

Universidade de São Paulo

Instituto de Física

Estudo de hádrons exóticos com a atualização do experimento ALICE do CERN

Leopoldo Abranches de Carvalho

Orientador: Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz



Dissertação de mestrado apresentada ao Instituto de Física como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Ciências.

Banca examinadora:

Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz (USP)

Prof. Dr. Luciano Melo Abreu (UFBA)

Prof. Dr. Mauro Rogério Cosentino (UFABC)

São Paulo

2022

FICHA CATALOGRÁFICA
Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Carvalho, Leopoldo Abranches de

Estudo de hádrons exóticos com a atualização do experimento ALICE do CERN. São Paulo, 2022.

Dissertação (Mestrado) – Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Depto. de Física Nuclear

Orientador(a): Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz

Área de Concentração: Física Nuclear de Altas Energias

Unitermos: 1. Física de alta energia; 2. Íons pesados; 3. LHC; 4. Física de partículas

USP/IF/SBI-057/2022

University of São Paulo

Physics Institute

Study of exotic hadrons with the upgrade of the ALICE experiment at CERN

Leopoldo Abranches de Carvalho

Supervisor: Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz

Dissertation submitted to the Physics Institute of the University of São Paulo in partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science.

Examining Committee:

Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz (USP)

Prof. Dr. Luciano Melo Abreu (UFBA)

Prof. Dr. Mauro Rogério Cosentino (UFABC)

São Paulo

2022

Dedico este trabalho à minha mãe Ana Paula Abranches Ferreira e ao meu pai Celso Edmilson de Carvalho.

Agradecimentos

Agradeço aos meus pais Ana Paula Abranches Ferreira e Celso Edmilson de Carvalho por sempre estarem ao meu lado. Gostaria de agradecer também ao meu orientador Marcelo Gameiro Munhoz por todo apoio e compreensão, à Universidade de São Paulo (grande centro de efervescência cultural e científica), ao Instituto de Física da USP, ao grupo HEPIC (*High Energy Physics and Instrumentation Center*), à Colaboração ALICE do CERN e aos professores da Banca por terem aceito o convite. Por último, mas não menos importante, gostaria de agradecer aos meus amigos e aos demais familiares, a quem sou imensamente grato. O presente trabalho foi realizado com apoio do CNPq, Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - Brasil

RESUMO

Este trabalho busca analisar a viabilidade e os principais aspectos da medição da partícula exótica $X(3872)$, considerando as características do detector ALICE 3, que será implementado na próxima década no LHC. Apesar do enfoque ter sido dado ao hádron $X(3872)$, a pesquisa não se trata de um estudo de caso, mas de uma análise que pode muito bem ser extrapolada para outros exóticos, daí o título mais abrangente desta dissertação. Foram realizadas simulações computacionais tendo em vista tanto a estrutura física do detector (e.g. as camadas de silício para a reconstrução da trajetória), como também o interesse em intervalos de baixo momento transversal, permitindo um estudo em condições ainda não observadas. Alguns critérios de seleção, como as variáveis Q e ΔR também foram implementados, a fim de que a significância aumentasse consideravelmente. A reconstrução da massa invariante foi feita pelo canal de decaimento $J/\psi \pi^+ \pi^-$, amplamente estudado por outras colaborações do LHC (ATLAS, CMS e LHCb). A aplicação de alguns critérios e variáveis de seleção demonstrou-se extremamente promissora, sendo possível observar uma ressonância muito clara no espectro de massa invariante, principalmente para bins de momento transversal próximos a 10 GeV. Além disso, o presente trabalho analisou não somente a eficiência da reconstrução, levando em conta as propriedades singulares do ALICE 3, mas também a produção total esperada do exótico $X(3872)$, a partir da seção de choque do software Pythia. O estudo de partículas exóticas em colisões chumbo-chumbo (Pb-Pb) certamente será fundamental para o entendimento da estrutura interna de $X(3872)$, que pode se tratar de um tetraquark compacto, de uma molécula hadrônica ou até mesmo de um híbrido. As análises foram realizadas somente em colisões próton-próton (p-p) com energia de 14 TeV, sendo necessário ainda um maior aprofundamento nas colisões envolvendo íons pesados. Há também neste trabalho uma revisão das medidas anteriores do hádron $X(3872)$ realizadas tanto pelo CERN quanto por outras colaborações, para que seja possível um maior entendimento de como a procura por partículas exóticas tem evoluído nessas últimas décadas, o que pode elucidar certas informações a respeito do modelo padrão.

