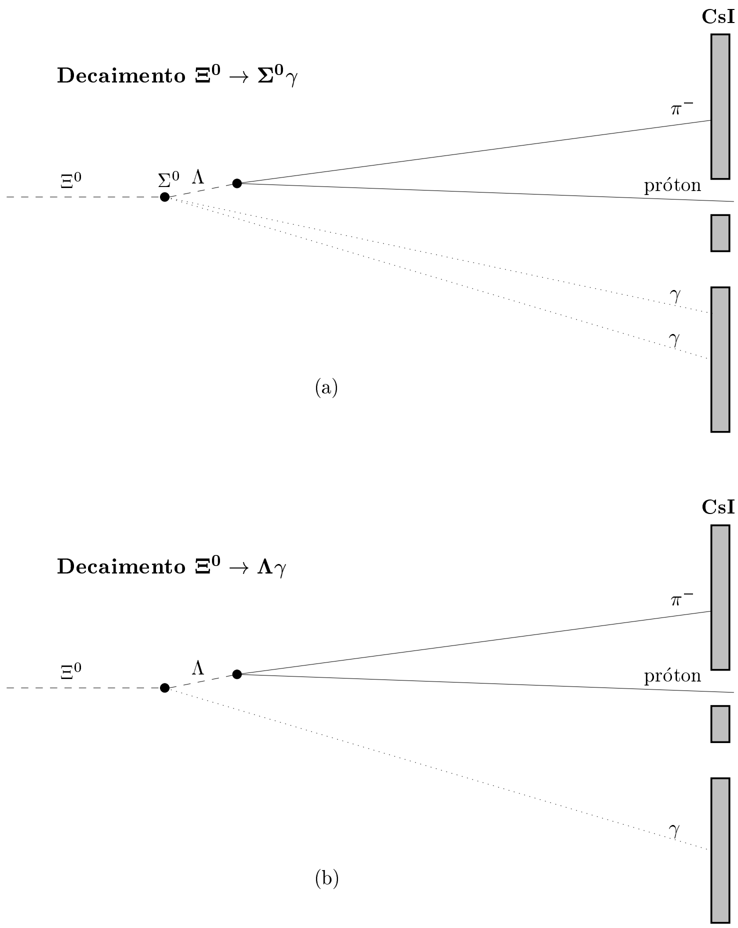

Figura 3.5: Topologia dos decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^0\gamma$ (a) e $\Xi^0 \to \Lambda\gamma$ (b), no KTeV.

onde E_1, E_2, (x_1, y_1) e (x_2, y_2) são as energias e as posições dos fótons e E_Λ e (x_Λ, y_Λ) são a energia e a posição da projeção da trajetória do Λ no calorímetro. A trajetória do Ξ^0 é, então, definida pela reta que liga o alvo ao centro de energia no calorímetro. Encontramos o vértice de decaimento do Ξ^0 pelo cálculo da distância de maior aproximação entre a trajetória do Ξ^0 e a do Λ (procedimento descrito no Apêndice B).

Uma vez determinado o vértice do Ξ^0 (e do Σ^0), precisamos reconstruir o 4-momento destas duas partículas. Porém, ainda não sabemos qual dos fótons é proveniente do decaimento do Σ^0 e qual é proveniente do decaimento do Ξ^0. Reconstruímos, assim, as duas possibilidades de 4-momento do Σ^0, associando ao Λ um dos fótons e depois o outro, e calculamos também as duas correspondentes possibilidades de massa invariante do Σ^0.

Cabe aqui uma análise quanto à energia dos dois fótons gerados por essa seqüência de decaimentos. Como a diferença de massa entre os dois híperons é maior no decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^0\gamma$ que no decaimento $\Sigma^0 \to \Lambda\gamma$, ou seja, $m_{\Xi^0} - m_{\Sigma^0} > m_{\Sigma^0} - m_\Lambda$, é mais provável que o fóton emitido pelo primeiro decaimento seja mais energético que o emitido pelo segundo. Assim, ao reconstruirmos a massa invariante do $\Lambda\gamma$ a partir de um dos fótons, obteremos dois picos em sua distribuição. Um para quando o fóton utilizado for o de menor energia, que reconstruirá a massa do Σ^0, e outro para quando o fóton for o de maior energia, deslocado para valores maiores na distribuição de massa. A figura 3.6 reproduz exatamente esta descrição e mostra que o pico da esquerda na distribuição da massa invariante do $\Lambda\gamma$ reconstrói a massa do Σ^0, centrada em 1,192 GeV/c^2.

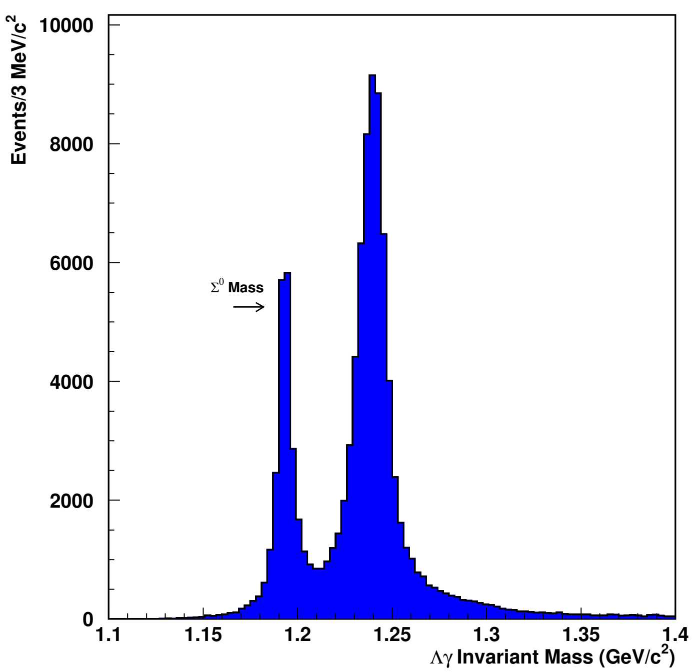

Figura 3.6: Distribuição da massa invariante do $\Lambda\gamma$ para o decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^0\gamma$ em eventos gerados por simulação de Monte Carlo.

Se conhecemos o fóton que é emitido pelo decaimento $\Sigma^0 \to \Lambda\gamma$, conhecemos também o fóton emitido pelo decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^0\gamma$. Podemos reconstruir, assim, o 4-momento do Ξ^0 e concluir a reconstrução deste decaimento. Obviamente, a reconstrução da massa invariante do Ξ^0 é completa e apresenta excelente resolução, o que será mostrado em capítulo posterior.

A segunda forma que utilizamos para reconstruir este decaimento, também tem início na reconstrução do Λ, a partir das duas trajetórias carregadas (próton e π^-). Ao definirmos a trajetória do Λ, consideramos vários pontos nesta reta como sendo o vértice do Ξ^0 e calculamos para cada um deles o 4-momento dos dois fótons e do Ξ^0, usando

$$p_{\Xi^0} = p_\Lambda + p_{\gamma_1} + p_{\gamma_2}$$

Em seguida, buscamos dentre todos os pontos o que minimiza a diferença entre a massa invariante $\Lambda\gamma\gamma$ reconstruída e a massa do Ξ^0 [6]. Este ponto é, então, definido como o vértice do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^0\gamma$, nos permitindo determinar o 4-momento do Ξ^0 e do Σ^0.

O outro decaimento radiativo analisado, $\Xi^0 \to \Lambda\gamma$, tem como estado final de detecção um próton, um píon e apenas um fóton $[p\pi^-\gamma]$, pois é seguido do decaimento $\Lambda \to p\pi^-$. Sua topologia pode ser vista na figura 3.5 (b) e é bastante semelhante à do decaimento $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$, distinguindo-se pela ausência de um fóton. A reconstrução desta seqüência de decaimentos não se mostra relevante para a presente análise, pois existe a necessidade de um *fóton acidental*[5] para que este modo seja confundido com o decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$. E, no caso de haver tal fóton acidental, este decaimento é reconstruído como se fosse um decaimento $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$ seguido de $\Lambda \to p\pi^-$ e $\pi^0 \to \gamma\gamma$, que já teve o procedimento de reconstrução descrito.

[5]Este termo se refere a qualquer cluster neutro no calorímetro cujas propriedades o caracterizem como um fóton.

3.5 Decaimentos $\mathbf{K_L} \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\mathbf{0}$ e $\mathbf{K_L} \rightarrow \pi^\mathbf{0}\pi^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$

A reconstrução dos dois decaimentos de káons importantes para esta investigação, $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ e $K_L \rightarrow \pi^0\pi^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, é relativamente fácil, se comparada à reconstrução dos decaimentos do Ξ^0, por envolverem apenas um vértice. A topologia destes decaimentos no KTeV pode ser vista na figura 3.7.

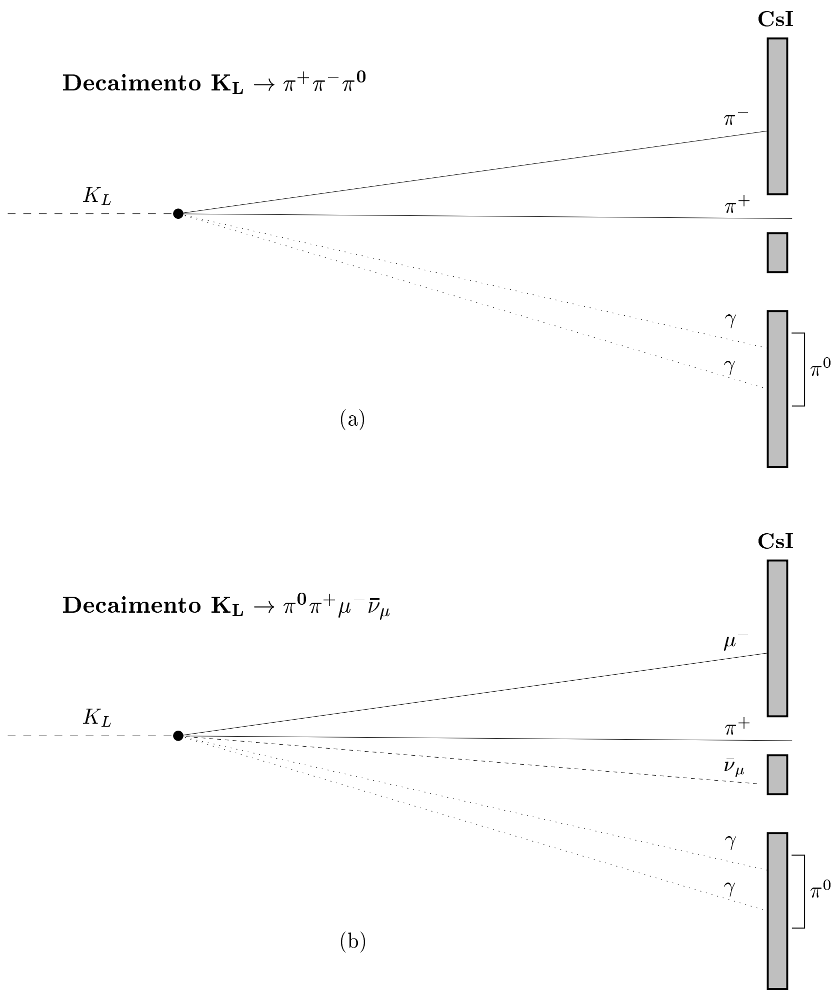

Figura 3.7: Topologia dos decaimentos $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (a) e $K_L \rightarrow \pi^0\pi^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ (b), no KTeV.

Reconstruímos o decaimento $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, seguido de $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, usando as trajetórias das duas partículas carregadas (π^+ e π^-) para definir por completo o vértice deste decaimento. Encontramos, ainda, a posição longitudinal do vértice através da reconstrução do π^0 (Apêndice A), apenas para podermos comparar com a reconstrução feita usando as trajetórias dos píons carregados. Uma vez determinado o vértice deste decaimento, o 4-momento de todos os píons são facilmente encontrados, nos levando ao cálculo do 4-momento do K_L,

$$p_{K_L} = p_{\pi^+} + p_{\pi^-} + p_{\pi^0}$$

e, por fim, à sua massa invariante.

O decaimento $K_L \rightarrow \pi^0\pi^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ é reconstruído da mesma forma que o decaimento $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, com a única diferença de reconstruirmos a partícula negativa como um múon. Obviamente, a reconstrução da massa invariante de $\pi^0\pi^+\mu^-$ não está centrada no valor da massa do K_L [6], por não detectarmos a energia do antineutrino.

Capítulo 4

Análise de Reconstrução

O objetivo desta análise é checar a qualidade da reconstrução dos modos de decaimento investigados. Uma vez determinado o procedimento de reconstrução, apresentado no capítulo 3, geramos eventos por simulação de Monte Carlo de cada modo de decaimento. Comparamos, então, as variáveis reconstruídas com aquelas usadas para gerar os eventos, verificando se há concordância entre elas.

No processo de geração de eventos por Monte Carlo, de um decaimento qualquer, são definidos os valores de variáveis como o 4-momento da partícula-mãe e das partículas-filhas e a posição dos vértices da seqüência de decaimentos. Para podermos comparar o valor das variáveis reconstruídas com o das variáveis geradas, introduzimos no código de reconstrução um mecanismo que permite salvar o valor destas variáveis usadas pela simulação de Monte Carlo.

Uma maneira simples e resumida de apresentar os resultados de tal comparação é colocar em um gráfico o valor reconstruído versus o valor gerado de determinada variável para cada um dos eventos. Em um gráfico deste tipo esperamos obter os eventos distribuídos em sua diagonal principal. Gráficos que apresentem distribuições fora da diagonal, infalivelmente indicam má reconstrução por erro no código de análise ou perda de resolução intrínseca ao modo de decaimento no aparato experimental (tal como a perda da energia de determinada partícula).

Outra forma bastante eficiente de se investigar a qualidade de reconstrução é verificar a distribuição da razão entre a variável reconstruída e a variável gerada dos eventos de um determinado decaimento. Ambas as formas de análise foram realizadas e de acordo com a necessidade ora um tipo ora o outro serão apresentados.

Neste capítulo, fazemos a análise da reconstrução dos vértices dos decaimentos e, em seguida, investigamos a distribuição do momento e da massa invariante das partículas reconstruídas.

4.1 Reconstrução dos Vértices

A qualidade de reconstrução topológica do decaimento $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ está mostrada na figura 4.1. São analisadas as coordenadas x, y e z dos vértices do Ξ^0 e do Σ^+ (que é o mesmo do π^0). Existe uma excelente concordância na comparação dos valores reconstruídos com os gerados – em todos os casos, a distribuição segue a diagonal principal dos gráficos.

Fazendo uma análise em maior detalhe, percebemos que a distribuição da coordenada x, de ambos os vértices, apresentam duas contribuições que refletem a existência dos dois feixes neutros no experimento. Se observarmos as distribuições das coordenadas x e y do vértice do Ξ^0, podemos estimar, grosso modo, a largura e a altura do feixe ao entrar no detector do KTeV em cerca de 10 cm.

A distribuição da coordenada z do vértice do Ξ^0 está, obviamente, contida na região de decaimento, entre 90 e 158 m do alvo. Observamos que a qualidade da reconstrução não é tão boa para eventos que decaem no início da região de decaimento. Isto se deve ao fato de que, quanto mais distante o vértice está dos detectores, mais difícil se torna projetar com boa precisão a trajetória reconstruída até a posição do vértice. Verificamos ainda que, como o vértice do Ξ^0 envolve o cálculo da distância de maior aproximação entre as trajetórias do Σ^+ e do múon (Apêndice B), sua coordenada em z não é tão bem reconstruída como a do vértice do Σ^+.

Para o modo de decaimento $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$, como seu procedimento de reconstrução

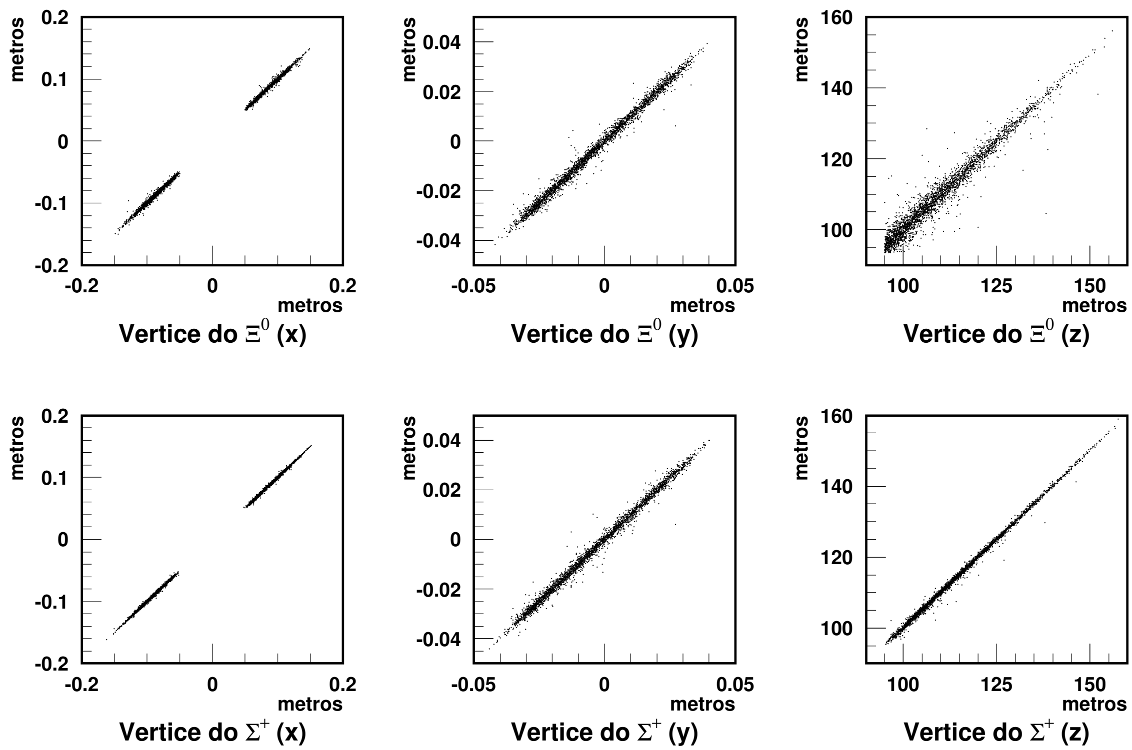

Figura 4.1: Vértices em x, y e z do Ξ^0 e do Σ^+ para eventos de $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ – valores reconstruídos versus gerados.

é bastante similar ao do modo $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, já se poderia esperar também uma boa concordância entre valores reconstruídos e gerados. A figura 4.2 mostra a qualidade da reconstrução dos vértices deste decaimento. Todas as observações feitas para a análise do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ são válidas aqui.

Quanto ao decaimento $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$, apresentamos a qualidade de reconstrução topológica das duas seqüências de decaimento consideradas – quando o Λ decai em $p\pi^-$ e quando decai em $p\mu^-\bar{\nu}_\mu$, mostradas nas figuras 4.3 e 4.4, respectivamente. Ambas seqüências de decaimentos apresentam boa reconstrução, por não haver necessidade de aproximações nos cálculos que determinam os vértices. É possível notar também que, devido ao procedimento de reconstrução, a coordenada z do vértice do Ξ^0 é melhor recons-

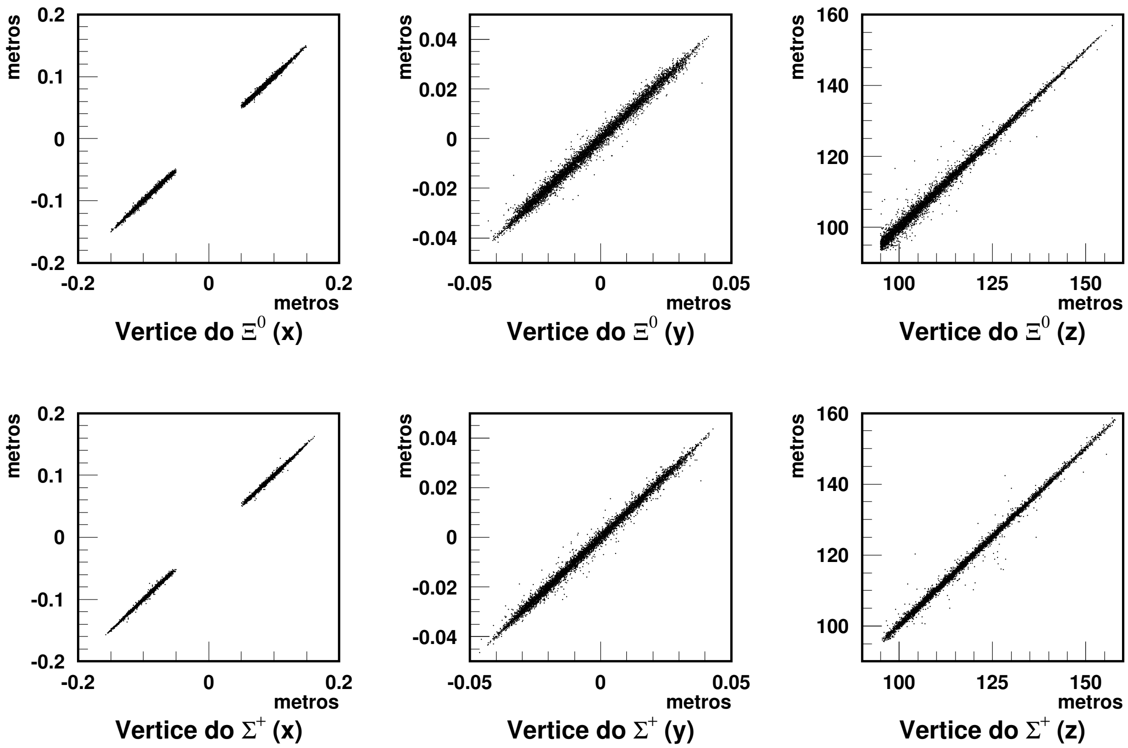

Figura 4.2: Vértices em x, y e z do Ξ^0 e do Σ^+ para eventos de $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ – valores reconstruídos versus gerados.

truída nestes dois modos vindos do decaimento $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$ que nos modos $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ e $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$.

Para o decaimento $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$ seguido de $\Lambda \to p\mu^-\bar{\nu}_\mu$, o fato de não detectarmos o antineutrino, não acarreta em prejuízo de reconstrução topológica. Como o vértice de decaimento do Λ, que emite o antineutrino, produz duas trajetórias carregadas (do próton e do múon), ele pode ser reconstruído facilmente da mesma forma que o vértice do decaimento $\Lambda \to p\pi^-$.

A análise da reconstrução dos vértices do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^0\gamma$, seguido de $\Sigma^0 \to \Lambda\gamma$ e $\Lambda \to p\pi^-$, está mostrada na figura 4.5. Os vértices reconstruídos são do Ξ^0 (o mesmo do Σ^0) e do Λ. Como descrevemos no capítulo 3, o vértice do Ξ^0 envolve o cálculo de maior

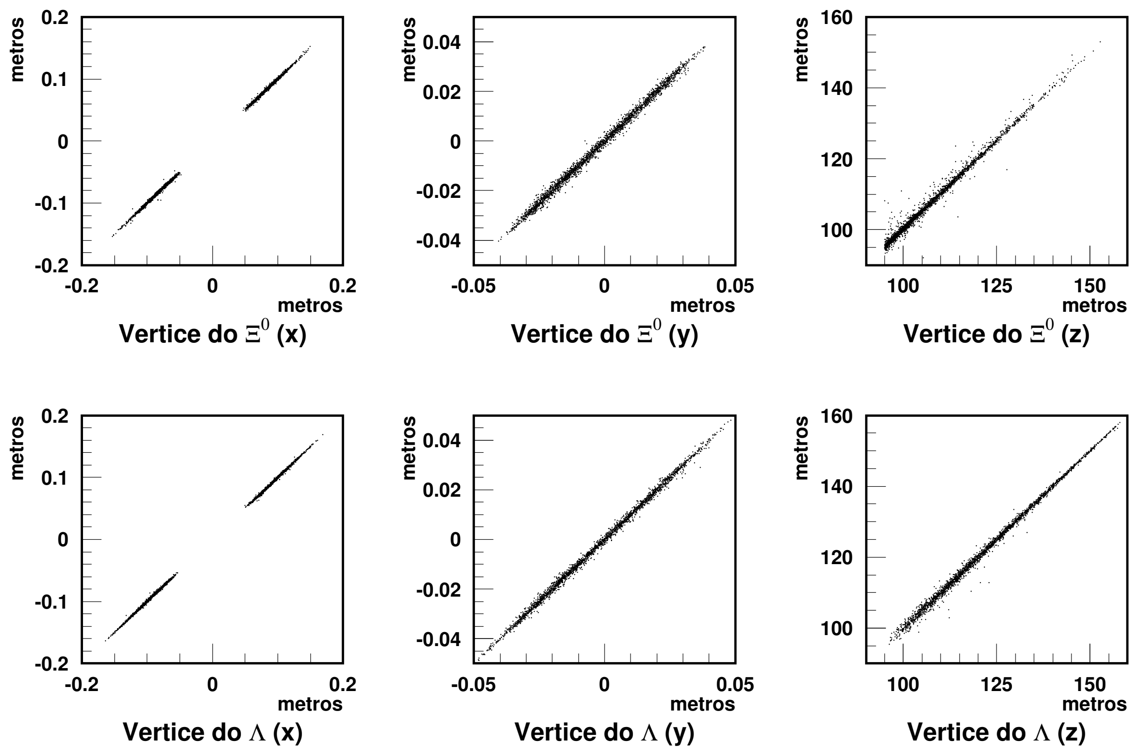

Figura 4.3: Vértices em x, y e z do Ξ^0 e do Λ para eventos de $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$ onde $\Lambda \to p\pi^-$ – valores reconstruídos versus gerados.

aproximação entre as trajetórias do Λ e do próprio Ξ^0, resultando em perda de qualidade de reconstrução quando comparado com o vértice do Λ. Este efeito pode ser facilmente verificado pela observação da coordenada z de ambos os vértices da figura 4.5.

Por fim, mostramos a qualidade de reconstrução do único vértice de decaimento envolvido no modo $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$ (figura 4.6). Por utilizarmos as duas trajetórias carregadas (π^+ e π^-) para determinar a posição do referido vértice, não há dificuldade alguma de reconstrução topológica para este decaimento. É interessante notar que, apesar da reconstrução deste vértice não envolver um cálculo aproximado, os eventos que decaem no início da região de decaimento têm resolução menor na posição longitudinal (coordenada z). Este fato corrobora o argumento de haver maior dificuldade em reconstruir

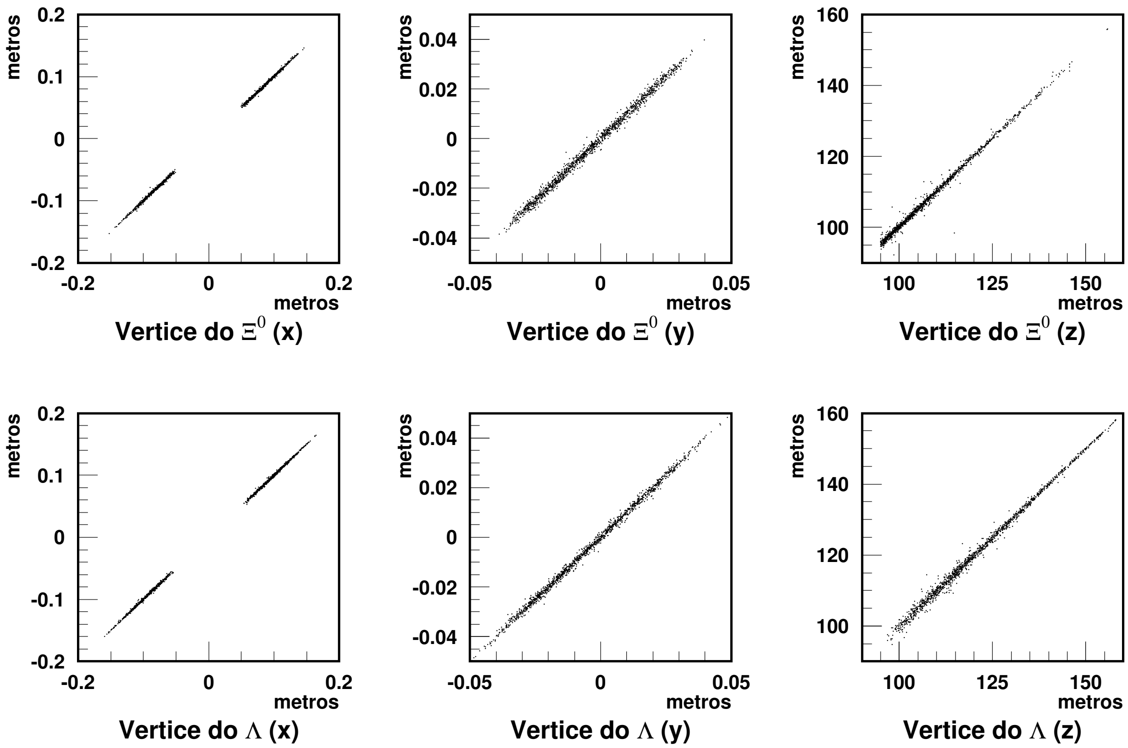

Figura 4.4: Vértices em x, y e z do Ξ^0 e do Λ para eventos de $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$ onde $\Lambda \to p\mu^-\bar{\nu}_\mu$ – valores reconstruídos versus gerados.

vértices distantes dos detectores, independentemente do procedimento de reconstrução utilizado.