Palavras-chave: $X(3872)$, ALICE 3, partículas exóticas, LHC, ALICE, CERN.

ABSTRACT

This dissertation aims to analyze the viability and the main aspects of the measurement of the X(3872) exotic particle, considering the characteristics of the ALICE 3 detector, which will be implemented in the next decade at the LHC. Although the focus was given to the X(3872) hadron, the research is not a case study, but an analysis that can be extrapolated to other exotics, hence the general title of this thesis. Computer simulations were performed in view of both the physical structure of the detector (e.g. the silicon layers to reconstruct the trajectory), as well as the interest in low transverse momentum, allowing a study in conditions not observed yet. Some selection criteria such as Q and ΔR variables were also implemented in order to considerably increase the significance. The reconstruction of the invariant mass was done by the $J/\psi \pi^+ \pi^-$ channel, widely studied by other collaborations at the LHC (ATLAS, CMS and LHCb). The application of some criteria and selection variables was shown to be extremely promising, being possible to observe a very clear resonance in the invariant mass spectrum for transverse momentum bins close to 10 GeV. Besides that, this work analyzes not only the efficiency of the reconstruction, but the total production of the X exotic using the cross section calculated by the Pythia software. The study of exotic particles in lead-lead (Pb-Pb) collisions will certainly be fundamental for understanding the internal structure of X(3872), which may be a tetraquark, a hadronic molecule or a hybrid. The analysis was performed only in proton-proton (p-p) collisions with 14 TeV of energy and it is still necessary to study the heavy ion case. There is also in this dissertation a review of the previous measurements of the X(3872) hadron, done both by CERN and by others collaborations, so that it is possible to better understand how the exotic particle study has been evolved in the last decade, which can elucidate some informations about the standard model.

Keywords: X(3872), ALICE 3, exotic particles, LHC, ALICE, CERN.

LISTA DE FIGURAS

- 1 Duas Possíveis Estruturas de X(3872)
- 2 Produção de X(3872)
- 3 Produções para Diferentes Tempos de Vida
- 4 Espectro de Massa Invariante (Belle)
- 5 Sistema Dipión (Belle)
- 6 Espectro de Massa Invariante (CDF)
- 7 Espectro de Massa Invariante (BaBar)
- 8 Espectro de Massa Invariante (D0)
- 9 Produção X(3872) vs. $\psi(2S)$ (D0)
- 10 Espectro de Massa Invariante (LHCb)
- 11 Comparação do Espectro para Diferentes Momentos (CMS)
- 12 Comparação entre $J/\psi\pi^+\pi^-$ e $J/\psi\rho$ (CMS)
- 13 Fração Não Prompt (CMS)
- 14 X(3872) em Colisões Pb-Pb (CMS)
- 15 Espectro de Massa Invariante (CMS) em Colisões Pb-Pb
- 16 Comparação do Espectro para Diferentes Decaimentos (ATLAS)
- 17 Detector ALICE 3
- 18 Seção de Choque Calculada pelo Pythia
- 19 Distribuição do CPA nas Condições Iniciais da Simulação
- 20 Distribuição do Momento Transversal dos Píons (Prong2)
- 21 Distribuição do Momento Transversal dos Píons (Prong1)
- 22 Distribuição do Momento Transversal do J/ψ (Prong0)
- 23 Distribuição do DCA dos Píons (Prong2)
- 24 Distribuição do DCA dos Píons (Prong1)
- 25 Distribuição do DCA do J/ψ (Prong0)
- 26 Espectro de Massa Invariante nas Condições Iniciais
- 27 Distribuição da Massa Invariante para o Fundo
- 28 Espectro de Massa Invariante (Bin 9)
- 29 Comparação entre Sinal e Fundo

- 30 Significância nas Condições Iniciais da Simulação
- 31 Medida Efetiva nas Condições Iniciais da Simulação
- 32 Eficiência da Reconstrução nas Condições Iniciais da Simulação
- 33 Espectro de Massa Invariante (Default)
- 34 Comparação das Significâncias (ALICE x Condições Iniciais)
- 35 Comparação das Eficiências (ALICE x Condições Iniciais)
- 36 Comparação das Medidas Efetivas (ALICE x Condições Iniciais)
- 37 Momento Transversal dos Píons (Prong1)
- 38 Momento Transversal dos Píons (Prong2)
- 39 Momento Transversal dos Píons Bin 8 (Prong1)
- 40 Momento Transversal dos Píons Bin 9 (Prong1)
- 41 Distribuição da Variável Q
- 42 Espectro de Massa Invariante com Variável Q
- 43 Comparação da Massa Invariante (ΔR)
- 44 Comparação das Significâncias (Condições Iniciais x Q x ΔR)
- 45 Significância Final
- 46 Medida Efetiva Final
- 47 Eficiência Final
- 48 Espectro de Massa Invariante Final
- 49 Comparação entre os Espectros (Default x Otimizado)
- 50 Separação Sinal/Fundo Final
- 51 Árvore de Decisão
- 52 Distribuição dos Eventos de Sinal e Fundo
- 53 ROC Curve
- 54 Qualidade dos Cortes
- 55 Espectro de Massa Invariante nas Condições Iniciais
- 56 Espectro de Massa Invariante para BDT > -0.2
- 57 Espectro de Massa Invariante para BDT > -0.1
- 58 Espectro de Massa Invariante para BDT > 0.0
- 59 Espectro de Massa Invariante para BDT > 0.1
- 60 Espectro de Massa Invariante para BDT > 0.2

SUMÁRIO

1. Introdução
2. O Exótico X(3872)
3. Determinação Experimental de X(3872)
 - 3.1. Primeiras Medidas
 - 3.1.1 Belle
 - 3.1.2 CDF
 - 3.1.3 BaBar
 - 3.1.4 D0
 - 3.2. Medidas no LHC
 - 3.2.1 LHCb
 - 3.2.2 CMS (p-p)
 - 3.2.3 CMS (Pb-Pb)
 - 3.2.4 ATLAS
4. ALICE 3
5. Análise dos Dados Simulados
 - 5.1 Introdução à Análise
 - 5.2 Estratégia de Análise
 - 5.3 Descrição da Simulação
 - 5.4 Otimização da Análise com Cortes Ortogonais
 - 5.5 Otimização da Análise com Machine Learning
6. Conclusão
7. Referências Bibliográficas

1. Introdução

Em 1961, Gell-Mann e Ne'eman propuseram um modelo para o agrupamento de estruturas elementares, a fim de explicar as novas partículas descobertas na segunda metade do século XX. Tal modelo considerava a existência de graus de liberdade (quarks de valência) que se organizavam para formar partículas de spin inteiro (mésons) ou spin semi-inteiro (bárions). As partículas formadas pelo agrupamento de quarks por meio da interação forte foram denominadas hádrons.

Os hádrons exóticos [1] [34] são denominados dessa forma por não se enquadrarem na tradicional classificação de mésons, compostos por um quark e um antiquark, e bárions, compostos por três quarks. Essas estruturas já são conhecidas há bastante tempo, principalmente do ponto de vista teórico (tais formações, como o hádron $X(3872)$, podem ser explicadas pela cromodinâmica quântica [2]), mas foi somente nas últimas décadas que ganharam notoriedade.

No ano de 2003, foi descoberto pelo experimento Belle [3], no Japão, um estado que possivelmente era formado por quatro quarks, o que mobilizou uma série de estudos a respeito de sua estrutura interna, ou seja, poderia se tratar de um tetraquark compacto, de uma molécula hadrônica ou até mesmo de um estado híbrido. A partir disso, foram determinados por outras colaborações os números quânticos da estrutura descoberta pelo Belle, denominada $X(3872)$ [4] (tais exóticos passaram a ser chamados de hádrons XYZ) dados por $J^{PC} = 1^{++}$, além das análises sobre sua produção *prompt* (produção que ocorre diretamente após a colisão nos aceleradores, não proveniente de decaimentos de outras partículas) e pelo decaimento do méson B.

Desde então, muitas outras formas exóticas vêm sendo estudadas, como pentaquarks, glueballs e até mesmo partículas carregadas eletricamente, os chamados hádrons Z [1]. Embora as pesquisas tanto teóricas quanto experimentais dos estados XYZ já existam há alguns anos, é muito recente o estudo de sua produção em colisões entre íons pesados.