Podemos aprofundar a investigação deste decaimento e comparar a coordenada z (ou posição longitudinal) do vértice do K_L reconstruída por duas formas distintas – a primeira, utilizando as trajetórias dos dois píons carregados ($Z_{\pi^+\pi^-}$); e a segunda, utilizando o cálculo do vértice de decaimento do π^0 (Z_{π^0}), descrito no Apêndice A. A figura 4.7 faz esta comparação e apresenta um leve, porém nítido, deslocamento da distribuição com relação à diagonal do gráfico, manifestando que a variável Z_{π^0} é reconstruída com valor menor que $Z_{\pi^+\pi^-}$, por envolver um cálculo aproximado. Obviamente, optamos por usar a melhor reconstrução de $Z_{\pi^+\pi^-}$ para reconstruirmos todas as outras

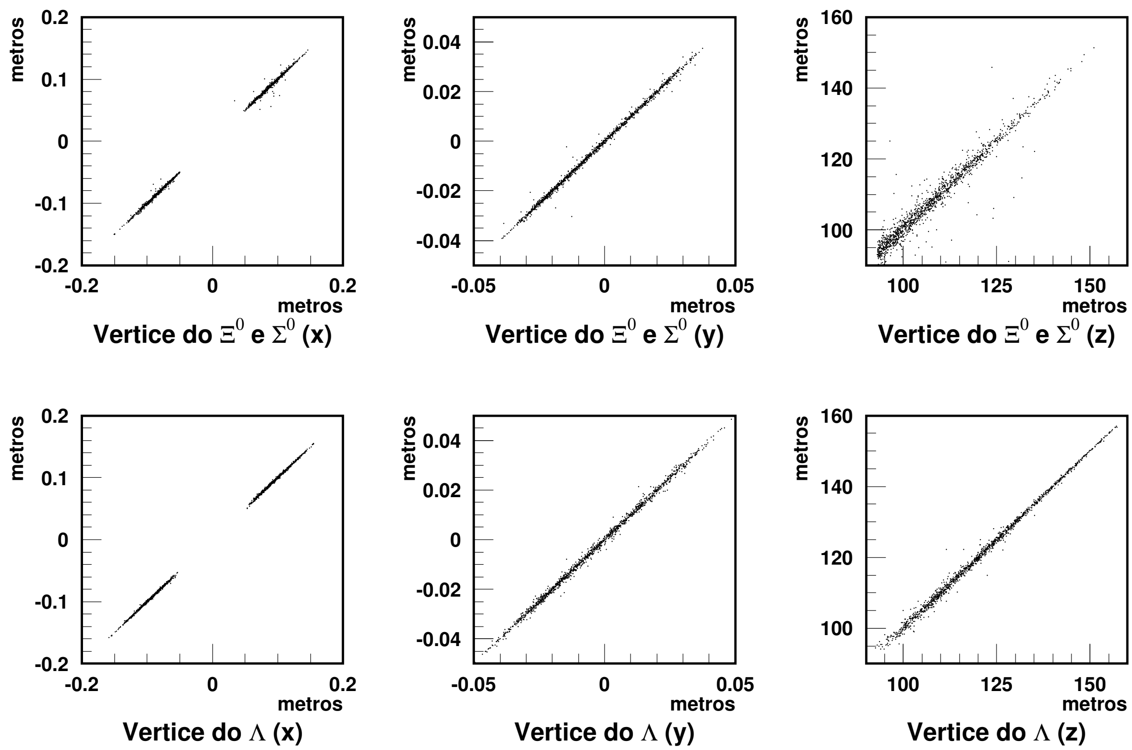

Figura 4.5: Vértices em x, y e z do Ξ^0 (Σ^0) e do Λ para eventos de $\Xi^0 \to \Sigma^0\gamma$ – valores reconstruídos versus gerados.

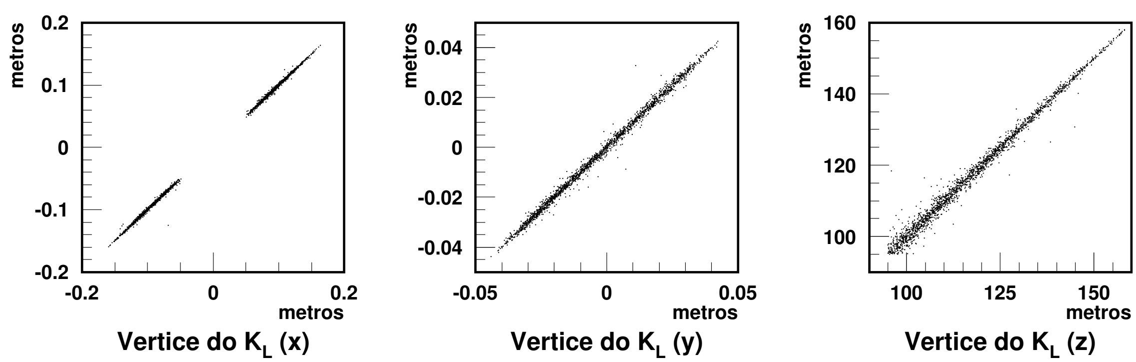

Figura 4.6: Vértices em x, y e z do K_L para eventos de $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$ – valores reconstruídos versus gerados.

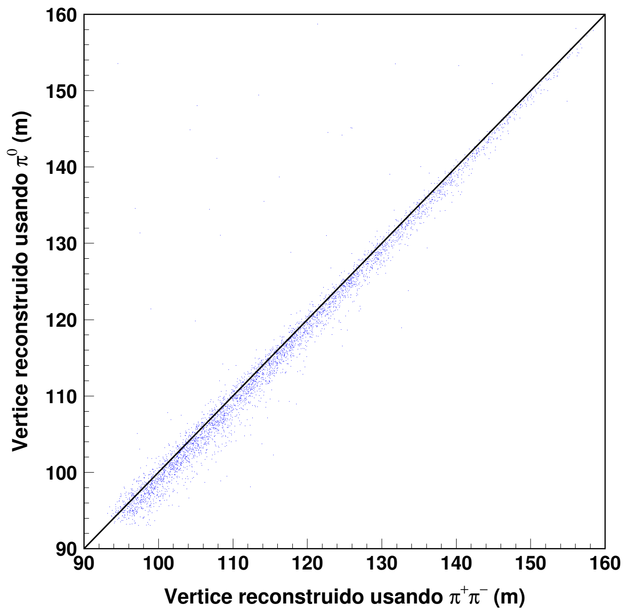

Figura 4.7: Vértice em z do K_L reconstruído por $\pi^+\pi^-$ versus por π^0 para eventos de $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$.

variáveis que dependem deste vértice.

Concluímos, a partir deste estudo, que o código de análise consegue reconstruir adequadamente todos os vértices dos eventos gerados por simulação de Monte Carlo. Ou seja, o código elaborado espelha o Monte Carlo quanto à reconstrução topológica destes decaimentos.

4.2 Reconstrução dos Momentos

Uma boa reconstrução do momento das partículas é, obviamente, de fundamental importância por refletir a cinemática dos decaimentos. Comparamos aqui o momento reconstruído com o valor utilizado na geração dos eventos pela simulação de Monte Carlo. São investigados o decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ e os dois modos de normalização, $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ e $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$ seguido de $\Lambda \to p\pi^-$.

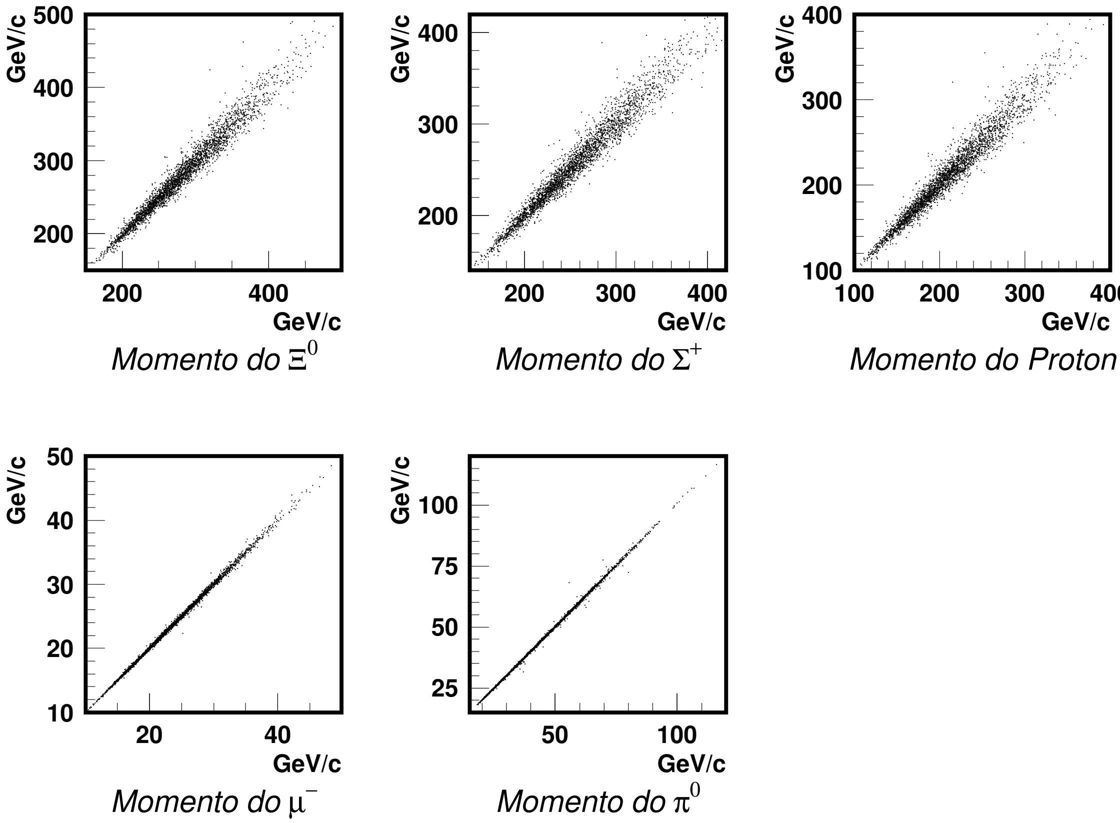

Figura 4.8: Momento do Ξ^0, Σ^+, p, μ^- e π^0 para eventos de $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ – valores reconstruídos versus gerados.

O decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ requer a reconstrução do momento de cinco partículas – Ξ^0, Σ^+, próton, múon e π^0. A qualidade de reconstrução destes momentos pode ser vista na figura 4.8. Todos os gráficos apresentam boa reconstrução do momento, com a distribuição dos eventos na diagonal principal.

Podemos observar nesta figura que, principalmente para os bárions (Ξ^0, Σ^+ e próton), a resolução na reconstrução diminui para eventos com maior valor de momento. Tal fenômeno se deve ao fato de que as trajetórias de partículas mais energéticas defletem menos no espectrômetro que as partículas menos energéticas. Conseqüentemente, suas

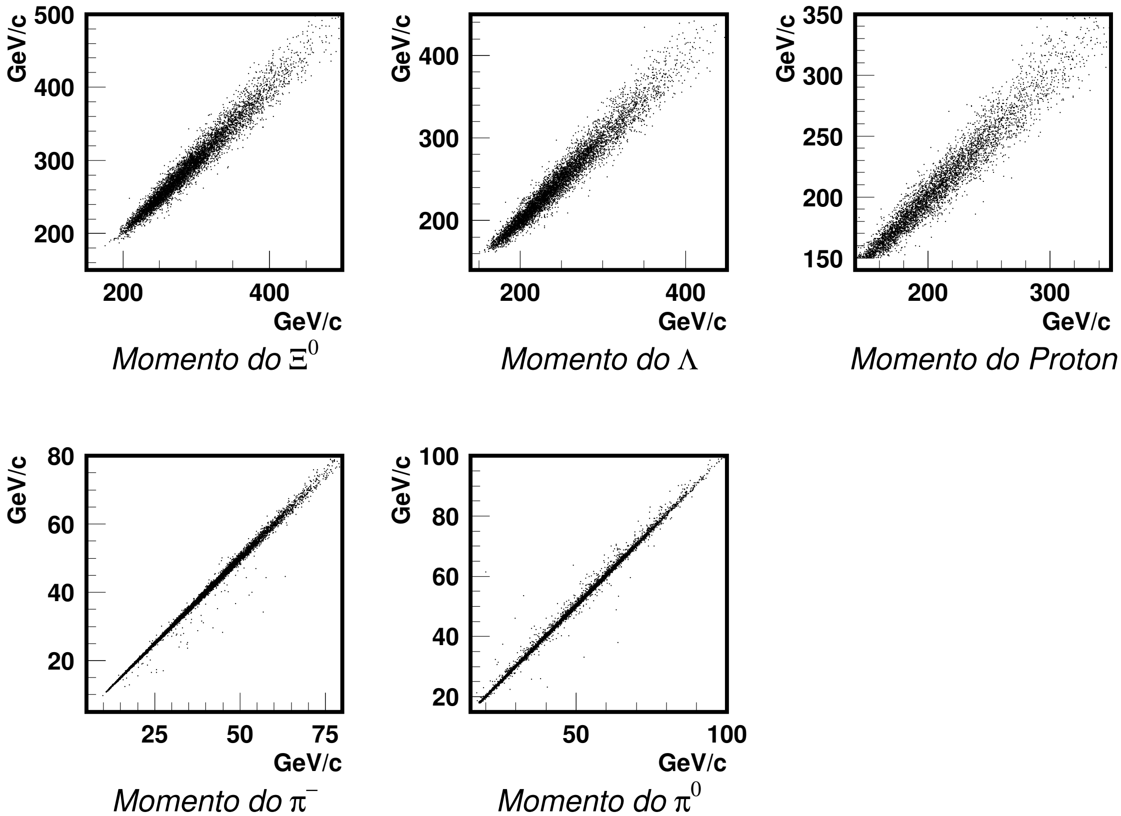

Figura 4.9: Momento do Ξ^0, Λ, p, π^- e π^0 para eventos de $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$ onde $\Lambda \to p\pi^-$ – valores reconstruídos versus gerados.

trajetórias (detectadas pelas câmaras de arrasto) geram pequenos ângulos de deflexão, o que leva a uma dificuldade maior na reconstrução e a uma inevitável perda de resolução. Obviamente, este efeito não se manifesta no momento do π^0, pois sua reconstrução depende da energia dos fótons no calorímetro.

Para o modo de decaimento $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$ seguido de $\Lambda \to p\pi^-$, a análise comparativa entre momento reconstruído e gerado de todas as partículas envolvidas (Ξ^0, Λ, próton, π^- e π^0), pode ser vista na figura 4.9, com muito boa concordância em todos os casos.

A análise da qualidade de reconstrução das partículas do modo $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ encontra-se na figura 4.10. Aqui, também existe concordância entre momento reconstruído e

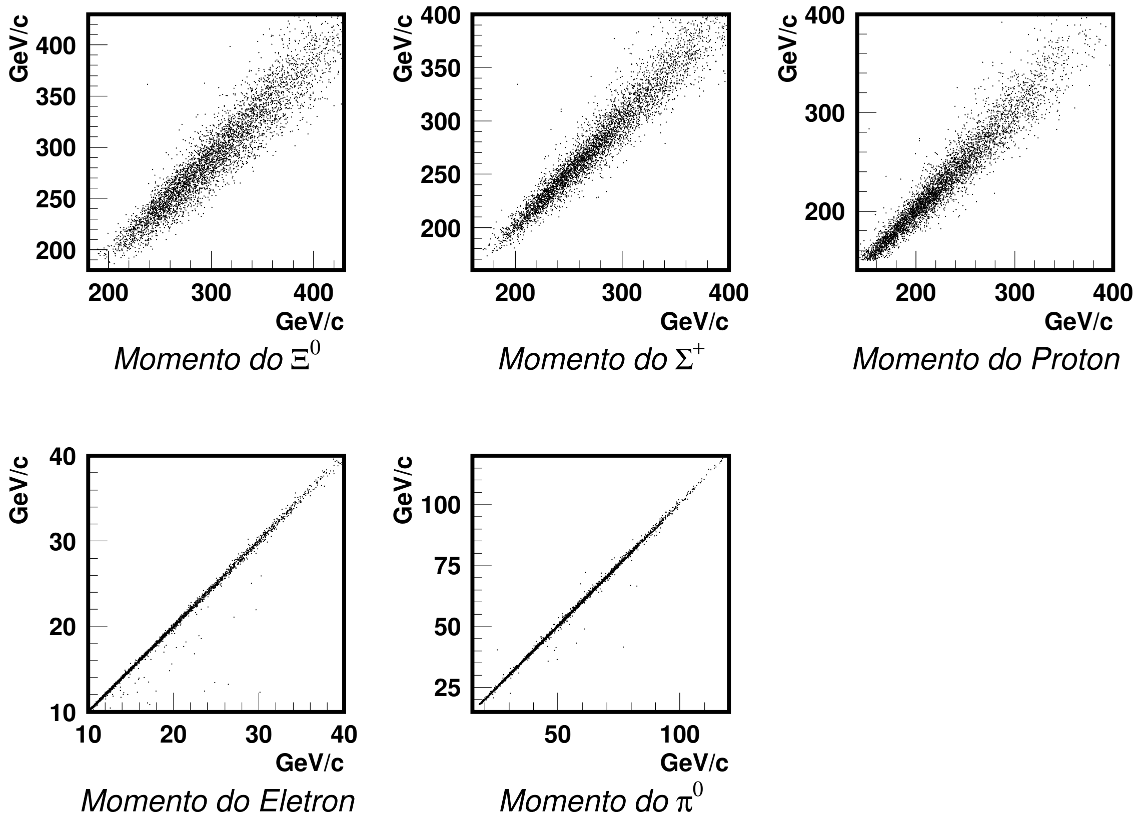

Figura 4.10: Momento do Ξ^0, Σ^+, p, e^- e π^0 para eventos de $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ – valores reconstruídos versus gerados.

gerado das partículas Σ^+, próton, elétron e π^0, mas não para o momento do Ξ^0, na qual a distribuição dos eventos está deslocada da diagonal principal do gráfico.

A figura 4.11 mostra novamente esta distribuição dos eventos para o momento do Ξ^0 (modo $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$), em uma escala maior e traçando uma reta na direção em torno da qual os eventos deveriam estar distribuídos. Como os valores de momento gerados estão no eixo x e os reconstruídos no eixo y, observamos que a maior parte dos eventos é reconstruída com valor de momento menor que o usado para gerá-los.

Uma observação importante a ser feita é que para os decaimentos $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ e $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$, usamos a expressão "momento do Ξ^0" e "massa invariante do Ξ^0"

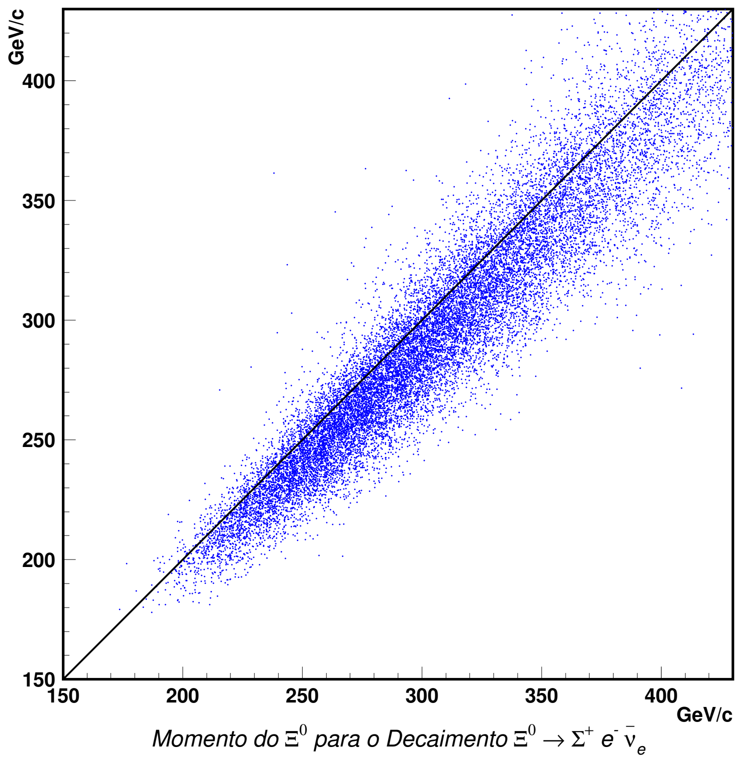

Figura 4.11: Momento do Ξ^0 reconstruído versus gerado para eventos do modo $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$.

mas, na verdade, não podemos reconstruir completamente estas variáveis devido a não detecção da energia do antineutrino. Para o modo $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$, este fato não é crucial, resultando em boa concordância entre os valores reconstruídos e gerados do momento do Ξ^0. Já para o modo $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$, a energia faltante do antineutrino é bastante considerável.

É possível compreender este efeito se pensarmos que no sistema de repouso do Ξ^0, a energia máxima liberada para o antineutrino é ~20 MeV no modo $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ e ~125 MeV no modo $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$. Esta diferença permite que o antineutrino eletrônico tenha mais energia que o muônico (cerca de 6 vezes mais). Como perdemos essa energia no experimento, a reconstrução do Ξ^0 para o modo $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ é mais afetada.

Podemos visualizar esta análise ao compararmos a reconstrução do momento do Ξ^0 (ou momento total) nos decaimentos $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda{\to}p\pi^-)$, $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ e $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ mostrada na figura 4.12. Aqui, apresentamos a sobreposição e a razão das distribuições dos valores reconstruídos e gerados (Monte Carlo) para cada decaimento. Este tipo de gráfico nos permite analisar o efeito em maior profundidade que os gráficos das variáveis reconstruídas versus geradas.

Pela análise da figura 4.12, confirmamos que a reconstrução do decaimento $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$ é excelente e que, para o decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, o valor reconstruído é sempre menor que o gerado, porém a pequena inclinação da razão entre eles mostra que a discrepância não é relevante. Já para o decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$, a diferença é considerável, apesar de não representar um sinal de má reconstrução, mas apenas uma limitação intrínseca deste modo no experimento.

Em suma, esta análise mostra que a reconstrução do momento das partículas é bastante satisfatória, por apresentar boa concordância com os valores gerados por Monte Carlo. Mostra também que compreendemos perfeitamente a física por trás da reconstrução cinemática de cada decaimento.

4.3 Reconstrução das Massas

A reconstrução da massa invariante de uma partícula é bastante expressiva por depender da reconstrução de outras variáveis, tais como os vértices de decaimento e o momento das partículas-filhas. A análise que permite verificar a qualidade da reconstrução da massa de uma determinada partícula compara a distribuição dos valores reconstruídos com o valor da massa retirado da Ref.[6], utilizado no processo de geração dos eventos.

A seguir, apresentamos a reconstrução da massa invariante das partículas de alguns modos de decaimentos e verificamos a qualidade da reconstrução. A tabela 4.1 relaciona cada massa invariante reconstruída com seu estado final de detecção, modo de decaimento e respectiva figura. Mostramos também, para a maioria das massas, uma curva gaussiana que não representa uma tentativa de ajuste das distribuições, servindo ape-

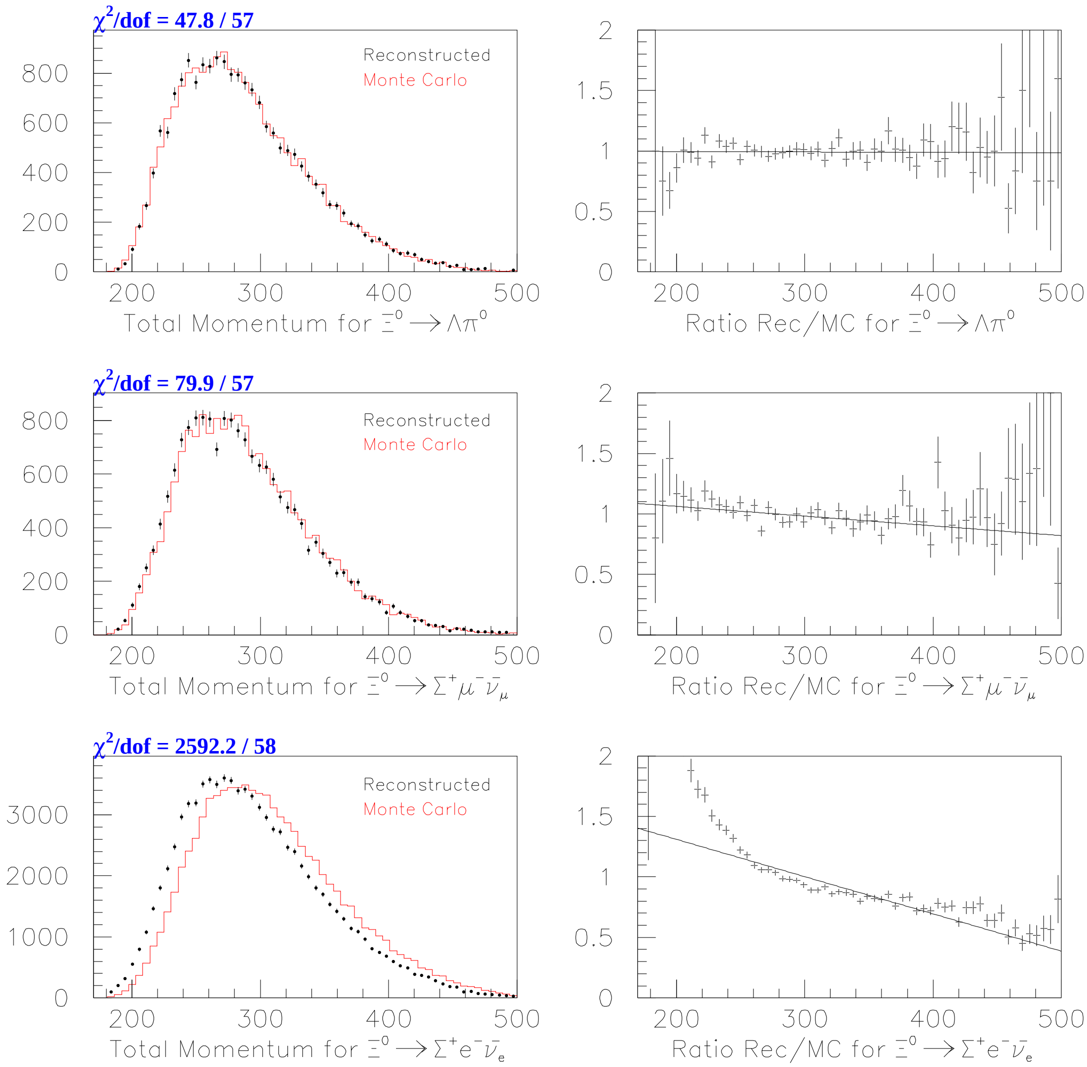

Figura 4.12: Sobreposição do momento total reconstruído e gerado (esquerda); e a respectiva razão entre eles (direita) para os decaimentos $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$, $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ e $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$.

nas como uma referência grosseira que nos permite observar o comportamento destas distribuições.

Massa	**Estado**	**Decaimento**	**Figura**
Σ^+	$p\pi^0$	$\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$	4.13
Σ^+	$p\pi^0$	$\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$	4.14
Λ	$p\pi^-$	$\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$	4.15
Σ^0	$p\pi^-\gamma$	$\Xi^0 \to \Sigma^0\gamma$	4.16
Ξ^0	$p\pi^-\pi^0$	$\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$	4.17
Ξ^0	$p\pi^0\mu^-$	$\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$	4.18
Ξ^0	$p\pi^0e^-$	$\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$	4.19
Ξ^0	$p\pi^-\gamma\gamma$	$\Xi^0 \to \Sigma^0\gamma$	4.20

Tabela 4.1: Massas invariantes reconstruídas com os respectivos estados finais de detecção, modos de decaimento e referências às figuras.

Nas figuras 4.13 e 4.14, podemos observar a massa reconstruída do Σ^+ (ou $p\pi^0$) de eventos gerados por Monte Carlo dos modos $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ e $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$, respectivamente. Em ambos os casos, as massas estão muito bem reconstruídas, centradas em 1,189 GeV/c^2, que é o valor da massa usado pelo Monte Carlo.

As figuras 4.15 e 4.16 mostram a distribuição da massa reconstruída do Λ (ou $p\pi^-$) e do Σ^0 (ou $p\pi^-\gamma$) de eventos do modo $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$ seguido de $\Lambda \to p\pi^-$ e do modo $\Xi^0 \to \Sigma^0\gamma$, respectivamente. A primeira distribuição está centrada em 1,116 GeV/c^2 e a outra em 1,193 GeV/c^2, mostrando boa concordância com os valores retirados da Ref.[6].

Analisamos também a distribuição de massa do Ξ^0 para eventos de quatro modos diferentes, $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda\to p\pi^-)$, $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ e $\Xi^0 \to \Sigma^0\gamma$, mostradas nas figuras 4.17, 4.18, 4.19 e 4.20. Podemos observar que os modos $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda\to p\pi^-)$ e $\Xi^0 \to \Sigma^0\gamma$ apresentam excelente reconstrução da massa do Ξ^0, com valores centrados em 1,316 GeV/c^2 (a reconstrução destes dois modos é completa).

Por outro lado, observamos mais uma vez o efeito de não detectarmos o antineutrino, o que causa uma reconstrução incompleta do Ξ^0 em ambos decaimentos semileptônicos. O valor médio da distribuição do modo $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ está em 1,303 GeV/c^2 e do modo $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ está em 1,254 GeV/c^2 (ambos valores menores que a massa do Ξ^0). Verificamos que a reconstrução desta variável é pior para o modo eletrônico que para o modo muônico.

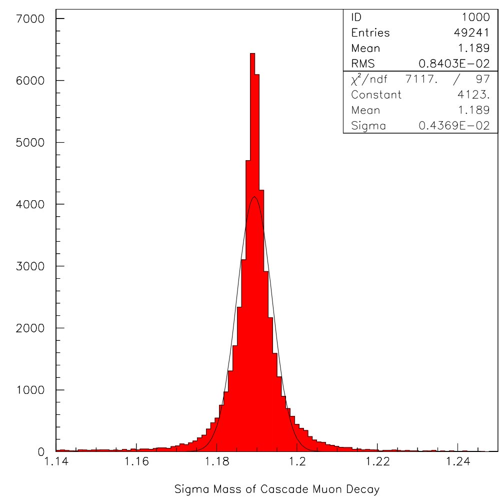

Figura 4.13: Massa invariante do Σ^+ para eventos de $\Xi^0 \to \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$.

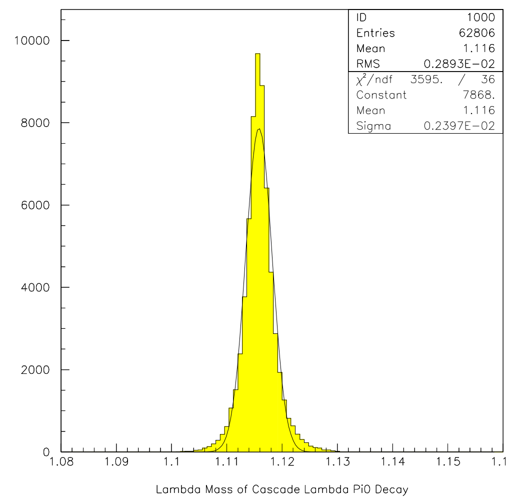

Figura 4.15: Massa invariante do Λ para eventos de $\Xi^0 \to \Lambda \pi^0$

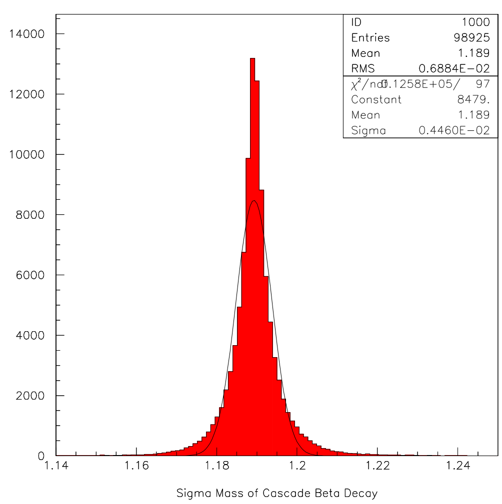

Figura 4.14: Massa invariante do Σ^+ para eventos de $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$

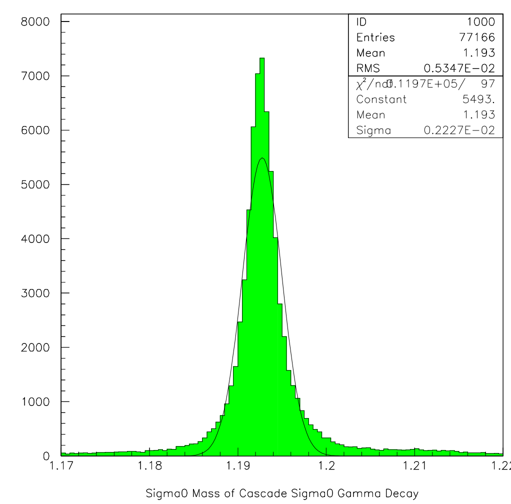

Figura 4.16: Massa invariante do Σ^0 para eventos de $\Xi^0 \to \Sigma^0 \gamma$.

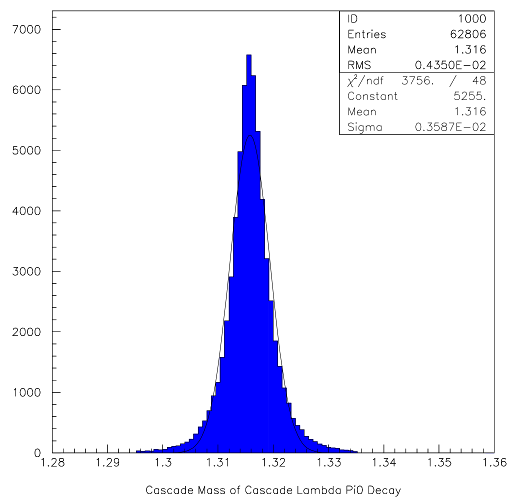

Figura 4.17: Massa invariante do Ξ^0 para eventos de $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$.

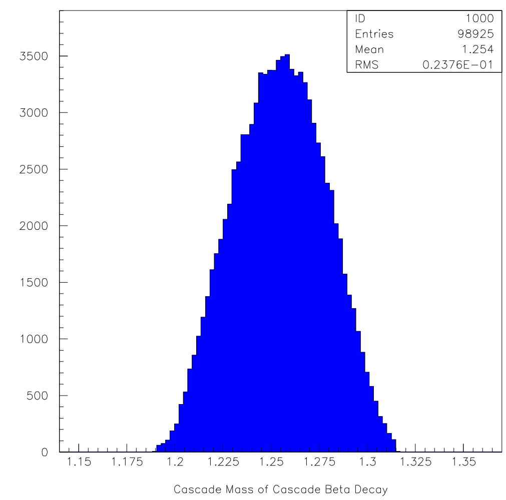

Figura 4.19: Massa invariante do Ξ^0 para eventos de $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$.

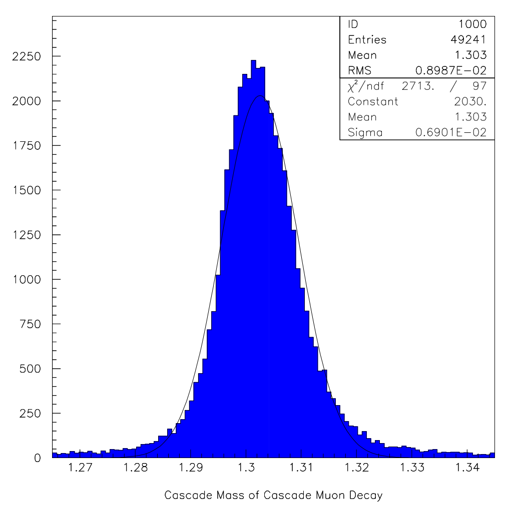

Figura 4.18: Massa invariante do Ξ^0 para eventos de $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$.

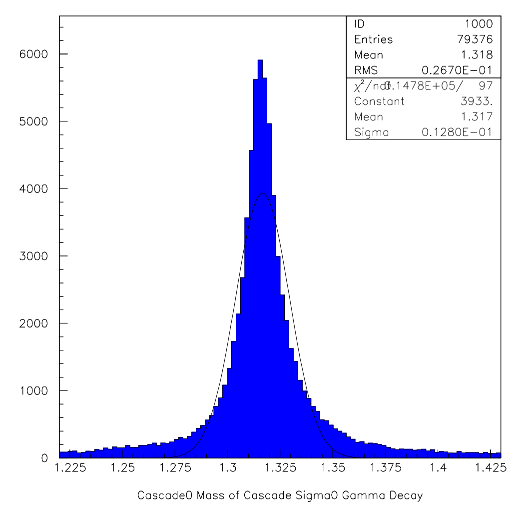

Figura 4.20: Massa invariante do Ξ^0 para eventos de $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0 \gamma$.

Capítulo 5

Análise dos Decaimentos Ruído

Este capítulo descreve a geração de eventos por simulação de Monte Carlo de todos os decaimentos envolvidos nesta análise. Discute, também, os possíveis decaimentos contaminadores (*background decays*) para o modo $\Xi^0 \to \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$, e apresenta o procedimento utilizado para definir os critérios de seleção dos eventos e eliminar todas as fontes de ruído. Estes eventos contaminadores serão aqui denominados "DECAIMENTOS RUÍDO". Por fim, uma análise comparativa dos dados com simulação de Monte Carlo é feita para os dois modos de normalização, no intuito de dar credibilidade aos critérios de seleção e controle de ruído elaborados para estes modos.

5.1 Geração de Eventos

Todos os decaimentos relevantes para esta análise foram estudados por simulação de Monte Carlo [10]. Os eventos destes decaimentos foram gerados usando o pacote denominado "KTeV Monte Carlo" versão 5.05.

No processo de geração, definimos as seguintes características – o modo de decaimento, o número de eventos que desejamos gerar e os limites máximo e mínimo tanto do momento inicial da partícula-mãe quanto da posição do vértice primário. O Monte Carlo gera, então, a partícula com determinado momento e escolhe a posição do vértice de seu decaimento e o momento das partículas-filhas. Caso necessário, as partículas-filhas também podem decair, desde que tenham sido especificados os decaimentos secundários.

Em seguida, simulamos a interação das partículas geradas com o aparato experimental, considerando a eficiência de cada detector, a eficiência geométrica do experimento, possível atividade acidental e o processo de trigger e aquisição de dados. No final da simulação obtemos os eventos que sobreviveram a todo o processo, ou seja, os eventos que foram aceitos. Podemos determinar, assim, a aceitação no nível do trigger de cada modo ao calcularmos a razão entre o número de eventos aceitos e gerados,

$$\frac{N_{aceitos}}{N_{gerados}} = \text{Aceitação}$$

A definição do número de eventos a ser gerado por Monte Carlo de cada decaimento é uma tarefa crucial. Para termos confiança na eficiência dos cortes de seleção para o modo $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, a maioria dos decaimentos considerados ruído foram gerados por Monte Carlo a uma taxa pelo menos 10 vezes maior que a estatística necessária, considerando o nível de contribuição de cada decaimento. Este nível de contribuição é calculado multiplicando a razão de ramificação total da seqüência de decaimentos pelo número da partícula-mãe que entrou no detector do KTeV durante o período de tomada de dados (*1999*). A seguir, mostramos um exemplo deste cálculo para um dos modos de decaimento considerados ruído.

Nível de Contribuição

O cálculo do nível de contribuição de um decaimento ruído é feito para o modo $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$, seguido de $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ e $\Lambda \rightarrow p\pi^-$. A razão de ramificação total para esta seqüência é:

$$\begin{aligned}
BR_{total} &= BR_{\Xi^0\rightarrow\Sigma^0\gamma(\Sigma^0\rightarrow\Lambda\gamma(\Lambda\rightarrow p\pi^-))} \\
&= BR_{\Xi^0\rightarrow\Sigma^0\gamma} \times BR_{\Sigma^0\rightarrow\Lambda\gamma} \times BR_{\Lambda\rightarrow p\pi^-} \\
&= 2{,}13 \times 10^{-3}
\end{aligned}$$

Como o número de cascata neutro (N_{Ξ^0}) em todo experimento E799_99 é cerca de 3×10^8, o número de eventos ocorridos deste decaimento é

$$\begin{aligned} N_{\Xi^0 \to \Sigma^0 \gamma(\Sigma^0 \to \Lambda\gamma(\Lambda \to p\pi^-))} &= N_{\Xi^0} \times BR_{total} \\ &= 6{,}4 \times 10^5 \end{aligned}$$

Este não é o número de eventos que esperamos detectar, já que não estamos considerando sua aceitação. Representa apenas que cerca de $6{,}4 \times 10^5$ eventos deste modo ocorreram no experimento. Como queremos gerar por Monte Carlo pelo menos 10 vezes este número

$$\frac{N_{Gerado}}{N_{Ocorridos}} \geq 10$$

então, para este decaimento, decidimos gerar $6{,}5 \times 10^6$ eventos.

5.2 Decaimentos Ruído

Um importante passo na tentativa de observar um modo de decaimento qualquer é identificar, cuidadosamente, todas as possíveis fontes de ruído, considerando os estados finais de detecção, inevitáveis atividades acidentais e ineficiências experimentais.

Apresentamos na tabela 5.1 uma lista dos possíveis decaimentos ruído para o modo $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, com suas respectivas razões de ramificação total e número de eventos no experimento, durante todo o período de aquisição de dados. Ainda nesta seção discutiremos sobre cada um dos decaimentos ruído e sobre os motivos que os fazem sê-lo.

Podemos perceber por esta tabela que os decaimentos (i) $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda \to p\pi^-)$, (ii) $\Lambda \to p\pi^-$ e (iii) $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$, possuem os maiores números de eventos (destacados em negrito) dentre os decaimentos ruído. Para estes três modos, seria necessário muito tempo e capacidade computacional para gerar 10 vezes a estatística necessária ou até mesmo o número exato de seus eventos. Geramos apenas uma amostra de eventos de cada um deles para encontrar a aceitação (no caso do $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda \to p\pi^-)$) e para estudar o critério de seleção no intuito de eliminá-los.

Modo de Decaimento	$\mathrm{BR}_{\mathbf{total}}$	Número de Eventos[a]
Cascata		
$\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda\to p\pi^-)$	0,64	$\mathbf{1{,}9 \times 10^8}$
$\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda\to p\mu\bar{\nu})$	$1{,}56 \times 10^{-4}$	$4{,}7 \times 10^4$
$\Xi^0 \to \Sigma^0\gamma$	$2{,}13 \times 10^{-3}$	$6{,}4 \times 10^5$
$\Xi^0 \to \Lambda\gamma$	$7{,}54 \times 10^{-4}$	$2{,}3 \times 10^5$
$\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$	$1{,}39 \times 10^{-4}$	$4{,}2 \times 10^4$
Lambda		
$\Lambda \to p\pi^-$	0,64	$\mathbf{1{,}9 \times 10^9}$
$\Lambda \to p\mu^-\bar{\nu}_\mu$	$1{,}57 \times 10^{-4}$	$4{,}7 \times 10^5$
$\Lambda \to pe\bar{\nu}_e$	$8{,}32 \times 10^{-4}$	$2{,}5 \times 10^6$
Káon		
$K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$	0,12	$\mathbf{1{,}9 \times 10^{10}}$
$K_L \to \pi^0\pi^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$	$< 10^{-5}$	$1{,}5 \times 10^6$

[a] Consideramos $N_{\Xi^0} = 3\times 10^8$ e a proporção $(N_{K_L}:N_\Lambda:N_{\Xi^0}) = (500:10:1)$, (Ref. [10]).

Tabela 5.1: Possíveis decaimentos ruído, razões de ramificação total e números de eventos ocorrendo no experimento.

Além dos decaimentos ruído (incluídos os dois modos de normalização) também geramos um milhão de eventos do modo do sinal ($\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$) para as análises de reconstrução, aceitação e definição do critério de seleção dos eventos. A tabela 5.2 faz um sumário do número de eventos gerados, da aceitação no nível do trigger e da razão entre número de eventos gerados e o número de eventos ocorridos no experimento, de cada um dos modos de decaimento.

A aceitação de todos os decaimentos do Ξ^0 é maior que a aceitação dos decaimentos do Λ e do K_L, tal como se poderia esperar, já que estamos usando um trigger destinado aos decaimentos do híperon Ξ^0. A aceitação de 14,52% para o decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$

Modo de Decaimento	Eventos Gerados	Aceitação (%)	Gerados/Ocorridos
Cascata			
$\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ (SINAL)	10^6	14,52	-
$\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda{\to}p\pi^-)$	10^6	23,89	-
$\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda{\to}p\mu\bar{\nu})$	10^6	18,31	21
$\Xi^0 \to \Sigma^0\gamma$	$6{,}5 \times 10^6$	23,96	10
$\Xi^0 \to \Lambda\gamma$	$2{,}3 \times 10^6$	13,49	10
$\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$	2×10^6	17,47	48
Lambda			
$\Lambda \to p\pi^-$	10^6	0,57	-
$\Lambda \to p\mu^-\bar{\nu}_\mu$	$4{,}5 \times 10^6$	0,20	11
$\Lambda \to pe\bar{\nu}_e$	$12{,}5 \times 10^6$	0,88	5
Káon			
$K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$	100×10^6	0,05	-
$K_L \to \pi^0\pi^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$	15×10^6	0,27	10

Tabela 5.2: Número de eventos, aceitação no nível do trigger e razão entre número de eventos gerados e ocorridos, dos modos estudados por Monte Carlo.

significa que dentre 1 milhão de eventos gerados, cerca de 145200 eventos foram aceitos pelo sistema de trigger.

A baixa aceitação dos decaimentos do Λ se devem à necessidade de dois fótons acidentais. Podemos recordar que um dos elementos do nível 1 do trigger de híperons rejeita eventos com energia total no calorímetro menor que 18 GeV, o que reduz muito a aceitação destes modos. Os decaimentos do K_L também apresentam baixa aceitação no nível do trigger pois, em ambos os modos, o π^+ deve ser confundido com um próton e para isso deve ter alto valor de momento para sobreviver aos requisitos do trigger. O decaimento $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$ possui uma aceitação menor que a do modo $K_L \to \pi^0\pi^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, devido à rejeição de atividade hadrônica (gerada pelo π^-) incluída no trigger.

Quanto à razão entre número de eventos gerados e ocorridos (mostrada na tabela 5.2), não apresentamos um valor para o modo $\Xi^0 \to \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ por não sabermos o número de eventos ocorridos no experimento (esta é uma das questões que esta análise se propõe a responder). Também não listamos o valor desta razão para os modos que o método de Monte Carlo se mostra inviável para controle de ruído. A seguir, discutiremos o procedimento de como eliminar cada um dos decaimentos ruído.

5.2.1 Fonte de Ruídos do Ξ^0

Apresentamos, inicialmente, os decaimentos ruído vindos do Ξ^0, na seguinte ordem: (i) $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$, (ii) $\Xi^0 \to \Lambda \pi^0 (\Lambda \to p \pi^-)$, (iii) $\Xi^0 \to \Lambda \pi^0 (\Lambda \to p \mu^- \bar{\nu}_\mu)$, (iv) $\Xi^0 \to \Sigma^0 \gamma$ e (v) $\Xi^0 \to \Lambda \gamma$. É importante observar que não existem decaimentos de dois corpos contendo Σ^+ e μ^- no estado final, tal como um decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+ \pi^-$ onde $\pi^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu$, o que iria prejudicar a reconstrução e a observação do modo $\Xi^0 \to \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$.

$\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$

Por este decaimento ser um dos modos de normalização usados na presente análise, ele foi reconstruído em grande detalhe, o que nos permitiu utilizar de várias variáveis para definir cortes de seleção eficientes. Porém, não podemos implementar cortes em variáveis topológicas, já que este modo possui a mesma estrutura de vértices do modo $\Xi^0 \to \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$. Utilizamos, assim, o fato de que o seu estado final de detecção $[pe^- \gamma\gamma]$ se distingue do estado do sinal, pela presença do elétron no lugar do múon, nos permitindo implementar cortes em variáveis de identificação da partícula negativa.

Um corte de seleção bastante eficiente é exigir sinais no sistema de múons para o modo $\Xi^0 \to \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$. Em geral, um elétron deposita toda sua energia no calorímetro e não alcança o sistema de múons, tal como discutido no capítulo 3. Ainda, como critério de seleção, utilizamos a diferença da energia depositada no calorímetro pelo elétron e pelo múon e, também, suas respectivas razões E/p (energia sobre momento), como características para eliminar o ruído vindo do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$.

Foram gerados cerca de 48 vezes o número de eventos de $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ ocorridos no experimento, com o intuito de certificarmos que este modo foi realmente eliminado pelos cortes. Supondo que se 20 eventos não forem eliminados após aplicarmos os cortes, então, estimaremos uma contribuição de ruído de 20/48 ou 0,42 evento proveniente deste modo.

$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ seguido de $\Lambda \rightarrow p\pi^-$

Este é o outro modo de normalização em nossa análise do decaimento $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$. Sua investigação tem início ao perceber que a estrutura de vértices é bastante diferente do sinal, possibilitando cortes topológicos bastante eficientes.

Outra variável extremamente necessária para eliminar grande parte dos eventos deste decaimento é a massa invariante do $p\pi^0$. Esta variável reconstrói a massa do Σ^+ para o modo $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ e, por outro lado, não tem sentido algum para o modo $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$, pelo fato de que o próton e o π^0 não vêm do mesmo vértice. Porém, o número de eventos de $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ é extremamente grande e para muitos eventos a reconstrução da massa invariante do $p\pi^0$ coincide com o valor da massa do Σ^+. Ou seja, ainda precisamos de outros métodos para eliminar os eventos que sobreviverem aos cortes topológicos e da massa invariante.

Podemos usar o fato de a partícula negativa deste modo (π^-) ser diferente da encontrada no modo $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$. Entretanto, existem duas situações que devem ser consideradas e que se mostraram muito relevantes: a primeira se deve à possibilidade do π^- decair em $\mu^- \bar{\nu}_\mu$; e a segunda à possibilidade não nula do píon atravessar os filtros do sistema de múons e atingir os hodoscópios MU2 e MU3 sendo, portanto, confundido com um múon.

Já foi dito que geramos apenas um número pequeno de eventos de $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0(\Lambda \rightarrow p\pi^-)$ por Monte Carlo. O estudo que verifica a eficiência dos cortes na eliminação deste ruído foi feito de forma indireta e será apresentado na discussão da análise dos dados do capítulo 6.

$\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$ seguido de $\Lambda \to p\mu^-\bar{\nu}_\mu$

Existe outra possibilidade de ruído vindo do decaimento $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$, que surge quando o Λ decai no modo semileptônico $p\mu^-\overline{\nu}_\mu$. Esta seqüência de decaimentos tem o mesmo estado final de detecção do modo $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, ou seja $[p\mu^-\gamma\gamma]$, o que dificulta sua eliminação.

Assim, como não podemos utilizar cortes de identificação de partículas para rejeitar os eventos deste decaimento, usamos o fato de o próton e o π^0 não reconstruírem a massa invariante do Σ^+, e o fato de que próton e múon são produzidos pelo mesmo vértice. A razão entre número de eventos gerado e ocorrido deste decaimento é 21, o que nos dará confiança quanto a eliminação deste importante ruído ao analisarmos os dados.

$\Xi^0 \to \Sigma^0\gamma$

O decaimento radiativo $\Xi^0 \to \Sigma^0\gamma$ se torna um ruído muito relevante para o modo $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, quando o Σ^0 decai em $\Lambda\gamma$ (99% das vezes) e quando o Λ decai em $p\pi^-$ (64% das vezes), apresentando o estado final $[p\pi^-\gamma\gamma]$. Porém, os dois fótons não são produzidos por um π^0, e sim pelos decaimentos radiativos $\Xi^0 \to \Sigma^0\gamma$ e $\Sigma^0 \to \Lambda\gamma$.

Tal como apresentado no capítulo 3, na descrição da reconstrução deste decaimento, conseguimos reconstruir satisfatoriamente a massa invariante do Λ e do Σ^0. Estas duas massas se tornam variáveis extremamente úteis para implementarmos cortes. Também utilizamos outros cortes cinemáticos e relacionados a estrutura de vértices para nos certificar de que evento algum escapou do critério de seleção (geramos 10 vezes o número de eventos deste modo).

$\Xi^0 \to \Lambda\gamma$

O outro decaimento radiativo do Ξ^0, o modo $\Xi^0 \to \Lambda\gamma$ seguido do decaimento do Λ em $p\pi^-$, precisa de um fóton acidental para se tornar um ruído para o modo $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, além da necessidade do píon se confundir com um múon. Cortes topológicos, cinemáticos (massa invariante do Λ) e rejeição de atividade acidental são eficientes para eliminar estes eventos. De fato, este modo foi considerado um dos decaimentos ruído desta análise apenas por completeza. Geramos 10 vezes o seu número de eventos para verificarmos a completa eliminação deste modo.

5.2.2 Fonte de Ruídos do Λ

Como já é sabido, os dois únicos híperons neutros produzidos no alvo do KTeV que alcançam a região de decaimento são o Λ e o Ξ^0. O número de Λ é cerca de 10 vezes o número de Ξ^0, o que sugere ser o Λ uma fonte de ruído bastante relevante para os decaimentos de Ξ^0, em particular, para um decaimento raro como o $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$.

Entretanto, todos os modos de decaimento do Λ considerados possíveis fontes de ruído ($\Lambda \to p\pi^-$, $\Lambda \to p\mu^-\bar{\nu}_\mu$ e $\Lambda \to pe\bar{\nu}_e$), precisam de dois fótons acidentais para serem realmente confundidos com o modo $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$. Este fato reduz muito as chances de ruído vindo do Λ. Ademais, os decaimentos $\Lambda \to p\pi^-$ e $\Lambda \to pe\bar{\nu}_e$ precisam de um múon acidental para serem interpretados como sinal, diminuindo ainda mais suas chances de apresentar eventos contaminadores.

Apenas por completeza e para corroborar nossa expectativa de pequena relevância, geramos eventos destes três modos do Λ, mas não respeitamos a estratégia de geração de um número de eventos no mínimo 10 vezes a estatística necessária (ver tabela 5.2).

5.2.3 Fonte de Ruídos do K_L

Existem dois possíveis ruídos provenientes dos káons de vida longa, os decaimentos $K_L \to \pi^0\pi^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ e $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$, ambos descritos a seguir. É de suma importância mencionar que o número de K_L é cerca de 500 vezes o número de Ξ^0, fazendo com que qualquer modo com estado final semelhante ao do $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ se torne muito difícil de ser eliminado (mesmo apresentando estruturas topológicas distintas do sinal).

$K_L \to \pi^0\pi^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$

O decaimento $K_L \to \pi^0\pi^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, também chamado *KMU4*, não teve ainda sua razão de ramificação medida. Existe apenas um limite superior de 10^{-5}. Assim, na presente análise, superestimamos o peso deste decaimento considerando tal limite como sua razão de ramificação e, então, geramos 10 vezes o número de eventos que esperamos ter ocorrido, para checar sua relevância.

Para eliminar os eventos deste modo, são eficientes os cortes de seleção relacionados à estrutura topológica que, uma vez bem reconstruída, se mostra muito fácil de distinguir do modo $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$. Um exemplo de corte cinemático, também usado no processo de eliminação deste decaimento, considera o fato de que, mesmo se o π^+ for confundido com um próton, ao reconstruirmos a massa invariante $p\pi^0$, o valor reconstruído dificilmente irá coincidir com a massa do Σ^+.

$K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$

O decaimento do K_L em $\pi^+\pi^-\pi^0$, o chamado *K3PI*, é um dos mais importantes ruídos desta análise, basicamente porque o número de káons no experimento é extremamente grande. Como mostra a tabela 5.1, seu número de eventos é da ordem de 10^{10}, inviabilizando a análise deste ruído por Monte Carlo.

Apesar disso, adotamos uma estratégia de simular por Monte Carlo apenas a parte relevante da distribuição de káons. Um dos cortes de seleção definido para eliminar este modo de decaimento é usado para rejeitar eventos que apresentem momento do káon reconstruído menor que 150 GeV/c. Assim, como todos os eventos de káons com momento menor que este limite são eliminados, não é necessário gerar eventos nesta faixa de momento.

A idéia se resumiu em gerar 10^6 eventos de $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$ no trigger 2 para obter toda distribuição de momento do káon[1]. Usando este espectro de momento (figura 5.1),

[1] O trigger 2 foi usado porque possui menos requisitos que o trigger 10, permitindo observar melhor a distribuição de momento do káon.

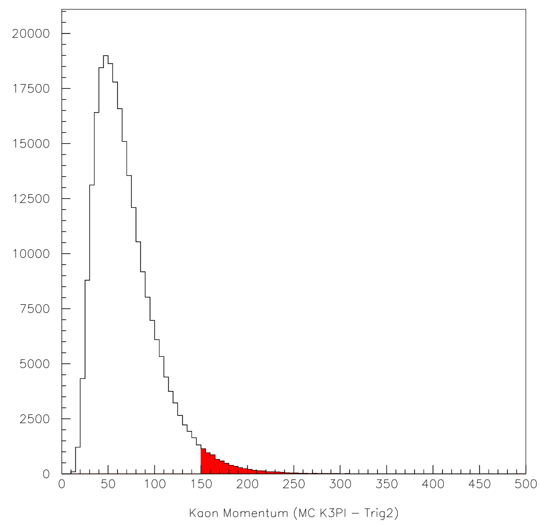

Figura 5.1: Distribuição do momento do K_L; a região em destaque mostra os eventos com momento maior que 150 GeV/c, que representam cerca de 2,82% do total.

calculamos que a fração dos eventos com momento maior que 150 GeV/c é de 2,82%, o que nos permite reduzir o número de eventos a gerar por Monte Carlo de $1{,}9 \times 10^{10}$ para $5{,}4 \times 10^{8}$. Infelizmente, este fator de redução não se mostrou suficiente para resolver o problema computacional e, conseqüentemente, o uso de simulação de Monte Carlo não pôde ser utilizado para verificar a completa eliminação do ruído vindo de $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

Uma solução bastante perspicaz para o problema foi a utilização dos próprios dados para simular este decaimento ruído. Implementamos uma análise de carga contrária nos dados que nos permitiu medir a importância do decaimento $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ como ruído. Esta análise consiste em selecionar eventos com uma partícula negativa altamente energética, satisfazendo os critérios de seleção do próton, e uma partícula positiva com baixo valor de momento, satisfazendo os critérios de identificação do múon. Esta técnica tira proveito da simetria entre π^+ e π^- no decaimento $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (ou seja, usa o fato deste modo ser ruído tanto para o modo $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ quanto para seu equivalente de carga contrária) e da supressão na produção de anti-híperons (observou-se que a taxa de produção de $\overline{\Xi}^0$ é uma ordem de magnitude menor que a taxa de Ξ^0 no alvo do

KTeV) [23].

Em outras palavras, a análise de carga contrária do modo $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, não irá observar eventos de $\overline{\Xi}^0 \rightarrow \overline{\Sigma}^-\mu^+\nu_\mu$ (devido a supressão de $\overline{\Xi}^0$), mas irá encontrar os possíveis ruídos deste modo. Portanto, é uma análise capaz de medir a eficiência dos cortes de seleção para eliminar eventos vindos do decaimento $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

5.3 Análise dos Critérios de Seleção

Para elaborar uma lista de critérios que selecionam um modo de decaimento qualquer, precisamos primeiro escolher uma variável reconstruída e comparar sua distribuição entre este modo e seus decaimentos ruído. Esta variável reconstruída deve poder distinguir os decaimentos devido a diferenças no comportamento de suas distribuições. Em geral, analisamos variáveis que revelem diferenças na topologia ou na cinemática dos decaimentos.

Este procedimento se repete, sendo consideradas quantas variáveis se fizeram necessárias, até que a seleção dos eventos se mostre completa, eficiente e confiável. Tal situação indica que os eventos ruído foram eliminados ou, pelo menos, compreendidos e controlados. O resultado deste procedimento será um conjunto de cortes de seleção na procura pelo decaimento.

Na presente análise, primeiramente construímos o critério de seleção para eventos de $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, levando em conta cada um dos seus possíveis decaimentos ruído. Em seguida, como precisamos selecionar eventos dos modos de normalização $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ e $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0(\Lambda \rightarrow p\pi^-)$, também construímos critérios de seleção para estes modos. Isto significa que, da mesma forma que foi realizado para o modo $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, consideramos os possíveis decaimentos ruído dos modos de normalização e implementamos cortes que os distinguem dos demais[2]. Por fim, implementamos ainda o critério de seleção dos

[2]Não descreveremos a elaboração dos critérios de seleção dos modos de nomalização em detalhe. Apresentaremos apenas o resultado final dos cortes e uma breve discussão será feita na análise que compara dados e Monte Carlo.

eventos com carga contrária do modo $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, uma tarefa que se resume em trocar a carga das partículas nos cortes elaborados.

A seguir, apresentamos o procedimento de definição dos cortes, utilizando algumas poucas variáveis como exemplo, para construir o critério de seleção dos eventos de $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$. Ao final deste procedimento, mostramos os critérios de seleção de cada um dos modos.

5.3.1 Definição dos Cortes

Alguns cortes implementados não são utilizados para distinguir sinal de ruído, mas apenas para garantir boa reconstrução dos eventos selecionados. É o caso de definir limites na posição dos vértices de decaimento reconstruídos. Obviamente, não consideramos vértices definidos fora da região de decaimento do experimento. Assim, parece natural implementar um corte na posição longitudinal não apenas do vértice do Ξ^0 (ou do $\Sigma^+\mu^-$) como também no vértice do Σ^+. Um argumento semelhante visando garantir uma boa estrutura topológica dos eventos, leva a aplicação de cortes nas posições vertical e horizontal do vértice de decaimento primário.

A figura 5.2 mostra a posição horizontal versus longitudinal do vértice do Ξ^0 (visão em y) para eventos de $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ gerados por Monte Carlo. As duas caixas mostram os cortes de seleção definidos para estas duas variáveis, o que vale dizer que os eventos localizados fora das caixas são eliminados. A figura 5.3 apresenta a posição vertical versus longitudinal do vértice do Ξ^0 (visão em x).

Podemos perceber pelas figuras 5.2 e 5.3 que o corte na posição longitudinal do vértice do Ξ^0 que define a região de decaimento (95 m$< Z_{\Xi^0} <$158 m), elimina muitos eventos no início da região (valores entre 90 e 95 m). Isto se deve ao fato de que no processo de geração de Monte Carlo colocamos como limite mínimo uma posição anterior ao início da região de decaimento.

Também apresentamos esta mesma análise, considerando agora o vértice de decaimento do Σ^+, como mostram as figuras 5.4 e 5.5 (visão em y e x, respectivamente).

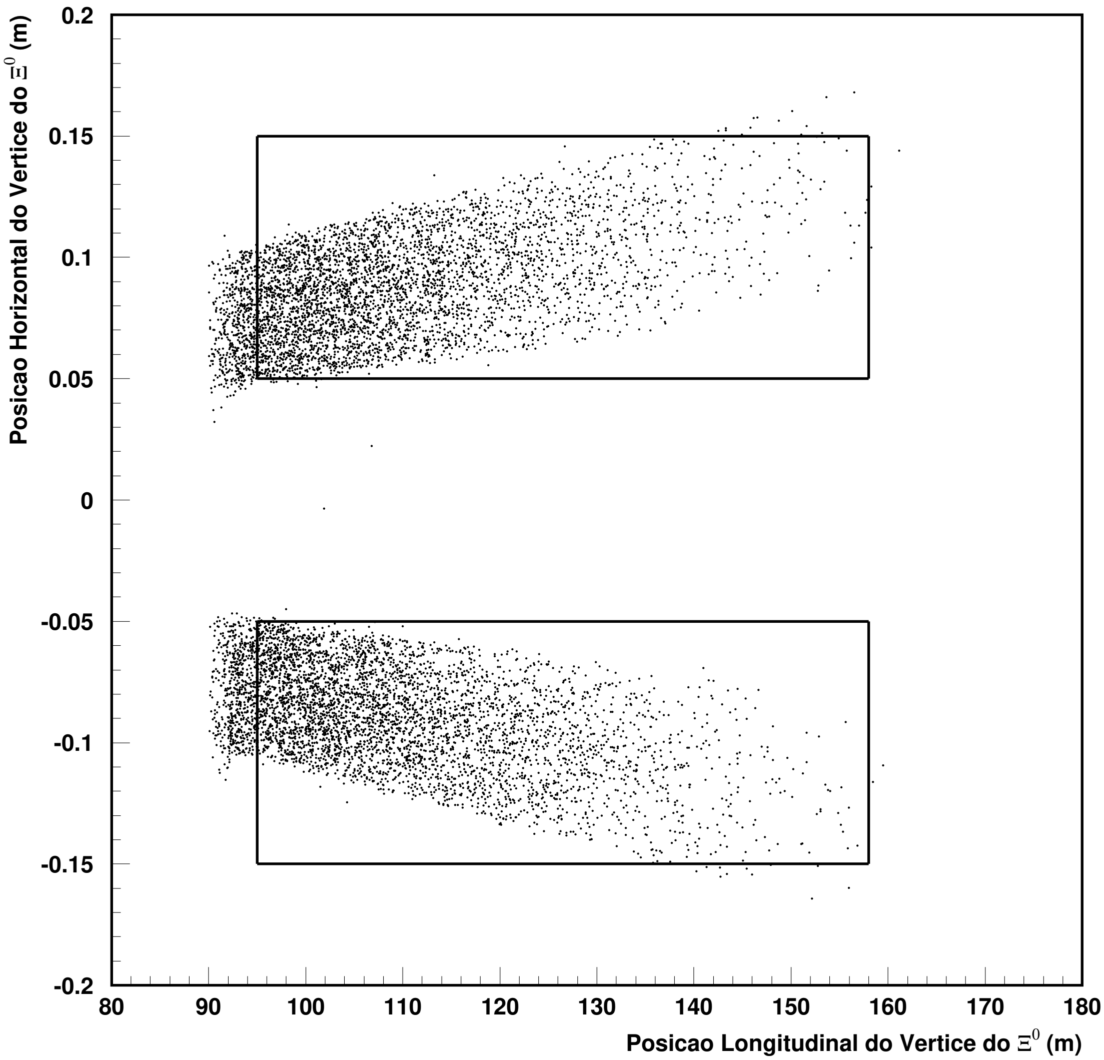

Figura 5.2: Posição horizontal versus longitudinal do vértice do Ξ^0 para eventos de $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$; as caixas mostram os cortes de seleção.

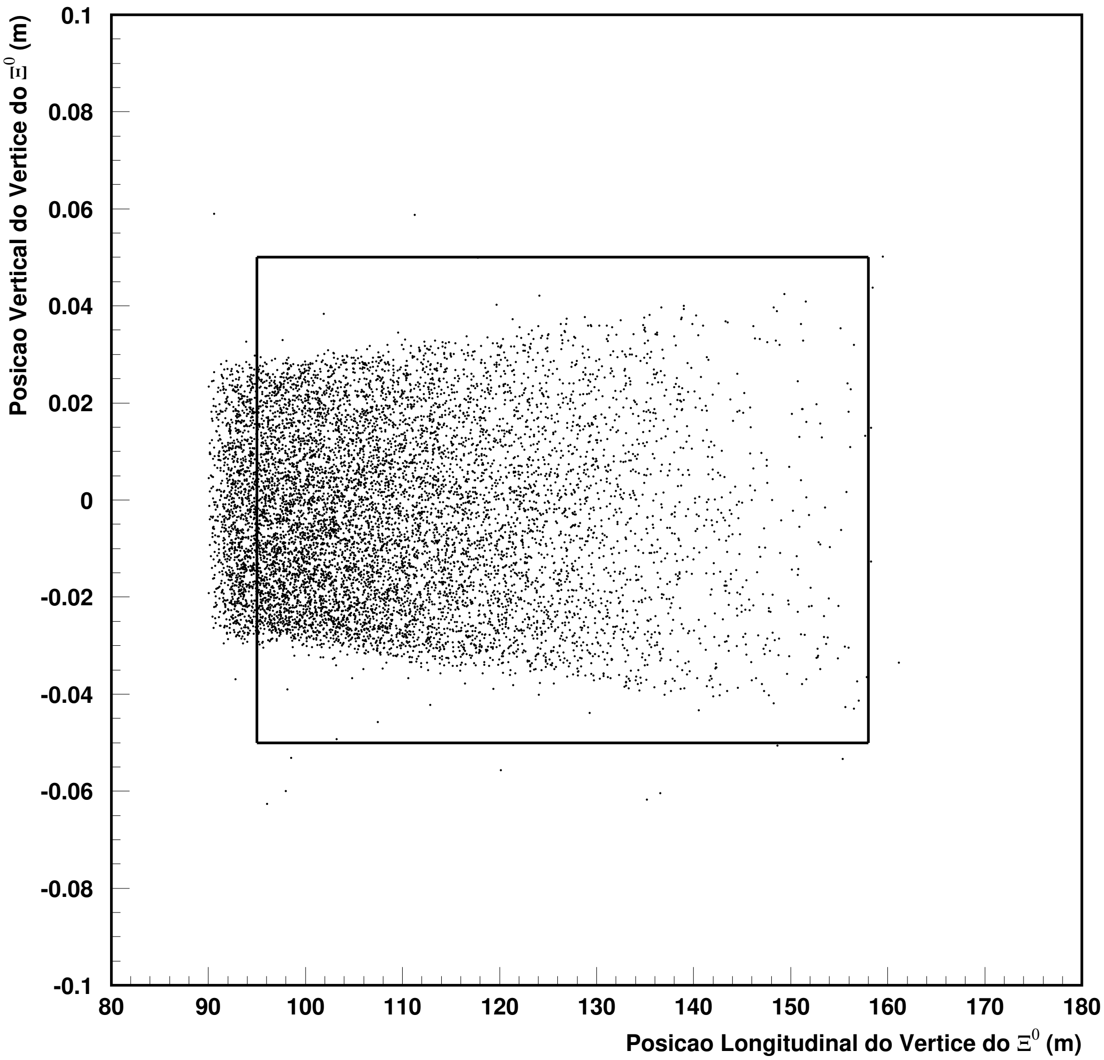

Figura 5.3: Posição vertical versus longitudinal do vértice do Ξ^0 para eventos de $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$; a caixa mostra os cortes de seleção.

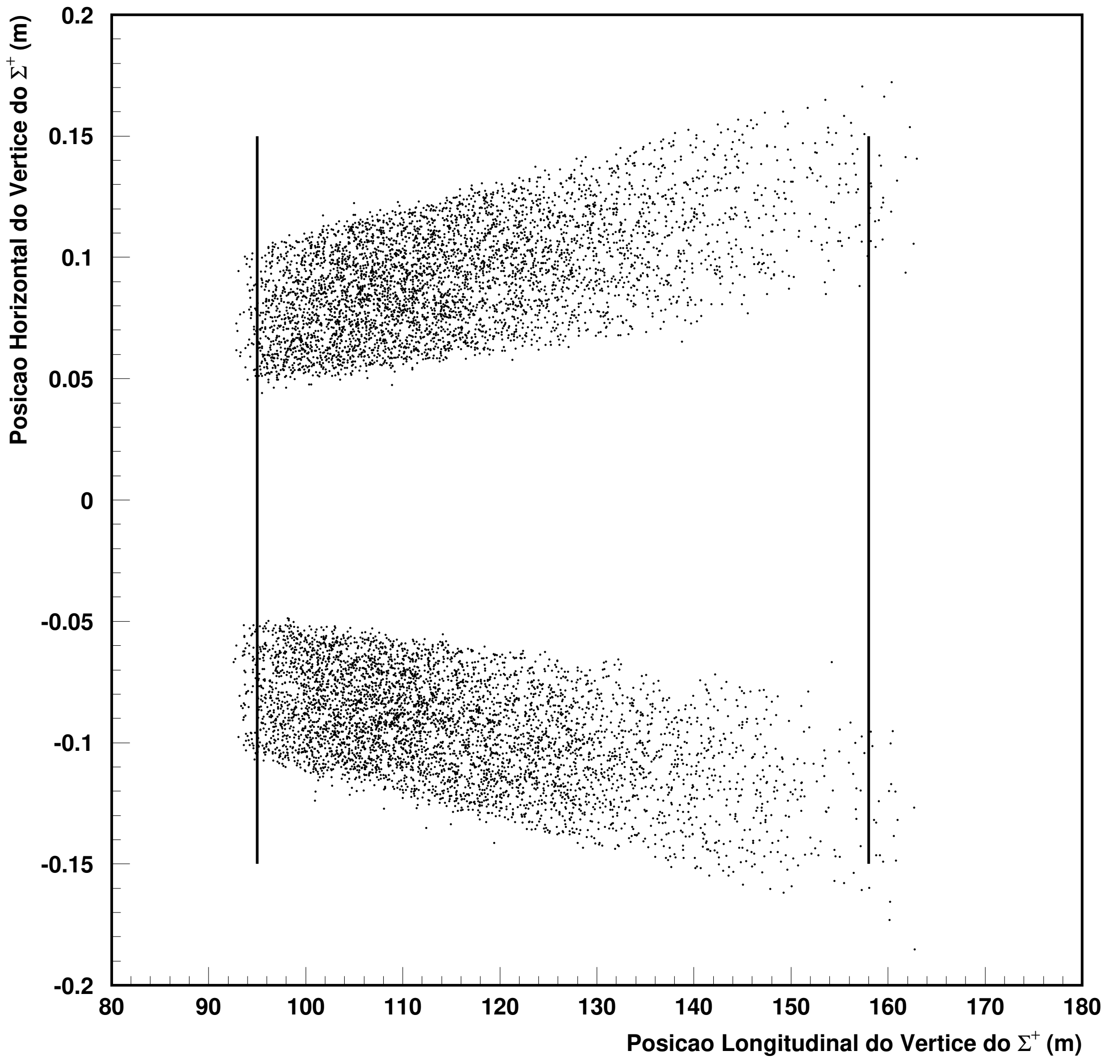

Figura 5.4: Posição horizontal versus longitudinal do vértice do Σ^+ para eventos de $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$; as linhas mostram os cortes de seleção.

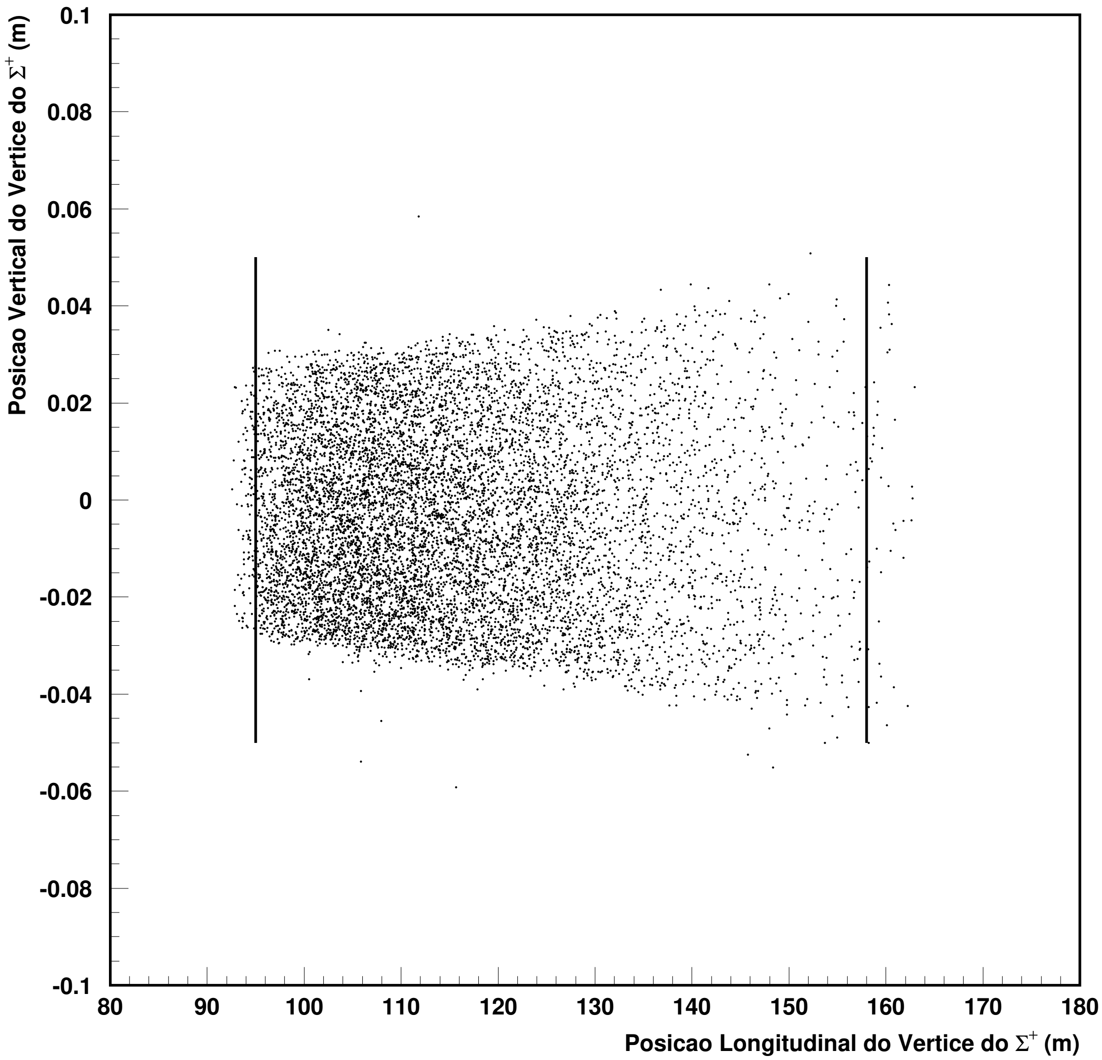

Figura 5.5: Posição vertical versus longitudinal do vértice do Σ^+ para eventos de $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$; as linhas mostram os cortes de seleção.

As duas figuras mostram que implementamos cortes apenas na posição longitudinal e deixamos livres as coordenadas horizontais e verticais deste vértice secundário.

Uma vez que aplicamos cortes nos vértices do Ξ^0 e do Σ^+ de forma independente, devemos agora considerar o vínculo que existe entre eles. É natural exigirmos que o decaimento do Ξ^0 aconteça antes do decaimento do Σ^+, ou seja, a variável Z_{Σ^+} deve ser maior que Z_{Ξ^0}. A figura 5.6 mostra a distribuição de $Z_{\Sigma^+} - Z_{\Xi^0}$ e o corte que garante manter apenas os eventos com os valores positivos desta distribuição ($Z_{\Sigma^+} > Z_{\Xi^0}$).

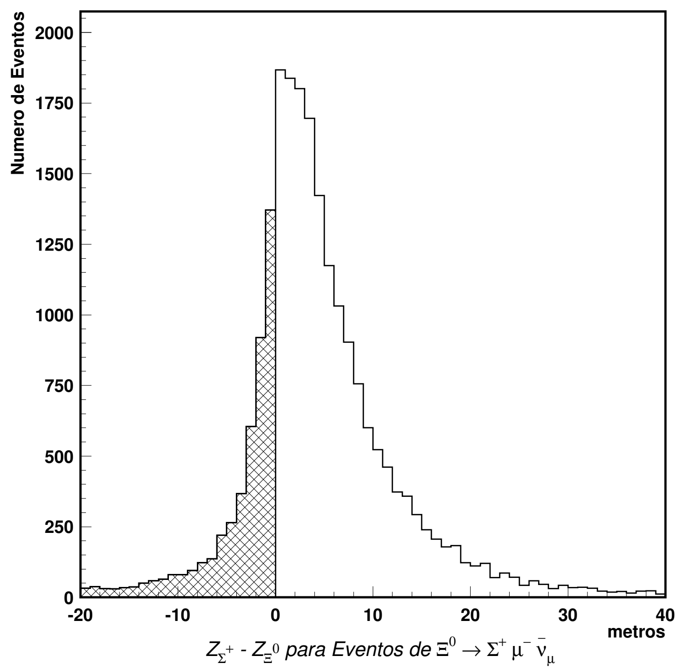

Figura 5.6: Subtração da posição em z dos vértices do Σ^+ e do Ξ^0, para eventos de $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$; os eventos na região hachurada são eliminados.

Devido ao próton ser bastante energético no modo $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ e permanecer na região do feixe passando pelo buraco do calorímetro, exigimos que essa característica se satisfaça para que o evento seja aceito. Mesmo porque, nos casos em que o próton atinge o calorímetro, a detecção da mínima energia de ionização do múon fica prejudicada. Quanto a partícula negativa, exigimos que esta atinja o calorímetro para podermos medir

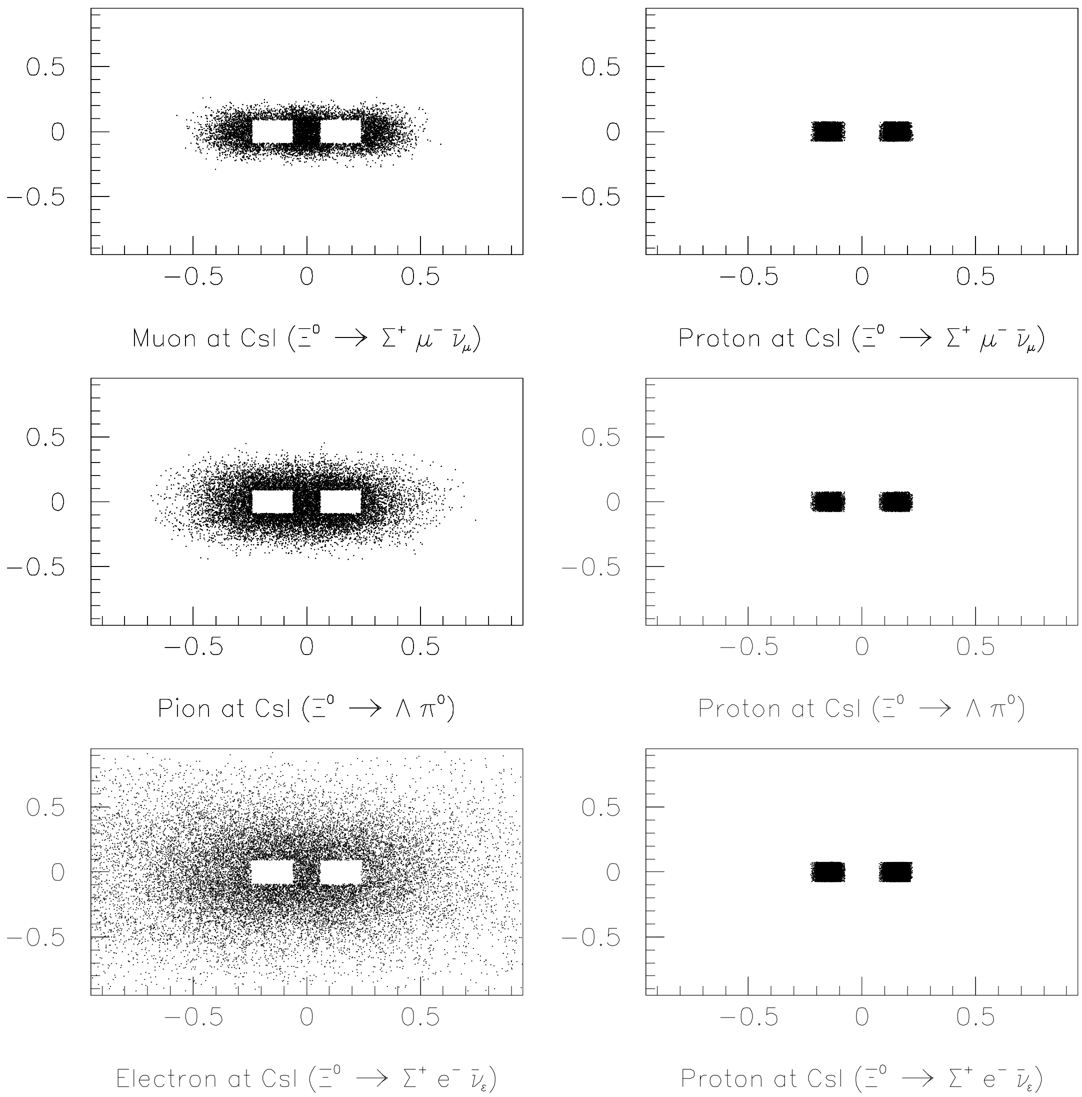

Figura 5.7: Posição das partículas negativas e positivas no CsI, para os decaimentos $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$ e $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$, respectivamente.

sua energia. Mostramos na figura 5.7 a projeção das trajetórias positiva e negativa no calorímetro, de eventos que passaram os critérios de seleção dos decaimentos (i) $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, (ii) $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda{\to}p\pi^-)$ e (iii) $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$, respectivamente.

Pela observação desta figura, não podemos tirar muita informação sobre a partícula positiva, pois exigimos que todos elas passem pelo buraco do calorímetro. Mas quanto a partícula negativa, podemos ver diferenças na distribuição dos múons, píons e elétrons. Observamos que a distribuição dos elétrons é mais dispersa que a dos píons; e estes tem distribuição mais dispersa que a dos múons. A explicação deste efeito é simples se analisarmos a energia máxima permitida para estas três partículas nos seus respectivos decaimentos – cerca de 125 MeV para os elétrons, 40 MeV para os píons e 20 MeV para os múons.

Muitos outros cortes são feitos não para selecionar bons eventos do decaimento que se quer observar, mas para distinguir diferentes decaimentos. Procuramos, assim, variáveis que apresentem distribuições distintas entre sinal e ruído. A figura 5.8 mostra um exemplo de variável utilizada para rejeitar eventos vindo do modo $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda \to p\pi^-)$. A variável em questão é a massa invariante do $p\pi^0$ reconstruída para os modos $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ e $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda{\to}p\pi^-)$, respectivamente.

Esta variável é muito eficiente para distinguir os dois primeiros modos do terceiro e de todos os outros decaimentos ruído que não reconstruam o valor da massa do Σ^+. Vemos que a distribuição desta variável para $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$ está deslocada, permitindo implementar um corte que mantem os eventos de $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, e obviamente de $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$, eliminando o resto.

Entretanto, como fora discutido anteriormente, devido ao grande número de eventos de $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$, os ruídos vindos deste modo que sobrevivem ao corte representam muito para o decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$. Vale ressaltar que o número de eventos de cada modo mostrado na figura 5.8 não está normalizado (o que poderia levar a uma impressão errada de que poucos eventos de $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$ sobrevivem ao corte).

A massa invariante do $p\pi^0$ é tão representativa para a reconstrução do decaimento

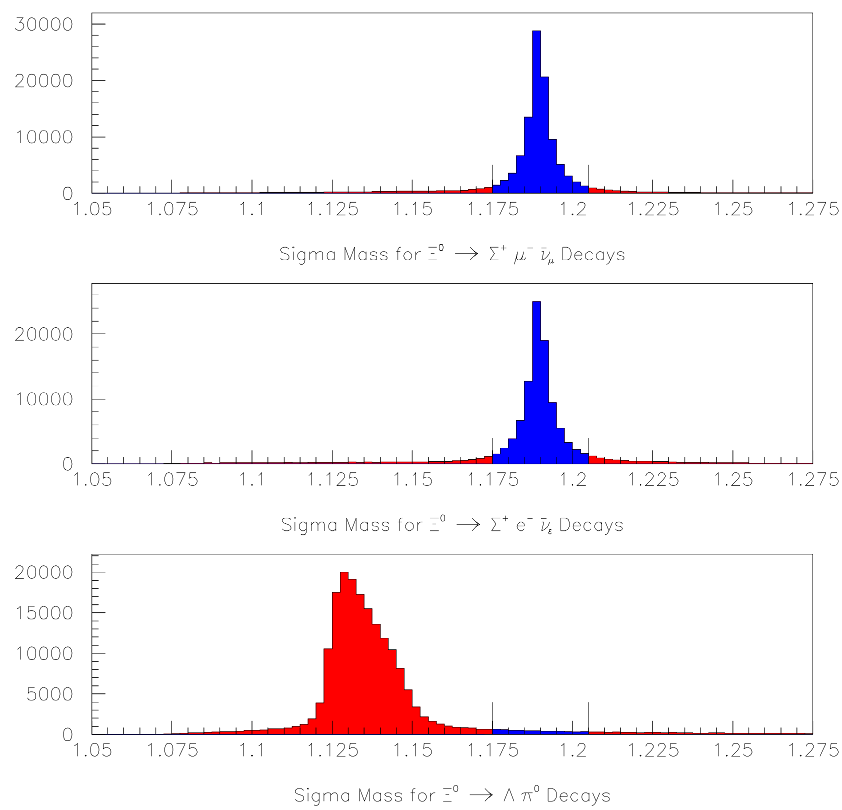

Figura 5.8: Massa invariante do $p\pi^0$ para os decaimentos $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ e $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$, respectivamente.

$\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ que foi escolhida como uma das variáveis que não aplicaremos cortes, deixando-a livre para podermos observar o comportamento ou eficiência dos outros cortes na análise dos eventos. A outra variável escolhida para tal função é o quadrado do momento transversal do $\Sigma^+\mu^-$ que, na verdade, relaciona-se com o antineutrino que escapa ao experimento.

A seguir, mostramos as tabelas contendo o critério de seleção final[3] de cada um dos modos de decaimentos que precisamos selecionar: (i) $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, (ii) $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0(\Lambda \rightarrow p\pi^-)$, (iii) $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ e (iv) $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ com carga contrária.

[3]As variáveis DOCA e τ_{casmu} significam, respectivamente, *distância de maior aproximação entre duas trajetórias* (Apêndice B) e *tempo de vida observado do Ξ^0 reconstruído*.

Variável	**Corte**
Gerais	
$N_{trajetorias}$	2
$N_{clusters-neutros}$	≥ 2
trajetória positiva no CsI	$\|x \pm 0{,}15\| < 0{,}075$ e $\|y\| < 0{,}075$ (m)
trajetótia negativa no CsI	$\|x\| < 0{,}075$ ou $\|x\| > 0{,}225$ ou $\|y\| > 0{,}075$ (m)
separação entre $p\mu$, $\gamma_1\mu$ e $\gamma_2\mu$ no CsI	$> 0{,}1$ m
separação entre $\gamma_1\gamma_2$ no CsI	$> 0{,}15$ m
Vértices e Tempo de Vida	
vértice do Ξ^0	$\|x \pm 0{,}10\| < 0{,}05$ e $\|y\| < 0{,}05$ (m)
DOCA$[\Sigma^+\mu^-]$	$< 0{,}01$ m
Z_{Ξ^0} e Z_{Σ^+}	95-158 m
$Z_{\Sigma^+} - Z_{\Xi^0}$	> 0 m
τ_{casmu}	$< 12\ \tau_{\Xi^0}$
Momentos e Energias	
p_{Ξ^0}	160-500 GeV/c
p_{pos}; p_{neg}	150-400 GeV/c ; 10-50 GeV/c
p_{pos}/p_{neg}	4,5-18
E_{neg} no CsI	< 0.8 GeV
$E_{\gamma_{1,2}}$; $E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}$	> 3 GeV ; > 18 GeV
$p^2_{\perp,\ vertice-carregado}$	> 0.018 (GeV/c)^2
Sistema de Múons	
Número de sinais no sistema de múons	≥ 3
Distância trajetória-μ2(x)	$< 0{,}20$ m
Distância trajetória-μ3(x,y)	$< 0{,}25$ m
Massas Invariantes	
massa $[\Sigma^+\mu^-]$	1,290-1,318 GeV/c^2
massa $[p\pi^-] \rightarrow (\Lambda)$	$< 1{,}110$ GeV/c^2
massa $[\Lambda\pi^0] \rightarrow (\Xi^0)$	$> 1{,}330$ GeV/c^2
massa $[\pi^+\pi^-\pi^0] \rightarrow (K_L)$	$> 0{,}600$ GeV/c^2

Tabela 5.3: Critério de seleção na procura pelo decaimento $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$.

Variável	**Corte**
Gerais	
trigger	Bit 11
$N_{trajetorias}$	2
$N_{hardware-cluster}$	≥ 2
$N_{clusters-neutros}$	≥ 2
trajetória positiva no CsI	$\|x \pm 0{,}15\| < 0{,}075$ e $\|y\| < 0{,}075$ (m)
trajetória negativa no CsI	$\|x\| < 0{,}075$ ou $\|x\| > 0{,}225$ ou $\|y\| > 0{,}075$ (m)
separação $\gamma_1\pi$ e $\gamma_2\pi$ no CsI	$> 0{,}1$m
Vértices	
vértice do Ξ^0	$0{,}000376 < \|x/z\| < 0{,}001240$ e $\|y/z\| < 0{,}000430$ (m)
vértice do Λ	$0{,}000376 < \|x/z\| < 0{,}001240$ e $\|y/z\| < 0{,}000430$ (m)
Z_{Ξ^0} e Z_Λ	95-158 m
$Z_\Lambda - Z_{\Xi^0}$	> 1 m
Momentos e Energias	
p_{pos}	150-400 GeV/c
p_{neg}	5-100 GeV/c
p_{pos}/p_{neg}	$> 2{,}8$
E/p_{neg}	$< 0{,}8$ GeV/(GeV/c)
E_{neg} in CsI	$> 0{,}2$ GeV
$E_{\gamma_{1,2}}$	> 3 GeV
$E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}$	> 18 GeV
$p^2_{\perp,\,[\Lambda\pi^0]}$	$< 0{,}001$ (GeV/c)^2
Massas Invariantes	
$m_{[p\pi^-]} - m_\Lambda$	$< 0{,}015$ GeV/c^2
$m_{[\Lambda\pi^0]} - m_{\Xi^0}$	$< 0{,}020$ GeV/c^2
massa $[\pi^+\pi^-\pi^0] \to (K_L)$	$> 0{,}600$ GeV/c^2

Tabela 5.4: Critério de seleção na procura pelo decaimento $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda \to p\pi^-)$.

Variável	**Corte**
Gerais	
trigger	Bit 10
$N_{trajetorias}$	2
$N_{hardware-cluster}$	≥ 3
$N_{clusters-neutros}$	≥ 2
trajetória positiva no CsI	$\lvert x \pm 0{,}15\rvert < 0{,}075$ e $\lvert y\rvert < 0{,}075$ (m)
trajetória negativa no CsI	$\lvert x\rvert < 0{,}075$ ou $\lvert x\rvert > 0{,}225$ ou $\lvert y\rvert > 0{,}075$ (m)
separação pe^-, $\gamma_1\mu$ e $\gamma_2\mu$ no CsI	$> 0{,}1$ m
separação $\gamma_1\gamma_2$ no CsI	$> 0{,}15$ m
Vértices e Vida Média	
vértice do Ξ^0	$\lvert x \pm 0{,}1\rvert < 0{,}05$ e $\lvert y\rvert < 0{,}05$ (m)
DOCA$[\Sigma^+ e^-]$	$< 0{,}01$ m
Z_{Ξ^0} e Z_{Σ^+}	95-158 m
$Z_{\Sigma^+} - Z_{\Xi^0}$	> 0 m
τ_{casmu}	$< 12\,\tau_{\Xi^0}$
Momentos e Energias	
p_{Ξ^0}	160-500 GeV/c
p_{pos}	150-450 GeV/c
p_{neg}	0-40 GeV/c
p_{pos}/p_{neg}	$> 4{,}5$
E/p_{neg} in CsI	0,94-1,06 GeV/(GeV/c)
E_{neg} in CsI	1-45 GeV
$E_{\gamma_{1,2}}$; $E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}$	$>$ 3 GeV ; > 18 GeV
$p^2_{\perp,\, vertice-carregado}$	$> 0{,}018$ (GeV/c)^2
$p^2_{\perp,[\Sigma^+ e^-]}$	$< 0{,}010$ (GeV/c)^2
Massas Invariantes	
massa $[\Sigma^+ e^-]$	1,200-1,314 GeV/c^2
massa $[\Lambda\pi^0] \rightarrow (\Xi^0)$	$> 1{,}330$ GeV/c^2
massa $[\pi^+\pi^-\pi^0] \rightarrow (K_L)$	$> 0{,}600$ GeV/c^2

Tabela 5.5: Critério de seleção na procura pelo decaimento $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$.

Variável	**Corte**
Gerais	
$N_{trajetorias}$	2
$N_{clusters-neutros}$	≥ 2
trajetória negativa no CsI	$\|x \pm 0{,}15\| < 0{,}075$ e $\|y\| < 0{,}075$ (m)
trajetótia positiva no CsI	$\|x\| < 0{,}075$ ou $\|x\| > 0{,}225$ ou $\|y\| > 0{,}075$ (m)
separação entre $\bar{p}\mu$, $\gamma_1\mu$ e $\gamma_2\mu$ no CsI	$> 0{,}1$ m
separação entre $\gamma_1\gamma_2$ no CsI	$> 0{,}15$ m
Vértices e Tempo de Vida	
vértice do $\overline{\Xi}^0$	$\|x \pm 0{,}10\| < 0{,}05$ e $\|y\| < 0{,}05$ (m)
DOCA$[\overline{\Sigma}^- \mu^+]$	$< 0{,}01$ m
$Z_{\overline{\Xi}^0}$ e $Z_{\overline{\Sigma}^-}$	95-158 m
$Z_{\overline{\Sigma}^-} - Z_{\overline{\Xi}^0}$	> 0 m
τ_{casmu}	$< 12\ \tau_{\Xi^0}$
Momentos e Energias	
$p_{\overline{\Xi}^0}$	160-500 GeV/c
p_{neg}; p_{pos}	150-400 GeV/c ; 10-50 GeV/c
p_{neg}/p_{pos}	4,5-18
E_{pos} no CsI	< 0.8 GeV
$E_{\gamma_{1,2}}$; $E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}$	> 3 GeV ; > 18 GeV
$p^2_{\perp,\ vertice-carregado}$	> 0.018 (GeV/c)^2
Sistema de Múons	
Número de sinais no sistema de múons	≥ 3
Distância trajetória-μ2(x)	$< 0{,}20$ m
Distância trajetória-μ3(x,y)	$< 0{,}25$ m
Massas Invariantes	
massa $[\overline{\Sigma}^- \mu^+]$	1,290-1,318 GeV/c^2
massa $[\bar{p}\pi^+] \to (\bar{\Lambda})$	$< 1{,}110$ GeV/c^2
massa $[\bar{\Lambda}\pi^0] \to (\overline{\Xi}^0)$	$> 1{,}330$ GeV/c^2
massa $[\pi^+\pi^-\pi^0] \to (K_L)$	$> 0{,}600$ GeV/c^2

Tabela 5.6: Critério de seleção na procura pelo decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ com carga contrária.

5.4 Análise dos Dados versus Monte Carlo

Esta análise consiste em verificar a qualidade e eficiência dos cortes de seleção elaborados para os dois modos de normalização, $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda \to p\pi^-)$ e $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$. O cálculo da razão de ramificação do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ depende fortemente de uma boa seleção de eventos destes dois modos.

Comparamos, a seguir, as distribuições de importantes variáveis entre eventos reais (DADOS) e gerados por Monte Carlo, para ambos os modos de normalização. A presente análise só se faz possível por já termos verificado a qualidade da reconstrução dos decaimentos e geração dos eventos por Monte Carlo. Realizamos esta análise sem alguns cortes de seleção essenciais para podermos apresentar a evolução na definição do critério de seleção dos dois modos, evidenciando contaminações de ruído, tal como será descrito abaixo.

5.4.1 $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda \to p\pi^-)$

Em geral, a comparação entre dados e Monte Carlo de eventos do modo $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda \to p\pi^-)$ mostra boa concordância (ver figuras 5.9 a 5.13). Nestes gráficos, linhas são eventos de Monte Carlo e pontos são os dados. As distribuições da razão entre energia e momento (E/p_{neg}) e da energia (E_{neg}) da partícula negativa (píon) estão mostradas na figura 5.9. A razão entre as distribuições de ambas variáveis quase não apresenta inclinação.

A figura 5.10 mostra a análise do momento da partícula positiva (próton) e da partícula negativa (píon). Podemos perceber que para valores baixos de momento da partícula positiva existem mais eventos dos dados que de Monte Carlo. Esta tornou-se uma das indicações que revelaram contaminação de eventos do decaimento $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$ em nossa amostra de $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda \to p\pi^-)$, fazendo com que mudássemos o corte nesta variável de $p_{pos} > 100$ GeV/c para um corte muito mais restritivo de $p_{pos} > 150$ GeV/c. Ainda, implementamos um corte na massa invariante $\pi^+\pi^-\pi^0$, que contribuiu para rejeitar ruídos vindos do K_L.

Nesta mesma figura, a análise do momento da partícula negativa se mostra muito bem concordante. O mesmo acontece com a análise da energia dos dois fótons que atingem o calorímetro, mostrada na figura 5.11. À esquerda desta figura vemos a distribuição do fóton mais energético e à direita a do menos energético. Para valores mais baixos da energia do fóton mais energético existe uma pequena discordância que é resolvida após a implementação dos dois cortes que rejeitam eventos de $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$.

A análise dos vértices (posição longitudinal) do Ξ^0 e do Λ pode ser vista na figura 5.12, que revela concordâncias bastante satisfatórias. Ainda mais se considerarmos que estas são variáveis secundárias que dependem da reconstrução de muitas outras variáveis.

Consideramos, por fim, a análise das variáveis mais complexas na reconstrução dos decaimentos, as massas invariantes. Podemos ver pela figura 5.13 uma excelente distribuição da massa do Λ, principalmente na região central que envolve o pico da distribuição. Fora desta região, a estatística é pequena e por isso conseguimos observar contaminação de ruídos provenientes de $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$, que são eficientemente rejeitados pelos cortes na massa do káon e no momento da partícula positiva.

Quanto à massa do Ξ^0, a comparação das distribuições mostrada na figura 5.13 revela um fato bastante interessante, por existir uma diferença considerável entre dados e Monte Carlo. Uma possível explicação é que o Monte Carlo usado em nossa análise utiliza os valores da Ref.[6] para a massa do Ξ^0. E este valor se baseia em um experimento que observou uma amostra de apenas 3120 eventos. Como comparação, nosso trabalho seleciona um número de eventos de $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$ três ordens de grandeza maior que a medida contida na Ref.[6], indicando um grande potencial para se melhorar a medida da massa do Ξ^0 com os dados do KTeV.

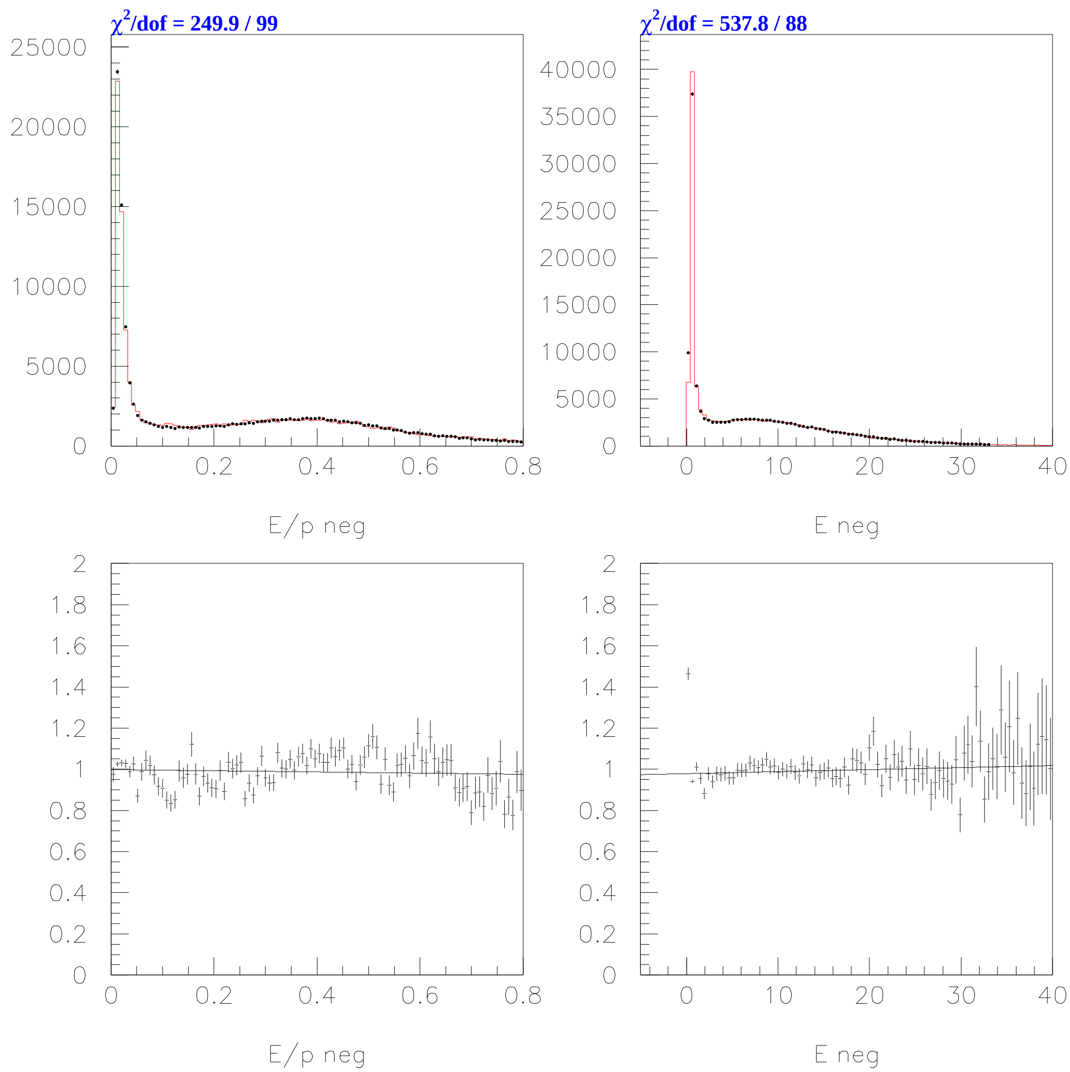

Figura 5.9: Comparação entre dados e Monte Carlo da razão E/p e da energia E da partícula negativa para eventos de $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$ no trigger 11.

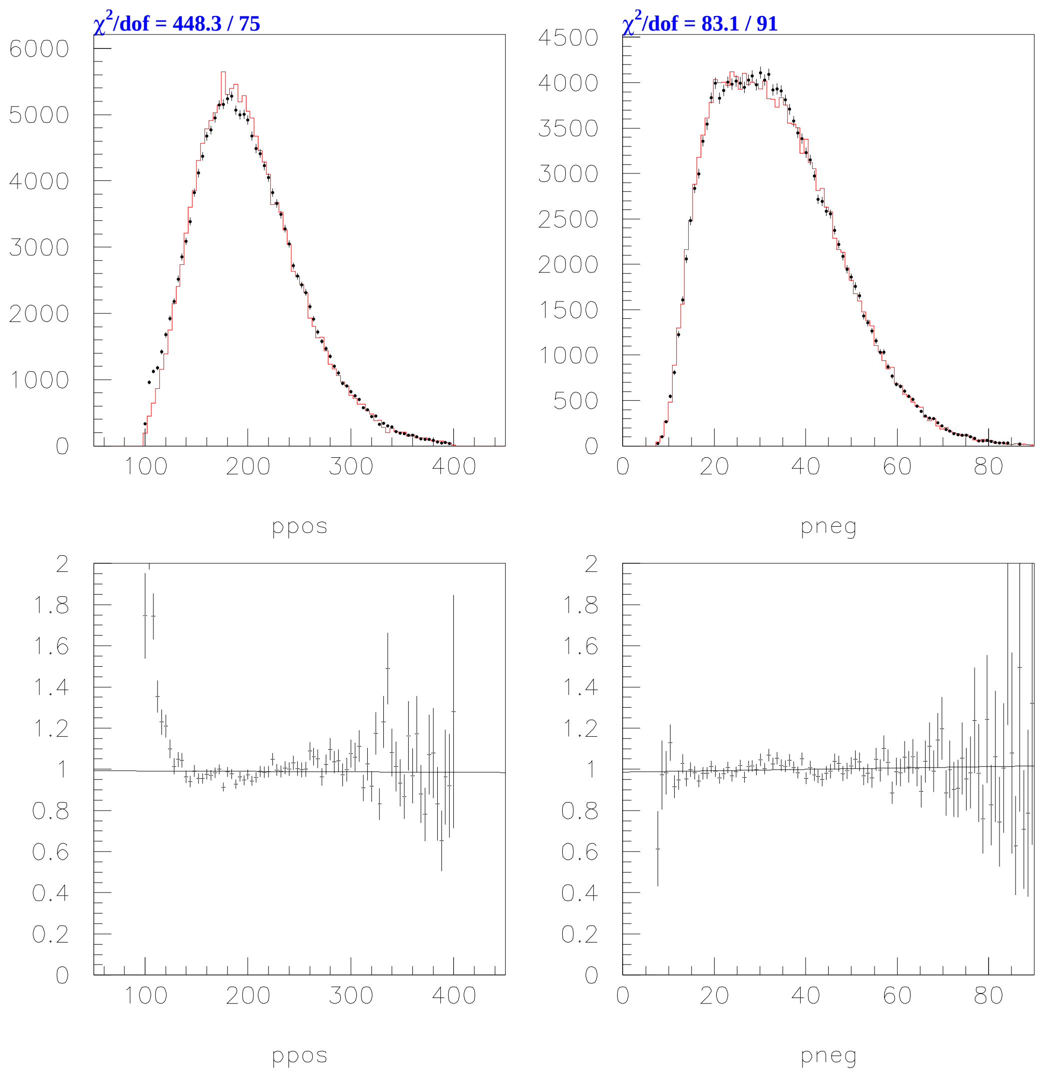

Figura 5.10: Comparação entre dados e Monte Carlo do momento da partícula positiva e negativa para eventos de $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$ no trigger 11.

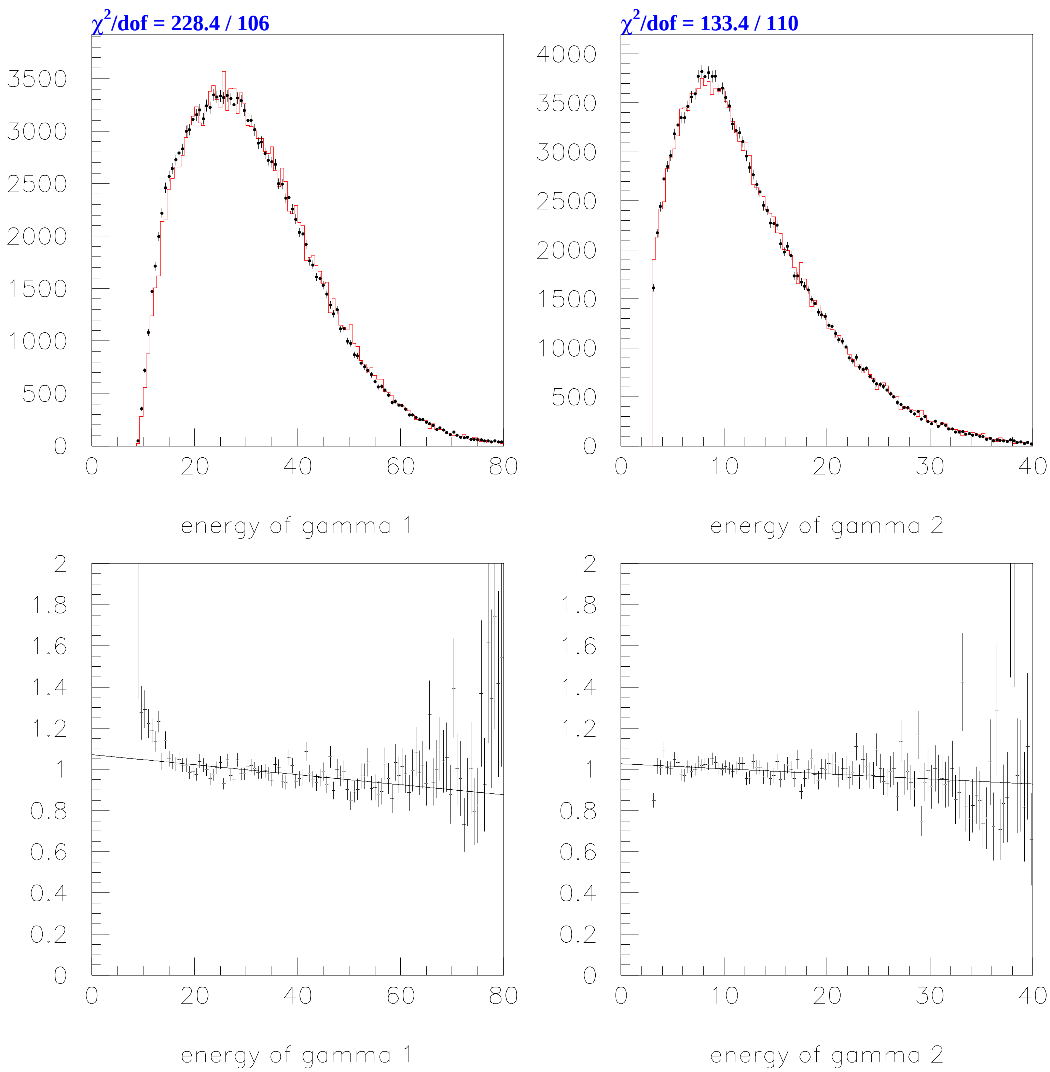

Figura 5.11: Comparação entre dados e Monte Carlo da energia dos dois fótons para eventos de $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$ no trigger 11.

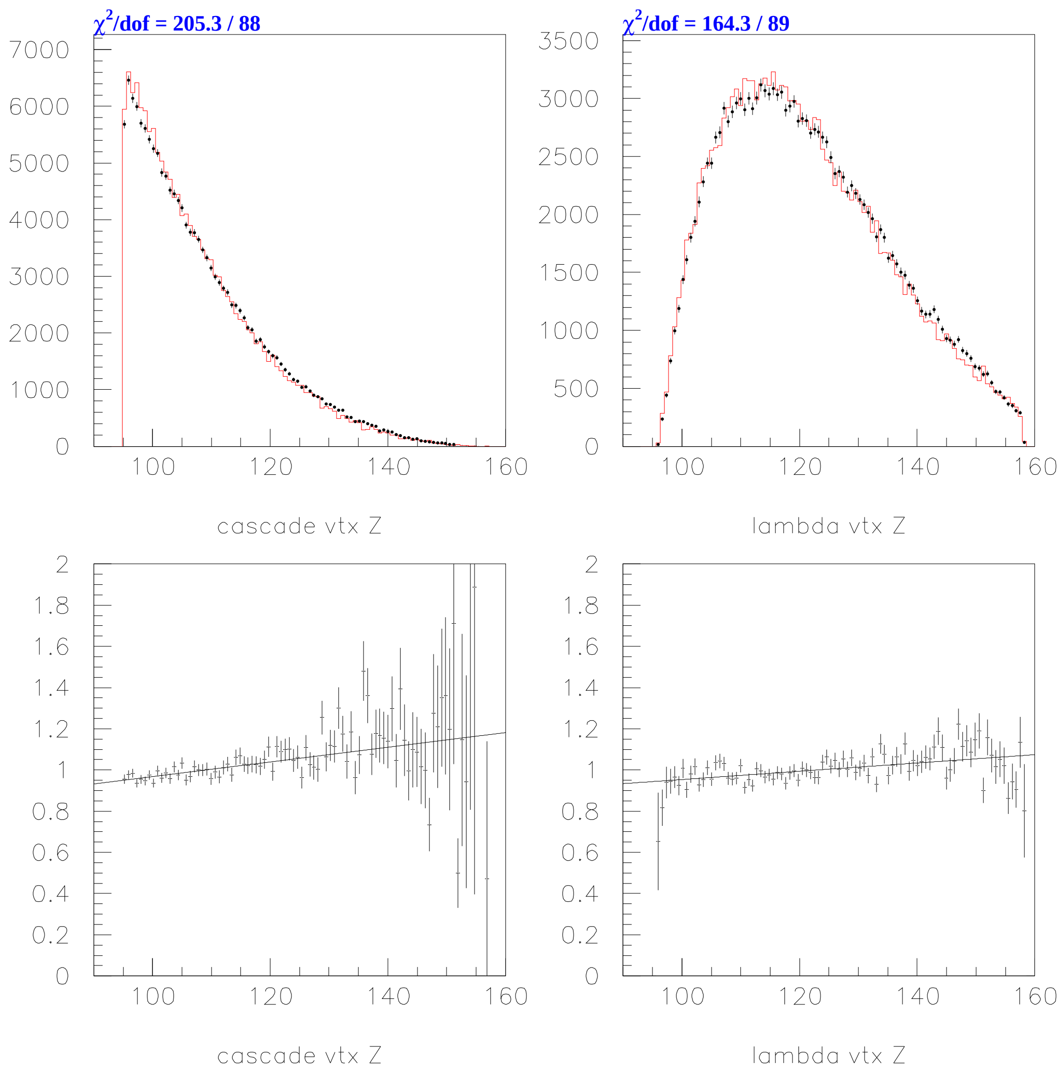

Figura 5.12: Comparação entre dados e Monte Carlo da posição longitudinal dos vértices do Ξ^0 e do Λ para eventos de $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ no trigger 11.

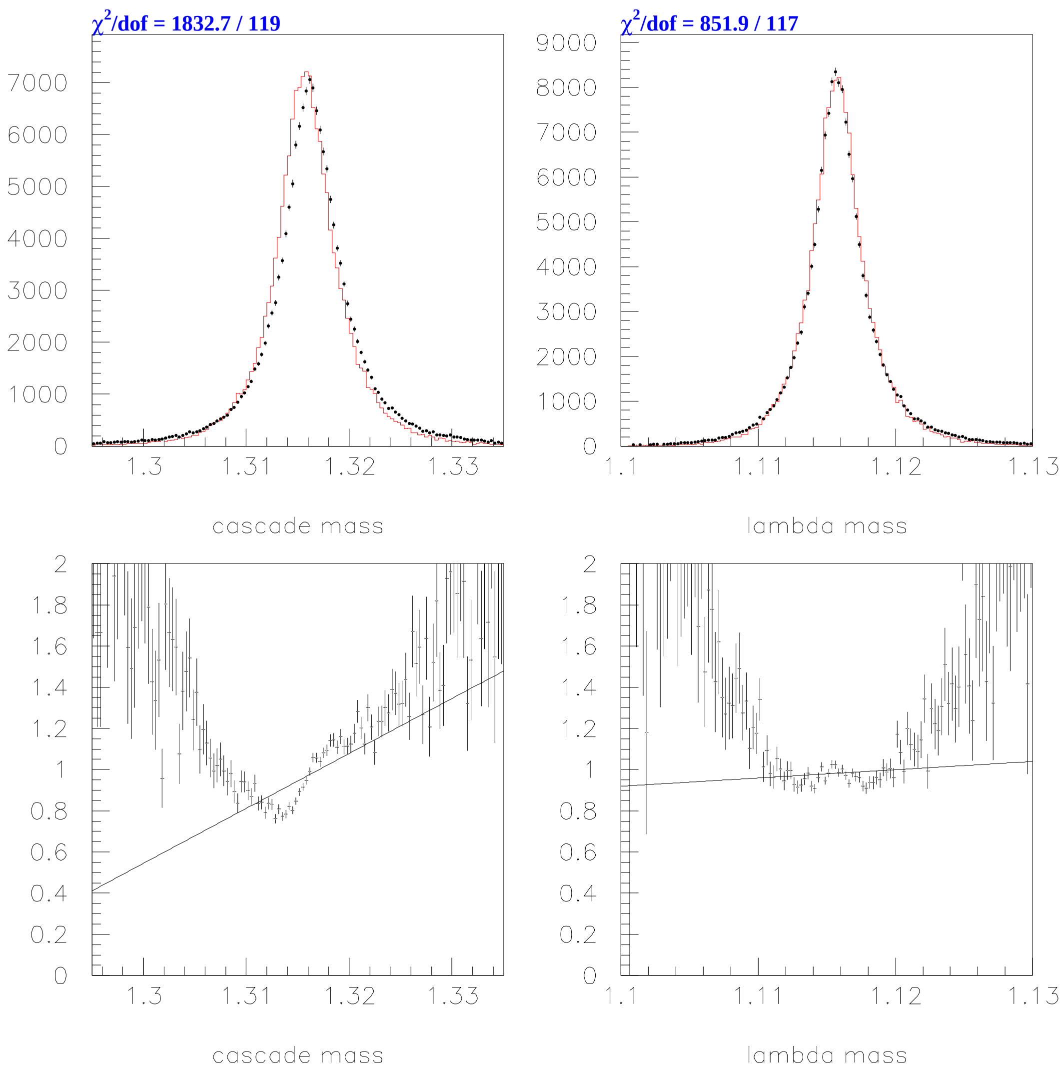

Figura 5.13: Comparação entre dados e Monte Carlo da massa invariante do Ξ^0 e do Λ para eventos de $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$ no trigger 11.

5.4.2 $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$

A análise que compara eventos dos dados com eventos gerados por Monte Carlo para o decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$, possui uma grande diferença com relação à análise do decaimento $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda{\to}p\pi^-)$ – o número de eventos de $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ é relativamente pequeno, cerca de 1500 eventos apenas. Conseqüentemente, a distribuição dos dados apresenta erro muito maior se comparada com a análise anterior.

Aqui, também deixamos de fora alguns cortes fundamentais à seleção de eventos de $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ para realizarmos as comparações. Apesar da pequena estatística, observamos uma boa concordância nas distribuições dos dados e Monte Carlo, que podem ser vistas nas figuras 5.14 a 5.18.

A distribuição da razão entre energia e momento da partícula negativa (figura 5.14) mostra evidente contaminação por ruído, provenientes de káons. São píons negativos do modo $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$ que são rejeitados pelos cortes na massa do káon e momento da partícula positiva. O mesmo efeito de contaminação pode ser visto na figura 5.15 para o momento da partícula positiva.

Quanto a energia dos fótons (figura 5.16), a posição longitudinal dos vértices (figura 5.17) e a massa invariante do Ξ^0 e do Σ^+ (figura 5.18), observamos boa concordância, apesar da nítida presença de ruídos provenientes de decaimentos de káons e também dos decaimentos $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda{\to}p\pi^-)$ e $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda \to pe\bar{\nu}_e)$. Todos estes ruídos são eficientemente eliminados por um último corte a ser implementado e discutido no próximo capítulo.

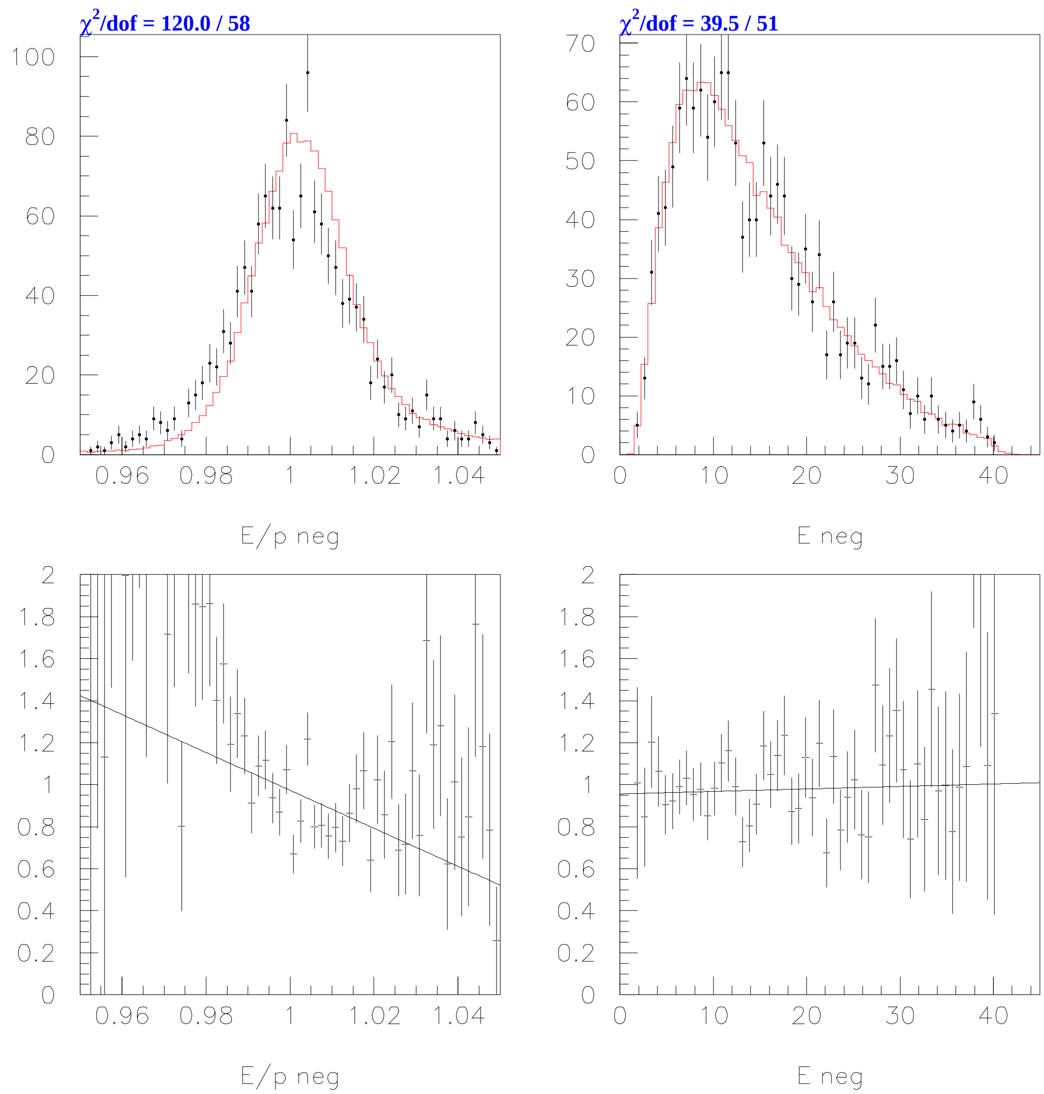

Figura 5.14: Comparação entre dados e Monte Carlo da razão E/p e da energia E da partícula negativa para eventos de $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ no trigger 10.

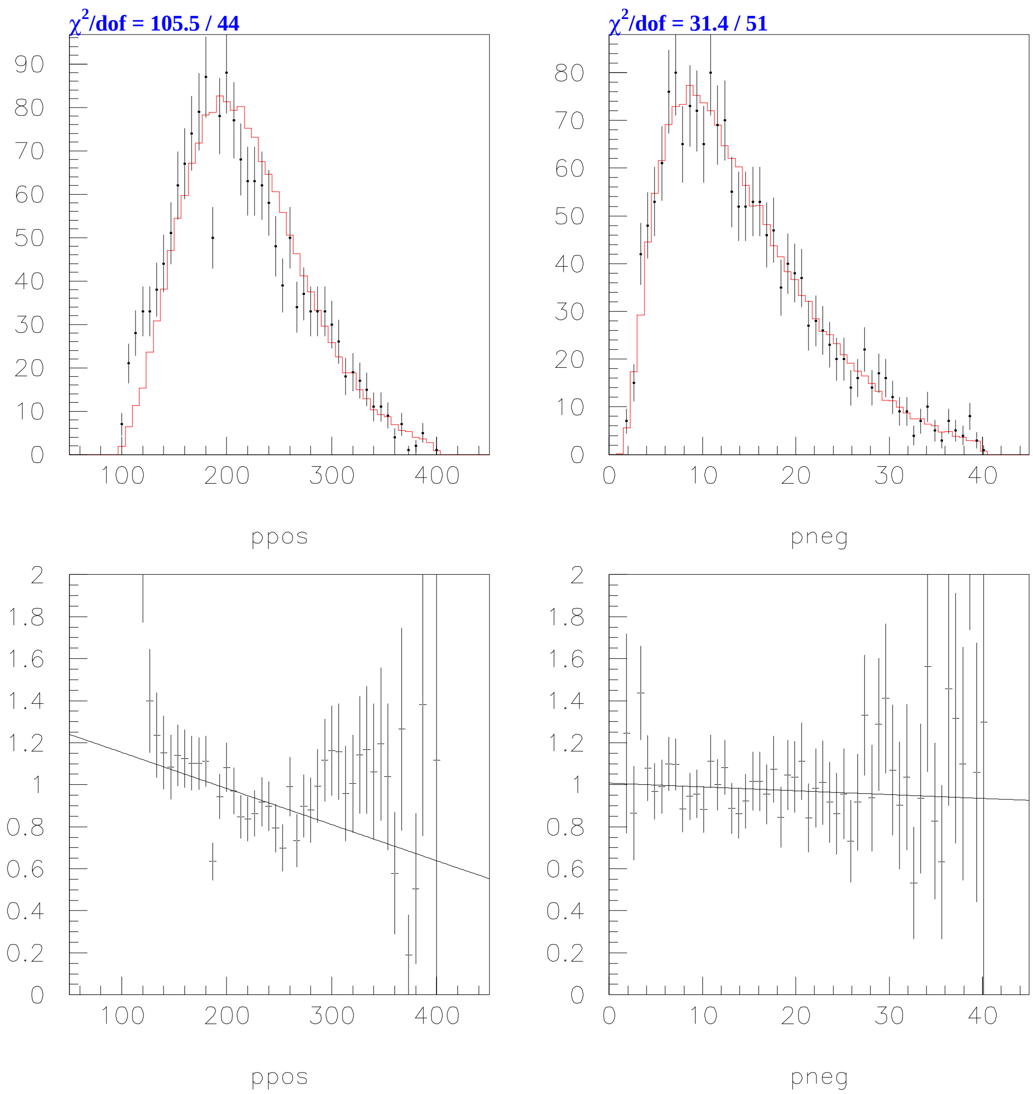

Figura 5.15: Comparação entre dados e Monte Carlo do momento das partículas positiva e negativa para eventos de $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ no trigger 10.

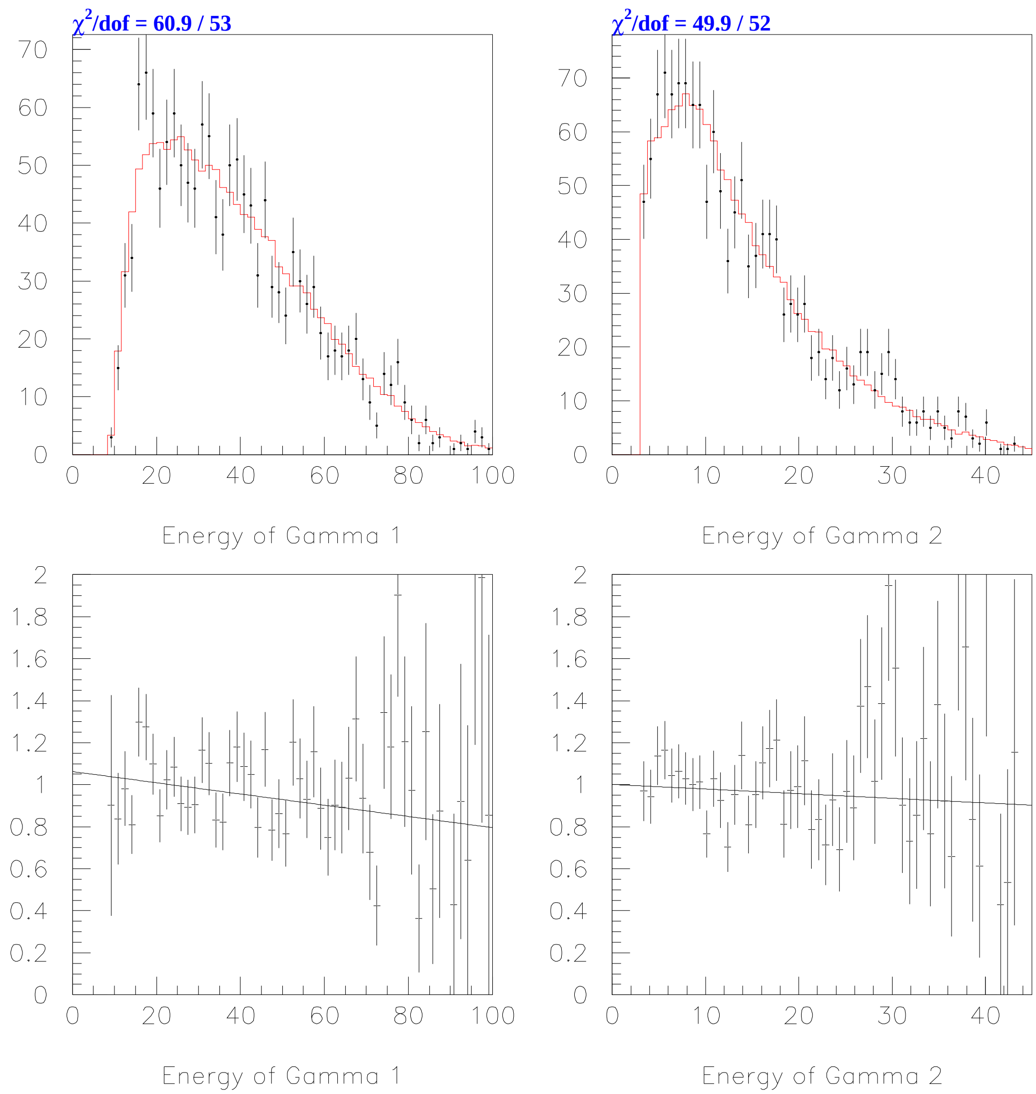

Figura 5.16: Comparação entre dados e Monte Carlo da energia dos dois fótons para eventos de $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ no trigger 10.

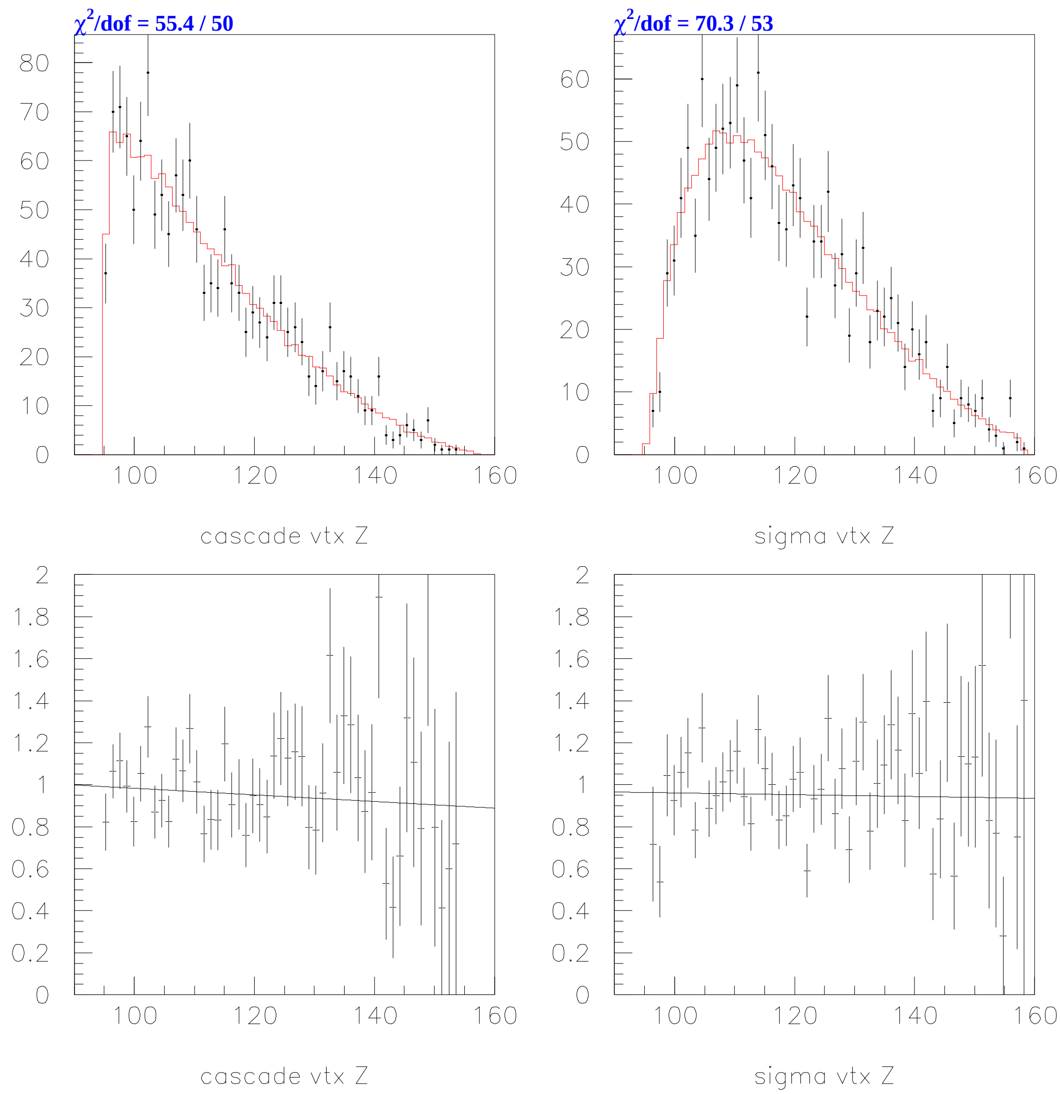

Figura 5.17: Comparação entre dados e Monte Carlo da posição longitudinal dos vértices do Ξ^0 e do Σ^+ para eventos de $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ no trigger 10.

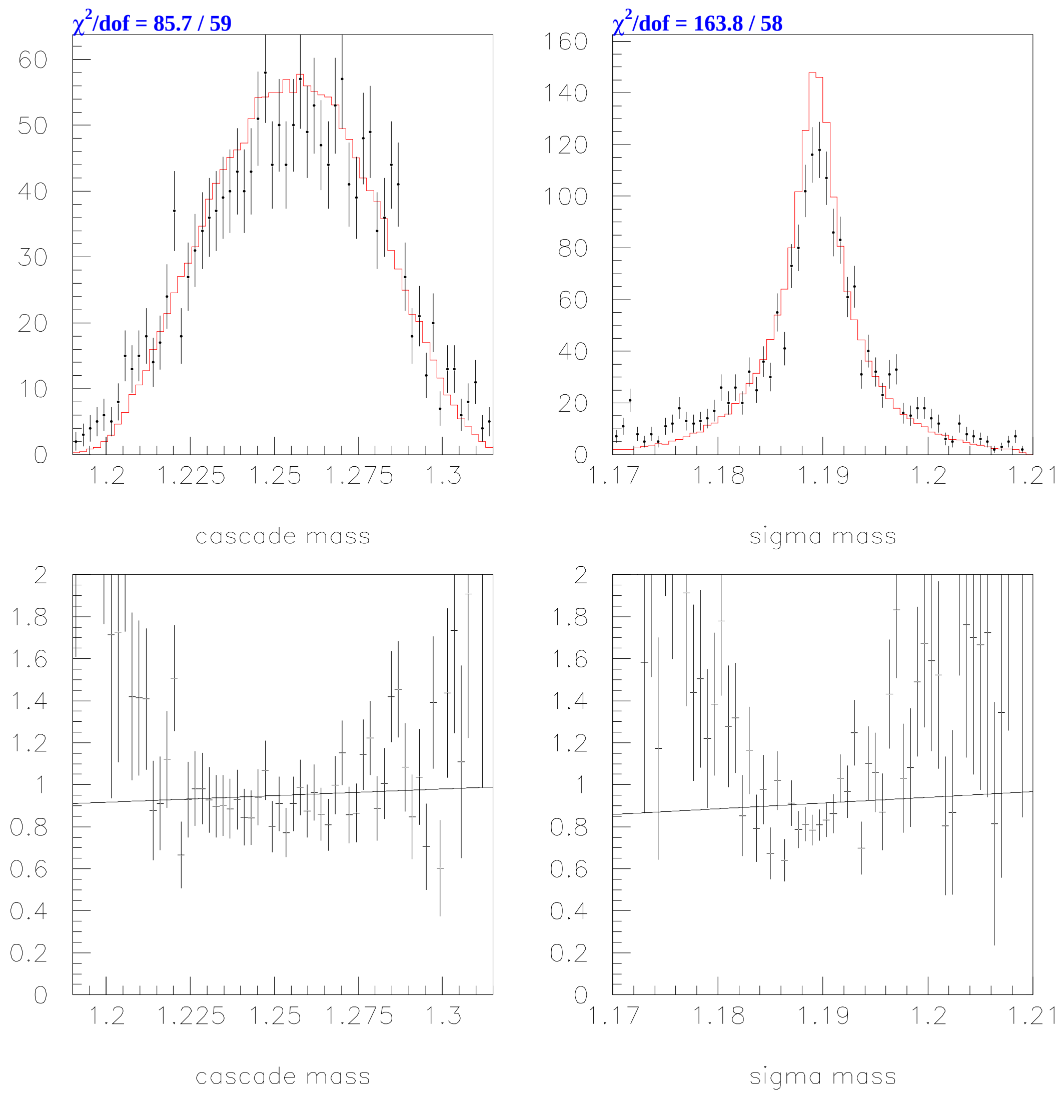

Figura 5.18: Comparação entre dados e Monte Carlo da massa invariante do Ξ^0 e do Σ^+ para eventos de $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ no trigger 10.

Capítulo 6

Análise dos Dados

Este capítulo trata dos eventos que observamos nos dados do KTeV, na procura pelo decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$. No intuito de melhor compreender a distribuição destes eventos, três procedimentos foram adotados: (i) apresentaremos, nos gráficos, duas variáveis que descrevem bem o decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ – a massa invariante do $p\pi^0$ e o quadrado do momento transversal no vértice $\Sigma^+\mu^-$; (ii) mostraremos os eventos observados pelas análises com *carga correta* e *carga contrária* do modo $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, permitindo investigar os ruídos de $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$; e (iii) os resultados serão apresentados antes e depois de aplicarmos um último corte de seleção, a ser descrito a seguir.

Este corte implementado é certamente um dos mais importantes para este estudo. Foi utilizado para eliminar eventos de decaimentos em que as duas trajetórias carregadas, que foram identificadas pelas câmaras de arrasto, formam um vértice de decaimento real. Tal tipo de vértice será aqui denominado por "*vértice carregado*". Esta característica da estrutura topológica dos decaimentos se mostrou extremamente útil para podermos distinguir sinal de ruído, rejeitando de forma muito eficiente eventos de $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$, $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$, $\Xi^0 \to \Sigma^0\gamma$ e todos os outros modos de decaimento contendo vértices carregados.

A variável usada para definirmos o corte está relacionada à qualidade deste vértice. Ou seja, verificaremos a qualidade do vértice após reconstruí-lo a partir das duas trajetórias carregadas. Obviamente, os decaimentos que possuem tal tipo de vértice, apresentarão uma boa qualidade de reconstrução.

Esta variável a que estamos nos referindo é o quadrado do momento transversal relativo à linha que conecta o alvo ao vértice carregado (ou, simplesmente, o *quadrado do momento transversal do vértice carregado*). Os decaimentos contaminadores que contêm um vértice carregado terão um valor deste momento transversal pequeno, nos permitindo distinguí-los do modo $\Xi^0 \to \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$, que apresentará um valor alto desta variável.

Modo de Decaimento	Vértice Carregado
$\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda \to p\pi^-)$	$[p\pi^-]$
$\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda \to p\mu^-\bar{\nu}_\mu)$	$[p\mu^-]$
$\Xi^0 \to \Sigma^0\gamma(\Sigma^0 \to \Lambda\gamma(\Lambda \to p\pi^-))$	$[p\pi^-]$
$\Xi^0 \to \Lambda\gamma(\Lambda \to p\pi^-)$	$[p\pi^-]$
$\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$	-
$\Lambda \to p\pi^-$	$[p\pi^-]$
$\Lambda \to p\mu^-\bar{\nu}_\mu$	$[p\mu^-]$
$\Lambda \to pe\bar{\nu}_e$	$[pe^-]$
$K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$	$[\pi^+\pi^-]$
$K_L \to \pi^0\pi^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$	$[\pi^+\mu^-]$

Tabela 6.1: Lista dos decaimentos contaminadores e as partículas que formam seus vértices carregados.

A tabela 6.1 apresenta uma lista dos possíveis decaimentos contaminadores, indicando quais deles possuem vértices carregados. Mostra, também, as partículas detectadas pelas câmaras de arrasto que compõem este vértice. Os únicos decaimentos em que as partículas positiva e negativa detectadas não são formadas pelo mesmo vértice, são o modo $\Xi^0 \to \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ e o $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$.

Para podermos confirmar esta argumentação sobre a eficiência do corte neste vértice, mostramos, na figura 6.1, as distribuições do quadrado do momento transversal do vértice carregado em eventos de $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ e de $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0(\Lambda \rightarrow p\pi^-)$. Por não possuir vértice carregado os eventos de $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ apresentam valores relativamente altos comparados aos dos eventos de $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0(\Lambda \rightarrow p\pi^-)$. Definimos, assim, um corte em 0,018 (GeV/c)^2 nesta variável, capaz de manter a maior parte dos eventos do sinal e rejeitar quase todos os de $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0(\Lambda \rightarrow p\pi^-)$.

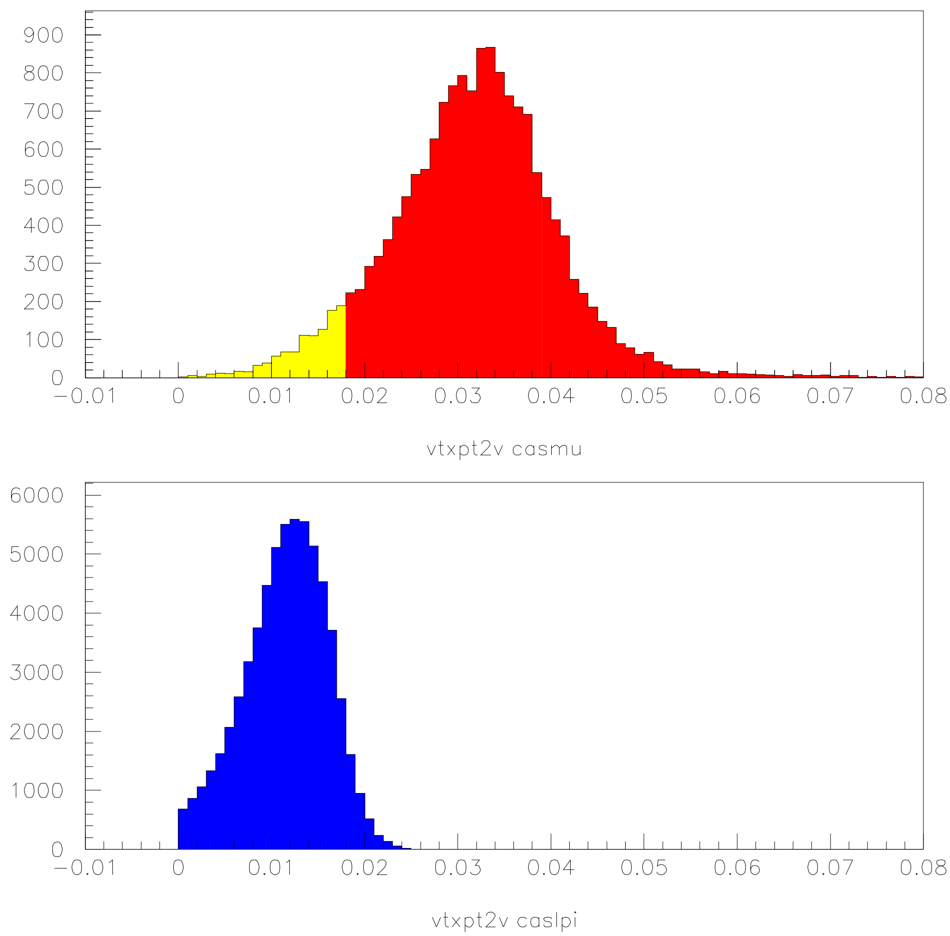

Figura 6.1: Quadrado do momento transversal do vértice carregado para eventos de $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ (acima) e $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0(\Lambda \rightarrow p\pi^-)$ (abaixo) em Monte Carlo.

6.1 Observação dos Eventos

A figura 6.2 mostra os eventos com carga correta e contrária do modo $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ antes de aplicarmos o corte no vértice carregado. Os eixos mostram a massa invariante do $p\pi^0$ (eixo x) e o quadrado do momento transversal do $\Sigma^+\mu^-$ (eixo y). Na parte inferior dos gráficos aparece a caixa de seleção, que representa 90% dos eventos de $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, gerados por Monte Carlo, que passaram por todos os cortes do critério de seleção.

Esta figura mostra que na distribuição dos eventos com carga correta existem nove eventos dentro da caixa (com valor de $p_t^2(\Sigma^+\mu^-)$ muito pequeno); e uma quantidade grande de eventos ao redor dela, principalmente com valores de massa do $p\pi^0$ menores que a massa do Σ^+ (1,189 GeV/c^2). Na distribuição dos eventos com carga contrária, nos deparamos com um excelente resultado, devido à não observação de eventos dentro da caixa, o que sugere não haver contaminação de $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$ nesta região.

Um outro aspecto muito relevante nesta figura vem do fato de sabermos que a distribuição com carga contrária mede a contribuição de eventos contaminadores vindo de $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Porém, existem muito mais eventos fora da caixa na distribuição com carga correta que na distribuição com carga contrária. Este fato indica fortemente que existe outra fonte de contaminação nos eventos com carga correta vinda de Ξ^0, principalmente, do decaimento $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda{\to}p\pi^-)$. Esta conclusão fica embasada pela ausência de contaminação vinda de $\overline{\Xi}^0$ na distribuição com carga contrária, devido à supressão na produção destas partículas com relação ao Ξ^0.

A figura 6.3 mostra o efeito de aplicar o corte no vértice carregado em eventos com carga correta e contrária do modo $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$. É nítida a eficiência do corte, reduzindo, consideravelmente, os ruídos ao redor da caixa de seleção de 90% dos eventos com carga correta e eliminando por completo os ruídos vindos de $K_L \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Outra observação extremamente relevante é que este corte manteve intactos os 9 eventos de $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ dentro da caixa, o que aumenta ainda mais o grau de confiança nestes eventos.

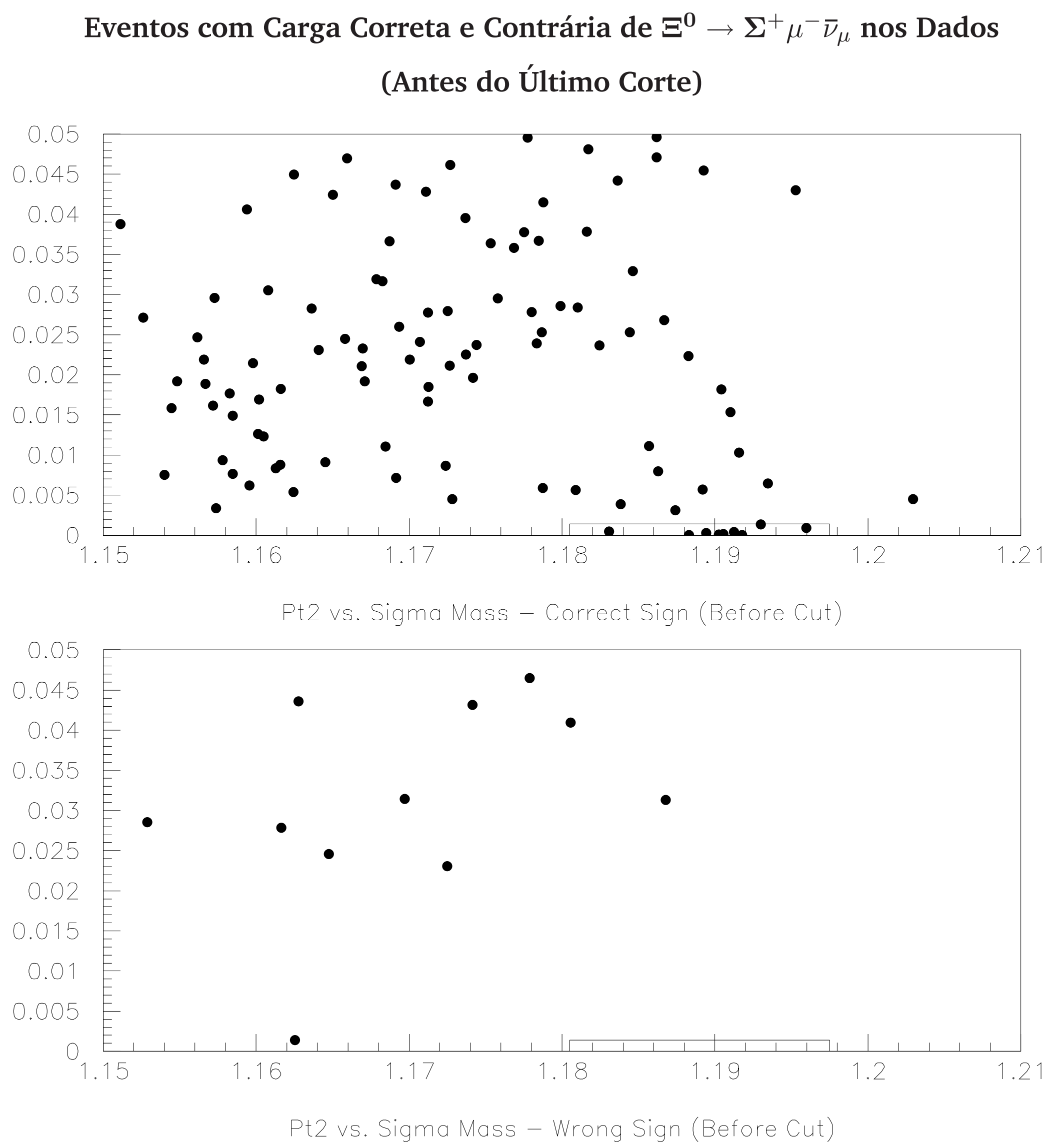

Figura 6.2: Massa invariante $p\pi^0$ (no eixo x) versus p_t^2 de $\Sigma^+\mu^-$ (no eixo y) para *Carga Correta* (acima) e *Contrária* (abaixo) do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, antes do corte no vértice carregado.

Eventos com Carga Correta e Contrária de $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ nos Dados

(Após Todos Cortes)

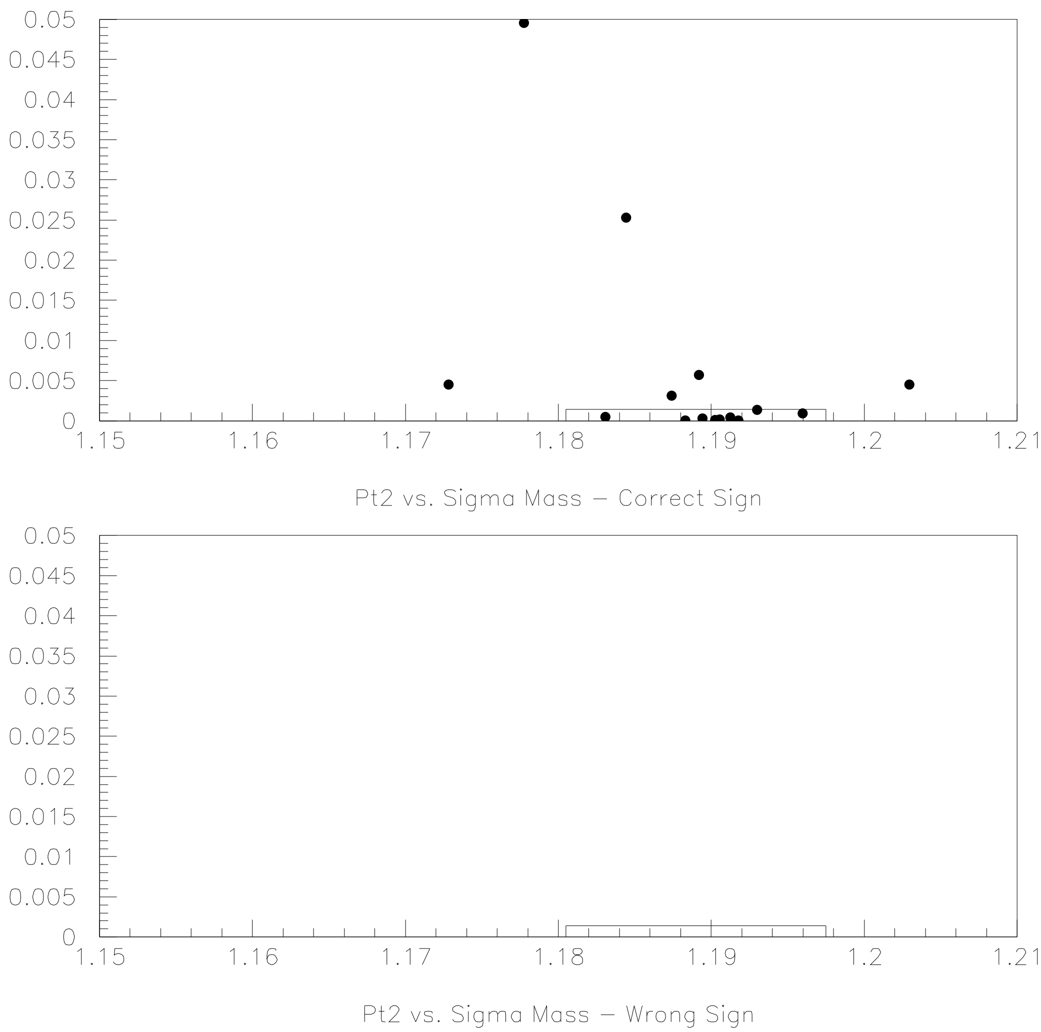

Figura 6.3: Massa invariante $p\pi^0$ (no eixo x) versus p_t^2 de $\Sigma^+\mu^-$ (no eixo y) para *Carga Correta* (acima) e *Contrária* (abaixo) do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$.

A figura 6.4 mostra novamente as distribuições da carga correta (acrescida dos eventos em Monte Carlo) e contrária do modo $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, porém, numa escala em y muito mais apropriada, capaz de mostrar melhor os eventos dentro e ao redor da caixa de 90%. Esta escala ignora os eventos com valores de $p_t^2(\Sigma^+\mu^-)$ muito altos, o que é bastante coerente, pois são eventos que não reconstroem bons vértices a partir da trajetória do Σ^+ e do μ^- e, por conseguinte, não se confundem com eventos de $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$.

Por esta figura, podemos observar claramente os 9 eventos que se mantiveram inalterados depois de impormos o corte no vértice carregado. Vemos, ainda, que a distribuição dos eventos nos dados espelha muito bem, de forma qualitativa, a distribuição dos eventos de $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ gerados por Monte Carlo – dentro da caixa, encontramos um núcleo com seis eventos bastante concentrados ao redor do valor da massa do Σ^+ e com baixo valor de $p_t^2(\Sigma^+\mu^-)$, circundados por três outros eventos. Esta comparação sugere, inclusive, que o evento fora da caixa nos dados pode ser do decaimento $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$.

Com relação à todos os decaimentos contaminadores investigados por Monte Carlo, nenhum deles apresentou eventos dentro da caixa de 90%, após aplicarmos o critério de seleção. De fato, a eliminação destes decaimentos se deu de forma tão eficiente, que até mesmo não usando o corte no vértice carregado, os eventos foram eliminados da região dentro da caixa.

Os únicos dois modos estudados por Monte Carlo que tiveram eventos, fora da caixa, que sobreviveram aos cortes foram os modos $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ e $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0(\Lambda \rightarrow p\mu^-\bar{\nu}_\mu)$. As figuras 6.5 e 6.6 mostram os eventos destes modos antes e depois de aplicar o corte no vértice carregado. Vemos, pela figura 6.6, que os eventos do decaimento $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0(\Lambda \rightarrow p\mu^-\bar{\nu}_\mu)$ são completamente removidos, sendo que geramos, por Monte Carlo, 21 vezes a estatística necessária para este modo (capítulo 5). Quanto ao decaimento $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$, 9 eventos passaram pelo critério de seleção final (todos fora da caixa), tendo sido gerados 10 vezes a estatística necessária. Estes 9 eventos de $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ representam, portanto, cerca de um evento $\left(\frac{9}{10}\right)$ que sobreviveu a todos os cortes.

Podemos concluir, com base nestes resultados, que observamos 9 eventos do decai-

Eventos com Carga Correta (Dados e Monte Carlo) e Carga Contrária (Dados) de $\boldsymbol{\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu}$

(Após Todos Cortes)

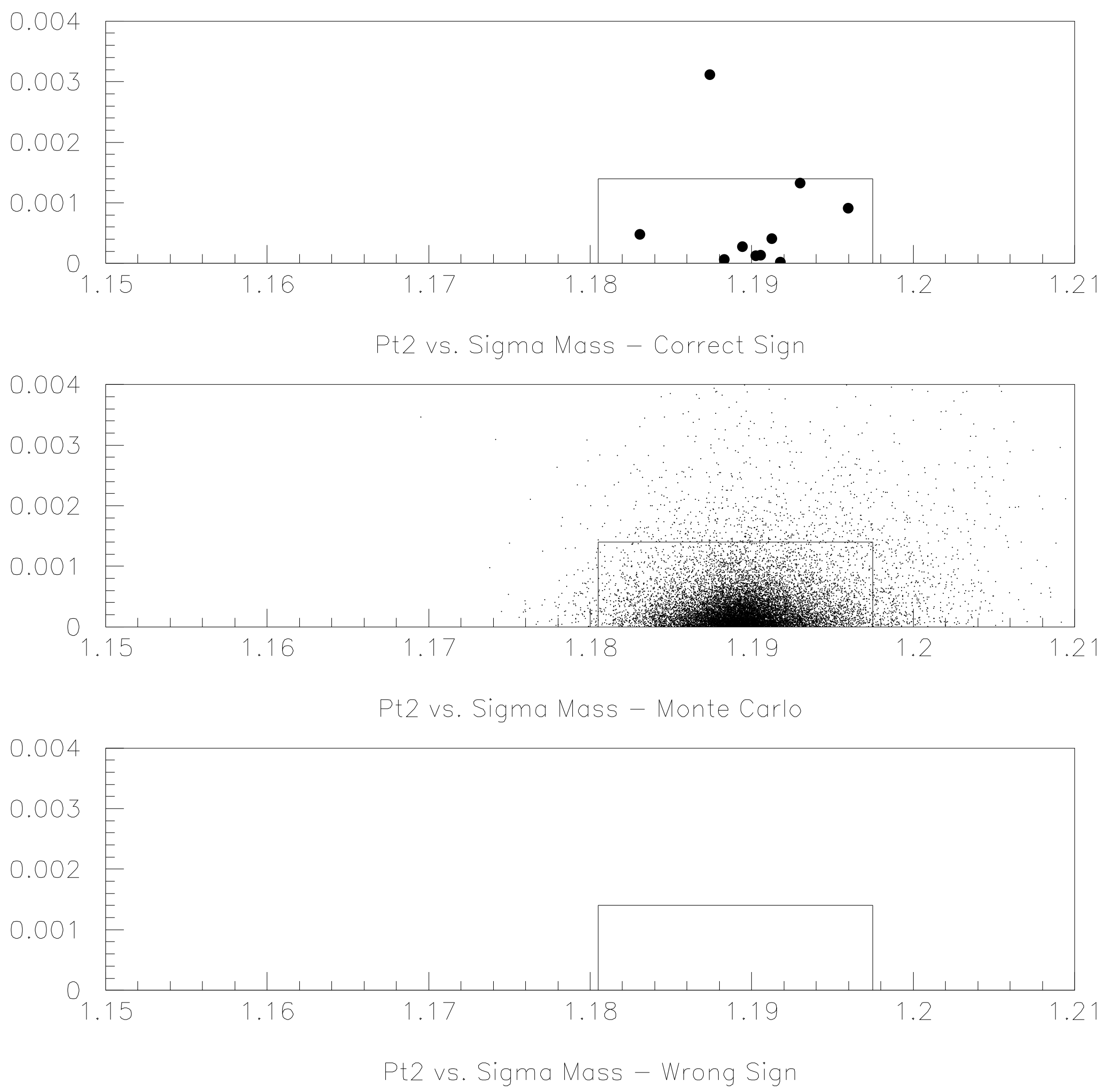

Figura 6.4: Massa invariante $p\pi^0$ (no eixo x) versus p_t^2 de $\Sigma^+\mu^-$ (no eixo y) para *Carga Correta* (Dados e Monte Carlo) e *Contrária* (Dados) do decaimento $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$.

Eventos de Ruído de $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ e $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0(\Lambda \rightarrow p\mu^-\bar{\nu}_\mu)$ em Monte Carlo

(Antes do Último Corte)

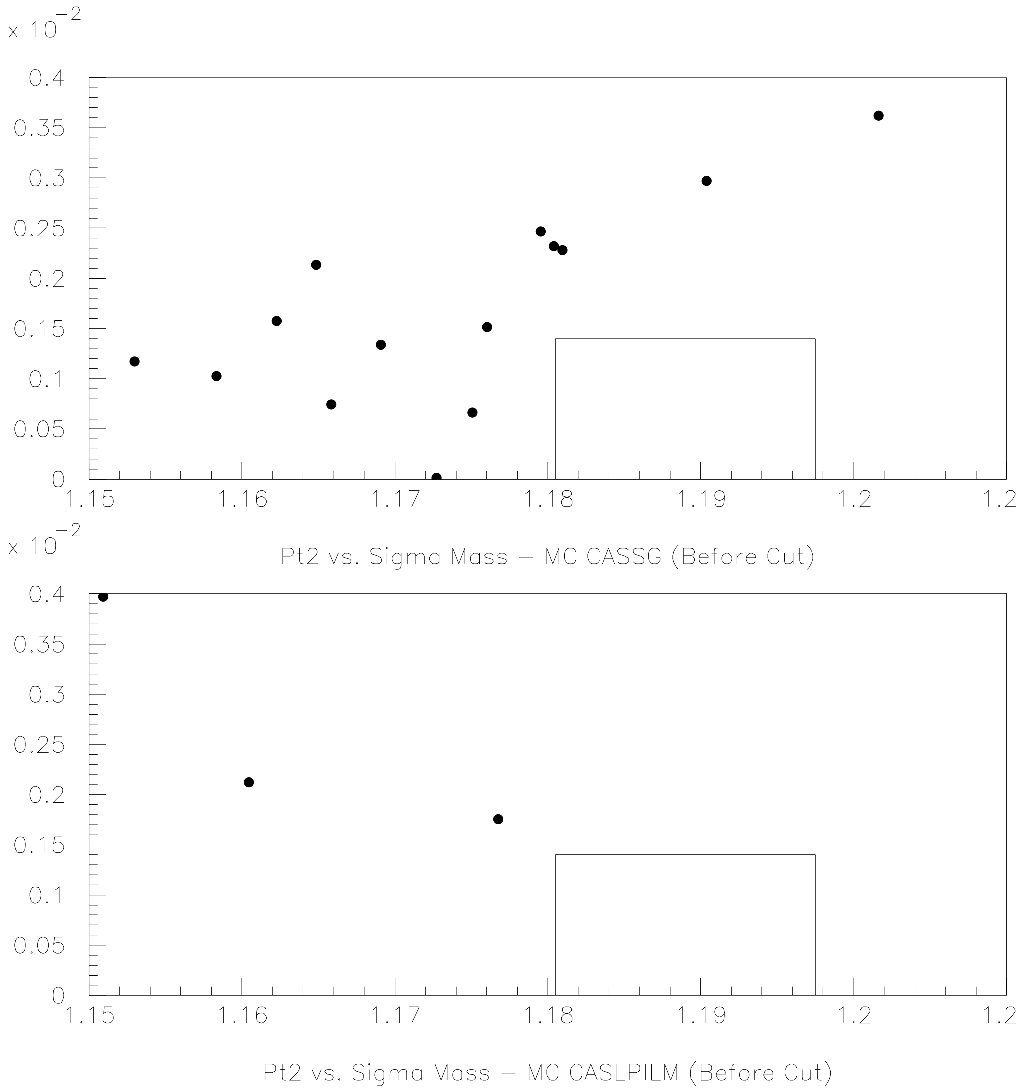

Figura 6.5: Massa invariante $p\pi^0$ (no eixo x) versus p_t^2 de $\Sigma^+\mu^-$(no eixo y) para $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ e (acima) $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0(\Lambda \rightarrow p\mu\bar{\nu})$ (abaixo) em Monte Carlo, antes do corte no vértice carregado.

Eventos de Ruído de $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ e $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0(\Lambda \rightarrow p\mu^-\bar{\nu}_\mu)$ em Monte Carlo (Após Todos Cortes)

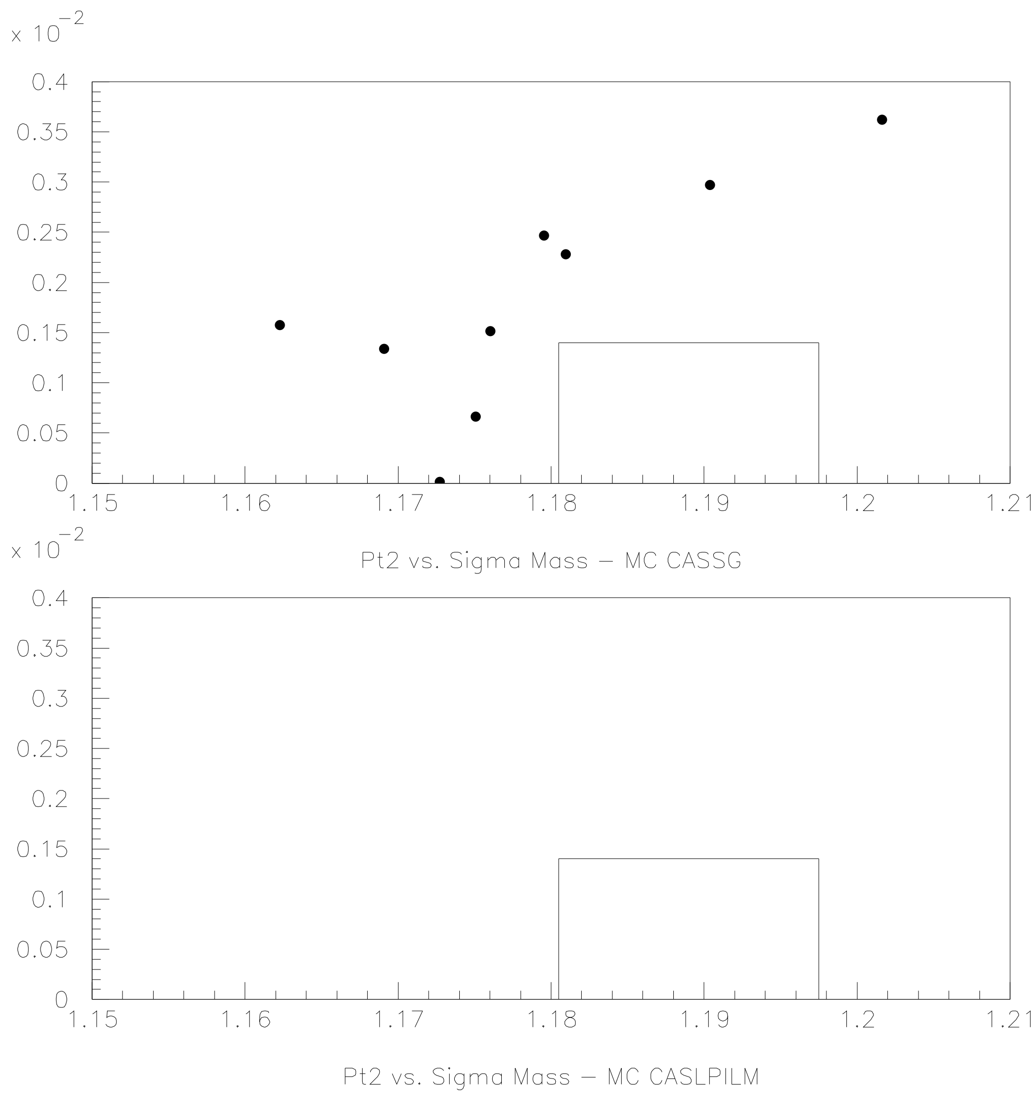

Figura 6.6: Massa invariante $p\pi^0$ (no eixo x) versus p_t^2 de $\Sigma^+\mu^-$(no eixo y) para $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^0\gamma$ (acima) e $\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0(\Lambda{\rightarrow}p\mu\bar{\nu})$ (abaixo) em Monte Carlo.

mento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ dentro da caixa de seleção de 90% e um evento fora da caixa. Nenhum ruído sobreviveu aos cortes na região do sinal, seja pela análise de Monte Carlo seja pela análise de carga contrária. A figura 6.7 mostra a distribuição do quadrado do momento transversal do vértice carregado para os eventos de Monte Carlo e os 9 eventos observados nos dados (não normalizados).

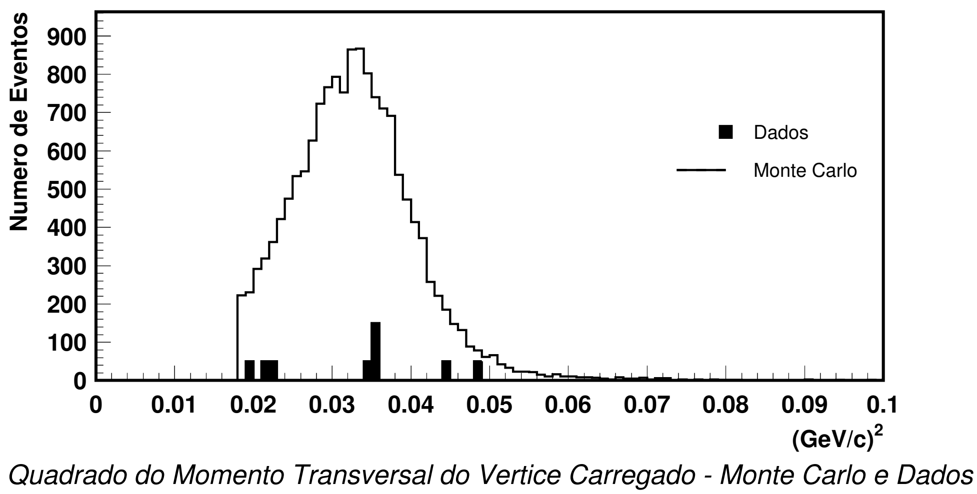

Figura 6.7: Distribuição do quadrado do momento transversal do vértice carregado em eventos de Monte Carlo e os 9 eventos observados nos dados (não normalizados).

Quanto aos dois modos de normalização – os decaimentos $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ e $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda{\to}p\pi^-)$ –, a tabela 6.2 faz um sumário do número de eventos observados de cada modo, incluindo também os 9 eventos do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$.

Decaimento	**Eventos Observados**
$\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$	9
$\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$	1 139
$\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda{\to}p\pi^-)$	1 702 965

Tabela 6.2: Número de eventos observados nos dados do KTeV dos modos $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ e dos dois modos de normalização.

Com relação ao modo $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$, 1193 eventos sobreviveram aos cortes de seleção elaborados para este modo, levando em consideração a caixa de 90% do modo $\Xi^0 \to \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$, no intuito de evitar possível viés entre estes modos no processo de normalização (Figura 6.8). Entretanto, uma fonte de ruído vindo, provavelmente, do decaimento $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0$ seguido de $\Lambda \to pe\bar{\nu}_e$, contamina esta amostra. Estimamos a presença de 54 eventos deste ruído, que foram subtraídos dos 1193 eventos, resultando em 1139 eventos observados de $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$.

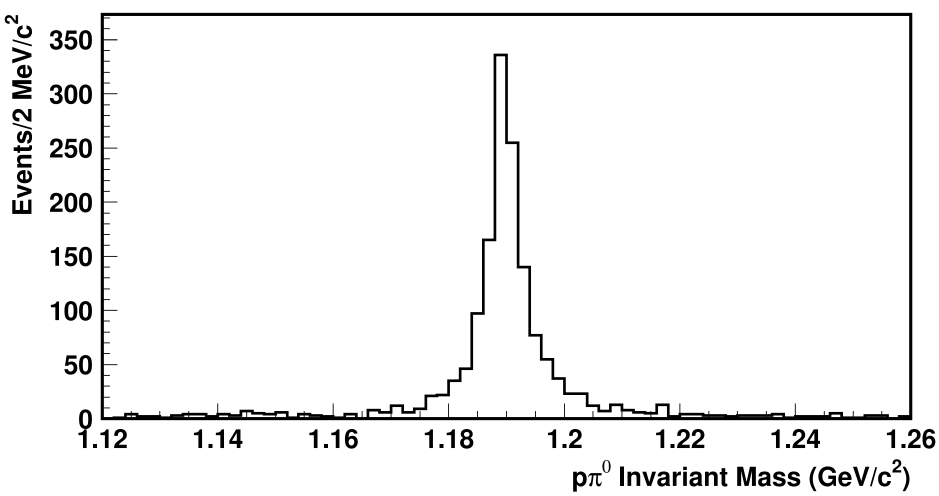

Figura 6.8: Distribuição da massa invariante $p\pi^0$ reconstruída para eventos passando pelo critério de seleção do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$.

O decaimento $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda \to p\pi^-)$ teve 1 702 965 eventos observados nos dados do KTeV. Para o cálculo da razão de ramificação (a ser apresentada neste capítulo), precisaremos considerar o fator de escala de $\frac{1}{7}$ utilizado no Trigger 11, responsável por coletar os eventos deste modo (capítulo 2).

6.1.1 Erro Estatístico

Considerando uma distribuição poissoniana, calculamos o erro estatístico dos 9 eventos do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ observados na região de sinal com 0 evento de ruído, baseado no procedimento de Feldman e Cousins [24]. Se usarmos a tabela desta referência com 90% de nível de confiança (C.L.), nossa medida será de

$$\left(9^{+6,30}_{-4,64}\right) \text{ eventos}$$

E usando a tabela de 68,27% C.L., obteremos

$$\left(9^{+3,79}_{-2,67}\right) \text{ eventos}$$

que será o valor utilizado na investigação para o cálculo da razão de ramificação.

6.1.2 Erro Sistemático

Um estudo de erro sistemático sobre os eventos observados do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ permite investigarmos a possível presença de ruído dentre os 9 eventos da região do sinal (ou seja, dentro da caixa de seleção de 90%). Os cortes de seleção nas massas invariantes foram utilizados para observar como pequenas variações de 1 sigma nesses cortes afetam o número de eventos nos dados e em Monte Carlo. Os resultados dessa análise podem ser vistos na tabela 6.3, onde aparece o número de eventos que sobreviveram ao fazermos, em cada uma das variáveis listadas, um corte mais restritivo (forte) e menos restritivo (fraco).

Por esta análise observamos que, para todos os cortes, o número de eventos observados nos dados segue o comportamento esperado pela simulação de Monte Carlo. Este resultado representa mais uma forte evidência de que existem 9 eventos do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ e nenhum evento de ruído na região de sinal.

6.2 Cálculo das Aceitações

Para calcularmos a aceitação do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ e dos modos de normalização no experimento KTeV, precisamos conhecer apenas o número de eventos gerados por Monte Carlo e quantos deles sobreviveram ao respectivo critério de seleção implemen-

Corte	**Fraco**	**Usado**	**Forte**
Dados			
massa $p\pi^-$	9	9	6
massa $\Lambda\pi^0$	9	9	5
massa $\Sigma^+\mu^-$	9	9	8
massa $\pi^+\pi^-\pi^0$	9	9	9
Monte Carlo (*Normalizado*)			
massa $p\pi^-$	9,8	9,0	6,8
massa $\Lambda\pi^0$	9,6	9,0	5,4
massa $\Sigma^+\mu^-$	9,0	9,0	8,3
massa $\pi^+\pi^-\pi^0$	9,0	9,0	8,7

Tabela 6.3: Resultado da variação de $\pm1\sigma$ nos cortes das massas invariantes para observar como se comporta o número de eventos de $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ dentro da região de sinal nos dados e em Monte Carlo (normalizado).

tado para cada modo em particular. As aceitações calculadas no capítulo 5 eram no nível do trigger e, portanto, não consideravam o critério de seleção dos eventos.

Para o decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, o número de eventos que passaram pelos cortes foi de 13 562 dentre 999 907 eventos gerados, resultando em uma aceitação de

$$\begin{aligned} A_{\Xi^0\to\Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu} &= \frac{N_{Aceitos}}{N_{Gerados}} = \frac{13\,562}{999\,907} \\ &= 1{,}356\% \end{aligned}$$

O mesmo procedimento é feito para os modos $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ e $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda \to p\pi^-)$, resultando nos valores listados na tabela 6.4.

6.3 Razão de Ramificação

Esta investigação considerou dois modos de normalização para os cálculos de razão de ramificação. Entretanto, se fez natural escolher o modo $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ como o principal

Decamento	$N_{gerados}$	$N_{aceitos}$	**Aceitação**
$\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$	999 907	13 562	1,356%
$\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$	1 999 906	60 231	3,012%
$\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda\to p\pi^-)$	999 907	62 806	6,281%

Tabela 6.4: Número de eventos gerados e aceitos e as respectivas aceitações do sinal e dos modos de normalização.

deles, devido às semelhanças com o modo $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, cancelando possíveis vieses nos cortes de seleção. A razão de ramificação normalizada pelo modo $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda\to p\pi^-)$ será feita no final da análise como forma de verificar o resultado encontrado pela normalização do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$.

6.3.1 Cálculo da Taxa de Decaimento

Calculamos inicialmente a razão das razões de ramificação ou a razão das taxas de decaimento dos modos $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ e $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ por

$$\frac{B.R.(\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu)}{B.R.(\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e)} = \frac{\Gamma(\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e)} = \frac{N_{Sinal}}{N_{Norm}} \times \frac{A_{Norm}}{A_{Sinal}}$$

Usando o número dos eventos observados e as aceitações, calculamos

$$\frac{\Gamma(\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e)} = \frac{9}{1139} \times \frac{3{,}012\%}{1{,}356\%} \sim 1{,}8 \times 10^{-2}$$

Incluímos o erro estatístico relacionado ao número de eventos do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ $\left(9^{+3,79}_{-2,67} \text{ eventos}\right)$, para obter

$$\frac{\Gamma(\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e)} = \left(1{,}8^{+0,7}_{-0,5}\right) \times 10^{-2}$$

As possíveis fontes de erro sistemático para a razão das taxas de decaimento, são provenientes do número de eventos de $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$, da razão das aceitações, e da incerteza na identificação do múon (tal como foi descrito no capítulo 2). O número de eventos de $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ com sua incerteza é 1139 ± 34, o que gera um erro de $\pm 0{,}5\times10^{-3}$ na razão das taxas de decaimento. Fazendo uma variação de $\pm 1\sigma$ no corte da massa invariante do $p\pi^0$ de ambos os modos $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ e $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$, encontramos o erro sistemático na medida das razão das aceitações:

$$\frac{A_{Norm}}{A_{Sinal}} = 2{,}22^{+0{,}06}_{-0{,}08}$$

que resulta em uma incerteza na razão das taxa de decaimento de $^{+0{,}5}_{-0{,}6} \times 10^{-3}$. Por fim, a incerteza de 8% na identificação do múon contribui com $\pm 1{,}4\times 10^{-3}$ para o erro sistemático. A soma quadrática de todas estas contribuições, listadas na tabela 6.5, resulta no erro sistemático total na medida da razão das taxas de decaimento.

Contribuição	Erro Sistemático
N_{Norm}	$\pm 0{,}5 \times 10^{-3}$
$\frac{A_{Norm}}{A_{Sinal}}$	$^{+0{,}5}_{-0{,}6} \times 10^{-3}$
8% muon i.d.	$\pm 1{,}4 \times 10^{-3}$
Soma Quadrática	$\pm 1{,}6 \times 10^{-3}$

Tabela 6.5: Contribuições para o erro sistemático na medida da razão das taxas de decaimento.

Assim, o cálculo da razão das taxas de decaimento, incluindo a incerteza estatística e sistemática, resulta em

$$\frac{\Gamma(\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e)} = \Big(1{,}8\,^{+0{,}7}_{-0{,}5}(estat.) \pm 0{,}2(sist.)\Big) \times 10^{-2}, \text{ com 68,27\% C.L.}$$

6.3.2 Cálculo da Razão de Ramificação

Para calcularmos a razão de ramificação do modo $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, normalizada pelo modo $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$, precisamos apenas multiplicar a razão das taxas de decaimento pela razão de ramificação do modo $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$, incluindo a incerteza de sua medida no erro sistemático. Utilizamos o valor de $B.R.(\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e)$ retirado da Ref. [6], que se baseia na medida realizada pela colaboração KTeV nos dados de *1997*; o valor desta medida é $(2{,}7 \pm 0,4) \times 10^{-4}$.

Assim, o cálculo da $B.R.(\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu)$, considerando apenas seu erro estatístico, resulta em

$$B.R.(\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu) = \left(4{,}7^{+2{,}0}_{-1{,}4}\right) \times 10^{-6}$$

E, ao incluirmos a razão de ramificação do $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ como fonte de incerteza sistemática em nossa medida, obtemos um erro sistemático total de $\pm 0{,}8 \times 10^{-6}$ (ver tabela 6.6).

Contribuição	Erro Sistemático
N_{Norm}	$\pm 0{,}14 \times 10^{-6}$
$B.R.(\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e)$	$\pm 0{,}70 \times 10^{-6}$
$\frac{A_{Norm}}{A_{Sinal}}$	$^{+0{,}12}_{-0{,}17} \times 10^{-6}$
8% muon i.d.	$\pm 0{,}38 \times 10^{-6}$
Soma Quadrática	$\pm 0{,}8 \times 10^{-6}$

Tabela 6.6: Contribuições para o erro sistemático na medida da razão de ramificação do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$.

Concluímos, por fim, que a razão de ramificação do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, normalizada pelo decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$, é

$$B.R.(\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu) = \left(4{,}7^{+2{,}0}_{-1{,}4}(estat.) \pm 0{,}8(sist.)\right) \times 10^{-6}, \text{ com 68,27\% C.L.}$$

Como forma de verificação, a análise totalmente independente da seleção de eventos de $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda \to p\pi^-)$, também pode fornecer um valor de $B.R.(\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu)$. A esta medida não incluiremos qualquer análise de erro sistemático. Ela será utilizada apenas como teste de consistência, no intuito de aumentar a credibilidade da medida normalizada pelo modo $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$.

O cálculo de $B.R.(\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu)$ normalizada pelo decaimento $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda \to p\pi^-)$, é facilmente realizado através da equação,

$$
\begin{aligned}
B.R.(\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu) &= \frac{N_{Sinal}}{N_{Norm}} \times \frac{A_{Norm}}{A_{Sinal}} \times \frac{B.R.(\Xi^0 \to \Lambda\pi^0) \times B.R.(\Lambda \to p\pi^-)}{B.R.(\Sigma^+ \to p\pi^0)} \times \frac{1}{7} \\
&= \frac{9}{1\,702\,965} \times \frac{6{,}281\%}{1{,}356\%} \times \frac{0{,}995 \times 0{,}639}{0{,}516} \times \frac{1}{7} \\
&= 4{,}31 \times 10^{-6}
\end{aligned}
$$

Considerando o erro estatístico devido ao número de eventos do sinal, chegaremos ao resultado final

$$B.R.(\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu) = \left(4{,}3^{+1{,}8}_{-1{,}3}(estat.)\right) \times 10^{-6}, \text{ com 68,27\% C.L.}$$

Podemos concluir, portanto, que as duas medidas da razão de ramificação do modo $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, normalizada pelo modo $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$ e pelo modo $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda \to p\pi^-)$, concordam entre si. Como selecionamos eventos destes dois modos, podemos calcular, também, a razão de ramificação do modo $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$, normalizada pelo modo $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda{\to}p\pi^-)$. Servirá como mais uma verificação dos resultados da presente investigação.

O cálculo de $B.R.(\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e)$ se resume em

$$
\begin{aligned}
B.R.(\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e) &= \frac{1139}{1\,702\,965} \times \frac{6{,}281\%}{3{,}012\%} \times \frac{0{,}995 \times 0{,}639}{0{,}516} \times \frac{1}{7} \\
&= 2{,}46 \times 10^{-4}
\end{aligned}
$$

Ao incluirmos a incerteza devido ao número de eventos de $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$, obtemos

$$B.R.(\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e) = (2{,}46 \pm 0{,}07(estat.)) \times 10^{-4}, \text{ com 68,27\% C.L.}$$

que representa uma medida com maior precisão que a anterior feita pelo KTeV, já que observamos 1139 eventos, enquanto a observação nos dados de *1997* se baseou em 176 eventos.

Capítulo 7

Conclusão

Realizamos uma investigação sobre o decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, previsto pelo Modelo Padrão da física de altas energias e nunca antes observado. Neste intuito, foram descritos os procedimentos experimentais e de análise dos dados para realizar a observação deste decaimento e a medida de sua razão de ramificação.

Observamos 9 eventos do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ e nenhum evento de ruído na região de sinal (Figura 7.1) nos dados de *1999* do KTeV. Utilizando 1139 eventos do decaimento beta do Ξ^0 para normalização, medimos a razão das taxas de decaimento $\Gamma(\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu)/\Gamma(\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e)$ que resultou em $\left(1{,}8\,^{+0{,}7}_{-0{,}5}(estat.) \pm 0{,}2(sist.)\right) \times 10^{-2}$, com 68,27% C.L. [25]. Este resultado é a medida oficial da colaboração KTeV e concorda com a previsão do modelo de Cabibbo (modelo de quarks com simetria SU(3) de sabor) que é de $0{,}9 \times 10^{-2}$. Considerando o valor da $B.R.(\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e)$ listado na Ref.[6], encontramos que o valor da razão de ramificação do decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$ é $B.R.(\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu) = \left(4{,}7\,^{+2{,}0}_{-1{,}4}(estat.) \pm 0{,}8(sist.)\right) \times 10^{-6}$.

O decaimento $\Xi^0 \to \Lambda\pi^0(\Lambda \to p\pi^-)$ também foi utilizado como modo de normalização para o decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$, o que nos permitiu realizar mais uma medida de $B.R.(\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu)$ com o valor de $\left(4{,}3\,^{+1{,}8}_{-1{,}3}(estat.)\right) \times 10^{-6}$ [26], que corrobora a medida normalizada pelo decaimento $\Xi^0 \to \Sigma^+e^-\bar{\nu}_e$.

Por fim, realizamos uma nova medida da razão de ramificação do decaimento beta do

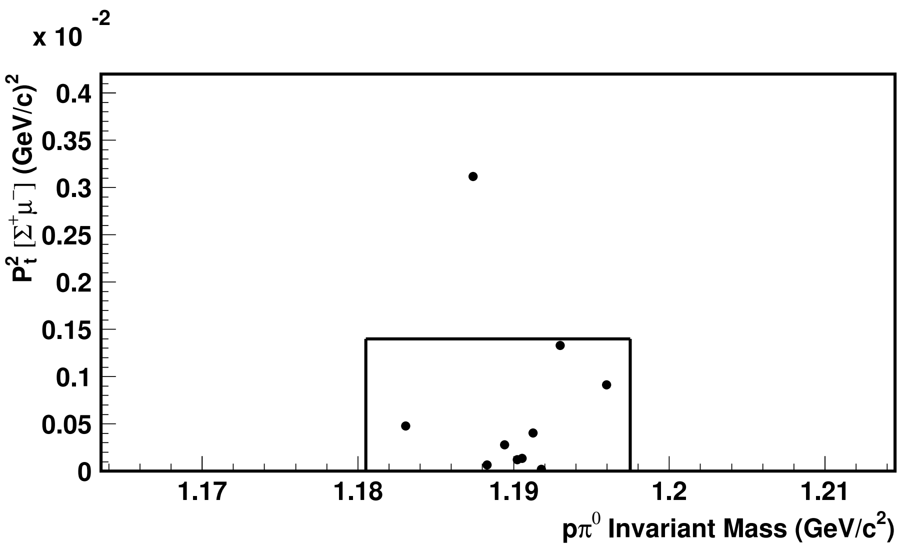

Figura 7.1: Massa invariante $p\pi^0$ versus p_t^2 de $\Sigma^+\mu^-$ dos eventos de $\Xi^0 \to \Sigma^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$.

Ξ^0, que tem como previsão teórica o valor de $(2{,}61 \pm 0{,}11) \times 10^{-4}$. A primeira medida desta razão de ramificação foi realizada em uma parte dos dados de *1997* do KTeV, resultando em $(2{,}71 \pm 0{,}22(estat.) \pm 0{,}31(sist.)) \times 10^{-4}$ (medida oficial da colaboração KTeV) [1]. A medida que fizemos com os dados de *1999* do KTeV é preliminar e tem o valor de $(2{,}46 \pm 0{,}07(estat.)) \times 10^{-4}$.

Apêndice A

Vértice do Decaimento $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

O decaimento do π^0 em dois fótons acontece na região de decaimento do KTeV, definida entre 90 e 158 m com relação ao alvo de produção. Reconstruímos este decaimento usando a energia e a posição dos fótons observados pelo calorímetro eletromagnético, localizado a 186 m do alvo.

Para calcular a posição longitudinal do vértice desse decaimento (Figura A.1) consideramos inicialmente a relação invariante entre o quadrivetor de momento do π^0 (p_{π^0}) e dos dois fótons (p_1 e p_2),

$$p_{\pi^0}^2 = (p_1 + p_2)^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 p_2 \tag{A.1}$$

Usando o fato de que $p_{\pi^0}^2 = m_{\pi^0}^2$ e que, para os fótons, $p_1^2 = p_2^2 = 0$, temos

$$\begin{aligned} m_{\pi^0}^2 &= 2E_1E_2 - 2\vec{\mathrm{p}}_1 \cdot \vec{\mathrm{p}}_2 \\ &= 2E_1E_2 - 2|\vec{\mathrm{p}}_1||\vec{\mathrm{p}}_2|\, cos\,\theta \\ &= 2E_1E_2(1 - cos\,\theta) \end{aligned} \tag{A.2}$$

onde θ é o ângulo entre o momento dos dois fótons.

A esse resultado, fazemos uma primeira aproximação, ao expandirmos em série de Taylor a função $cos\,\theta$, para valores pequenos de θ,

$$cos\,\theta = 1 - \frac{\theta^2}{2} + \frac{\theta^4}{24} - ...$$

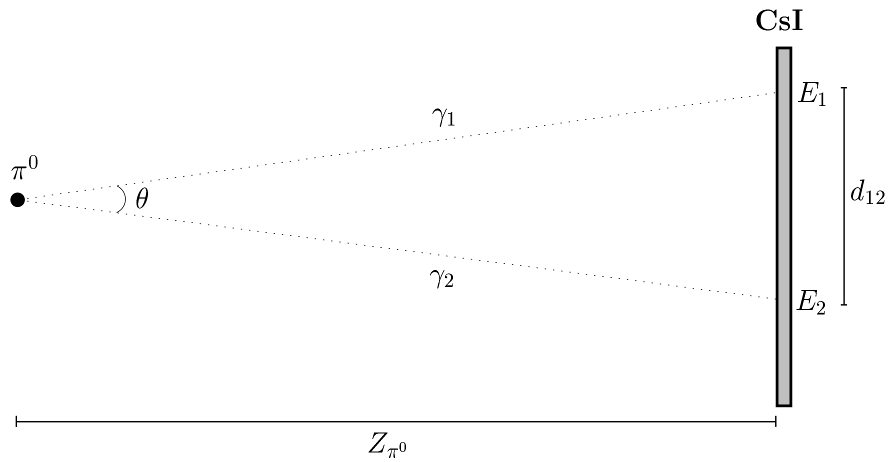

Figura A.1: Vértice do decaimento do π^0 em dois fótons e a distância Z_{π^0} entre o vértice e o calorímetro eletromagnético de CsI.

e considerarmos apenas os dois primeiros termos da expansão, obtendo

$$m_{\pi^0}^2 \simeq 2E_1E_2\left(1-1+\frac{\theta^2}{2}\right) = E_1E_2\,\theta^2 \tag{A.3}$$

e, assim,

$$m_{\pi^0} \simeq \sqrt{E_1E_2}\,\theta \tag{A.4}$$

Fazemos agora uma segunda aproximação neste cálculo ao considerarmos a distância d_{12}, que separa os dois clusters neutros no calorímetro, como sendo o segmento de arco correspondente a um ângulo θ de uma circunferência de raio Z_{π^0}, para podermos escrever

$$\theta \simeq \frac{d_{12}}{Z_{\pi^0}}$$

Obtemos assim,

$$m_{\pi^0} \simeq \sqrt{E_1E_2}\,\frac{d_{12}}{Z_{\pi^0}} \tag{A.5}$$

e, resolvendo esta equação para Z_{π^0}, temos

$$Z_{\pi^0} \simeq \sqrt{E_1E_2}\,\frac{d_{12}}{m_{\pi^0}} \tag{A.6}$$

Esta equação determina a distância entre o vértice e o calorímetro, mas como utilizamos um referencial com a origem no alvo de produção, vamos redefinir Z_{π^0} como a distância entre o alvo e o calorímetro (Z_{CsI}) subtraída da distância encontrada pela equação A.6, resultando assim em

$$Z_{\pi^0} \simeq Z_{CsI} - \sqrt{E_1 E_2}\,\frac{d_{12}}{m_{\pi^0}} \tag{A.7}$$

O valor da massa do π^0 é obtido do PDG [6] e as energias E_1 e E_2 são detectadas pelo experimento, bem como as posições em x e y dos dois fótons no calorímetro, que nos permite calcular a separação d_{12} entre eles, através de

$$d_{12} = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2}$$

A reconstrução aqui descrita, assume que os fótons são provenientes de um π^0 para determinar o vértice deste decaimento. Obviamente, pode acontecer que os dois clusters neutros de um evento qualquer sejam de fótons vindos de uma seqüência de decaimentos como $\Xi^0 \to \Sigma^0\gamma$ seguido de $\Sigma^0 \to \Lambda\gamma$ e $\Lambda \to p\pi^-$. Em casos como este, em que os dois fótons não veem de um π^0, a variável reconstruída Z_{π^0} pode não satisfazer os critérios de seleção a serem implementados e, como conseqüência, o evento é eliminado.

Apêndice B

Distância de Maior Aproximação entre Duas Trajetórias

O vértice de decaimento de duas trajetórias que foram observadas pelas câmaras de arrasto, pode ser encontrado projetando os segmentos de reta de ambas trajetórias para um ponto em comum. Entretanto, quando uma das trajetórias não é detectada e sim reconstruída, esta tarefa não se apresenta tão simples. Em geral, as trajetórias não convergem para um ponto em comum e precisamos, então, encontrar a distância de maior aproximação (*Distance of Closest Approach*) entre estas trajetórias para podermos determinar o seu vértice de decaimento.

Consideremos duas trajetórias representadas pelas retas mostradas na figura B.1. O vetor $\vec{w}$ liga os pontos de maior aproximação entre essas duas retas e é perpendicular à ambas. Os vetores $\vec{u}$ e $\vec{v}$ das trajetórias 1 e 2 são unitários e $\vec{w_0}$ é o vetor que liga os pontos das duas retas em $Z = 0$. Escolhemos esta posição em Z para projetarmos as trajetórias, pois, em toda a análise de reconstrução, descrevemos uma reta utilizando apenas sua inclinação e um ponto qualquer da reta. Portanto, o ponto da reta onde $Z = 0$ torna-se uma boa escolha para simplificação dos cálculos.

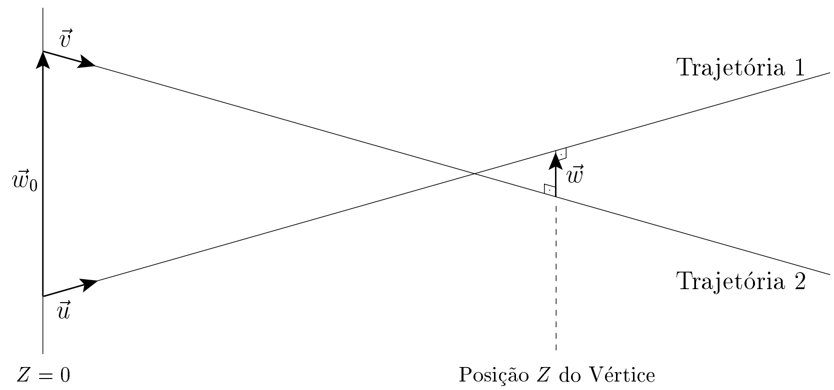

Figura B.1: Projeção no plano de duas trajetórias e a posição Z do vértice, onde ocorre a distância de maior aproximação entre as trajetórias.

Uma simples análise da figura B.1 nos permite escrever a relação

$$\vec{w}_0 + \beta\vec{v} + \vec{w} = \alpha\vec{u}$$

onde $\alpha\vec{u}$ e $\beta\vec{v}$ são os segmentos das trajetórias 1 e 2, de $Z = 0$ ao ponto de maior aproximação. Resolvendo para $\vec{w}$, temos

$$\vec{w} = \alpha\vec{u} - \beta\vec{v} - \vec{w}_0 \tag{B.1}$$

Determinamos os parâmetros α e β utilizando o fato de que o vetor $\vec{w}$ é perpendicular a $\vec{u}$ e a $\vec{v}$,

$$\vec{u} \cdot \vec{w} = \alpha - \beta(\vec{u} \cdot \vec{v}) - \vec{u} \cdot \vec{w}_0 = 0$$

$$\vec{v} \cdot \vec{w} = \alpha(\vec{u} \cdot \vec{v}) - \beta - \vec{v} \cdot \vec{w}_0 = 0$$

o que resulta em

$$\alpha = \frac{(\vec{u} \cdot \vec{w}_0) - (\vec{u} \cdot \vec{v})(\vec{v} \cdot \vec{w}_0)}{[1 - (\vec{u} \cdot \vec{v})^2]}$$

$$\beta = \frac{(\vec{u} \cdot \vec{v})(\vec{u} \cdot \vec{w}_0) - (\vec{v} \cdot \vec{w}_0)}{[1 - (\vec{u} \cdot \vec{v})^2]}$$

Estes parâmetros estão em função apenas de $\vec{u}$, $\vec{v}$ e $\vec{w}_0$, que podem ser determinados, desde que reconstruídas as duas trajetórias. Encontramos, assim, a distância de maior aproximação entre as trajetórias, o que nos leva à definição do vértice de decaimento.

Bibliografia

[1] A. Affolder *et al.* [KTeV Collaboration], Phys. Rev. Lett. **82**, 3751 (1999).

[2] A. Alavi-Harati *et al.* [KTeV Collaboration], Phys. Rev. Lett. **87**, 132001 (2001).

[3] M. Gell-Mann, Phys. Rev. **125**, 1067 (1962).

[4] Y. Ne'eman, Nucl. Phys. **26**, 222 (1961).

[5] V. E. Barnes *et al.*, Phys. Rev. Lett. **12**, 204 (1964).

[6] Review of Particle Physics, *Phys. Lett.* **B592**, 1 (2004).

[7] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963).

[8] M. Kobayashi e T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).

[9] A. Garcia e P. Kielanowski, *The Beta Decay of Hyperons*, Lecture Notes in Physics, **222**, Springer-Verlag, Berlin (1985).

[10] A. Alavi-Harati, *Observation and Branching Fraction Measurement of* $\Xi^0 \to \Sigma^+ e^- \bar{\nu}_e$ *at KTeV/E799-II*, Ph.D. Thesis, University of Wisconsin - Madison (1999).

[11] N. Cabibbo, E. C. Swallow e R. Winston, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **53**, 39 (2003).

[12] A. Arisaka *et al.*, "KTeV (Kaons at the Tevatron) Design Report", Fermilab Report No. FN-580 (1992).

[13] P. S. Shawhan, *Observation of Direct CP Violation in* $K_{S,L} \to \pi\pi$ *Decays*, Ph.D. Thesis, University of Chicago (1999).

[14] J. D. Cockcroft e E. T. S. Walton, Proc. Roy. Soc. London A129, 477 (1930).

[15] J. D. Cockcroft e E. T. S. Walton, Proc. Roy. Soc. London A136, 619 (1932).

[16] M. S. Livingston, *Analysis of Charge-Exchange Injection for NAL*, Fermilab Report No. FN-194 (1969).

[17] C. Hojvat *et al.*, *The Multiturn Charge Exchange Injection System for the Fermilab Booster Accelerator*, Fermilab Report No. TM-872 (1979).

[18] A. Alavi-Harati *et al.* [KTeV Collaboration], Phys. Rev. Lett. **86**, 3239 (2001).

[19] J. Shields, *The Search for the Emission of a CP-Violating E1 Photon in the* $K_L \to \pi^+\pi^-\gamma$ *Decay*, Ph.D. Thesis, University of Virginia (2005).

[20] K. Senyo, *CP Asymmetry in the Decay* $K_L \to \pi^+\pi^-e^+e^-$, Ph.D. Thesis, Osaka University (1999).

[21] J. Whitmore, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. **409**, 687 (1998).

[22] S. T. Bright, *First Measurement of Form Factors of the Beta Decay of the Neutral Xi Hyperon*, Ph.D. Thesis, University of Chicago (2000).

[23] E. Monnier [KTeV Collaboration], Nucl. Phys. Proc. Suppl. **75B**, 36 (1999).

[24] G. J. Feldman e R. D. Cousins, Phys. Rev. D **57**, 3873 (1998).

[25] E. Abouzaid *et al.* [KTeV Collaboration], Phys. Rev. Lett. **95**, 081801 (2005).

[26] R. A. Gomes, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), **142**, 16 (2005).