Como um dos principais objetivos do experimento ALICE consiste na análise de colisões entre núcleos pesados, a participação do experimento nos estudos

recentes das partículas exóticas tornou-se inevitável. No ano de 2021, a colaboração CMS mediu pela primeira vez em colisões entre íons pesados (no caso íons de chumbo) a fração prompt de $X(3872)$ produzida em comparação ao $\psi(2S)$ [5], utilizando energia de 5.02 TeV por par de nucleons, o que representa um marco fundamental nessa área de pesquisa.

Nas colisões entre íons pesados, como íons de chumbo (colisões Pb-Pb), forma-se o plasma de quarks e glúons (QGP) [6], um estado da matéria não confinada, onde os graus de liberdade das partículas são partônicos e não hadrônicos. A alta multiplicidade de partículas geradas nesse tipo de colisão torna a análise mais complexa.

O estudo de hádrons exóticos não só em colisões próton-próton, mas também em colisões Pb-Pb é essencial, pois nesta um mecanismo distinto para a produção de $X(3872)$, denominado mecanismo de coalescência, é favorecido pela presença do plasma de quarks e glúons (QGP) [7]. A produção no caso da presença do QGP é dependente da configuração geométrica dos quarks na estrutura da partícula exótica, visto que uma molécula tem um raio maior e, como consequência, uma taxa de dissociação mais pronunciável do que um tetraquark compacto. Portanto, o estudo da produção desses hádrons exóticos em colisões entre íons pesados pode ter dois objetivos distintos: compreender os estados XYZ analisando-se o meio e também compreender o meio de quarks e glúons pela produção de XYZ.

O fator determinante que certamente representará um novo patamar no estudo da produção desses hádrons exóticos em colisões entre íons pesados será o *upgrade* do experimento ALICE [8], realizado após um longo período de “desligamento” (Long Shutdown 4), culminando no chamado RUN 5 do LHC. Nessa nova fase, será empregado um conjunto de detectores cilíndricos de silício, compactos, posicionados nas proximidades do vértice e com pequena espessura.

Esse novo dispositivo permitirá medir o momento das partículas e o tempo de voo com excelentes resoluções (20 ps na resolução temporal do sistema de tempo de voo, 1% a 2% na resolução de momento), além da determinação dos vértices das colisões com uma precisão nunca antes vista. A proposta da colaboração consiste na construção de um detector com massa consideravelmente menor do que o convencional, composto por sistemas que permitirão medir as trajetórias com alta

resolução, identificar muito bem as partículas, reconstruir os vértices de decaimento, e principalmente, ser capaz de trabalhar em baixos valores de momento transversal com uma grande aceitação no que se refere à rapidez.

Este projeto de mestrado tem como objetivo estudar o desempenho do experimento ALICE após esse *upgrade* (ALICE 3) para a medida de hádrons exóticos, mais especificamente, o X(3872). Este trabalho se concentrou no estudo de hádrons exóticos com valores baixos de momento, ou seja, inferiores a 15 MeV, condição ainda não explorada no estudo dos hádrons exóticos e um dos destaques do ALICE 3. Como o *upgrade* está previsto para a década de 2030, o enfoque deste projeto foi a análise por meio de simulações computacionais das medidas da partícula X(3872) tendo em vista as condições do *upgrade*.

Assim, foram feitos gráficos de eficiência, significância e reconstrução da massa invariante com cortes bastante refinados. As análises foram realizadas no novo framework do experimento ALICE [9], chamado O^2 , onde trabalhou-se com uma série de AOD's (Analysis Object Data) contendo informações sobre as colisões. O novo framework do experimento difere-se do anterior (AliPhysics) principalmente pela forma como as informações são armazenadas, i.e. na forma de *Structures of Arrays* (SoA), semelhantes a tabelas.

Nesse primeiro momento, foram utilizadas nas análises colisões próton-próton com energia de 14 TeV, em que a partícula exótica era adicionada externamente pelo software Pythia [10], como foi realizado por outras colaborações do CERN. O objetivo do trabalho foi extrair o sinal da reconstrução de X(3872) em meio a uma grande quantidade de fundo para, dessa forma, mostrar a viabilidade de detecção do sinal até mesmo em condições de baixíssimo momento transversal, inferiores a 10 MeV, circunstância que pode elucidar uma série de propriedades do Modelo Padrão, principalmente em estudos futuros de colisões entre íons pesados.

Esta dissertação está estruturada em 4 capítulos principais (2, 3, 4 e 5), que abordam desde a teoria de partículas exóticas até os métodos experimentais adotados pelas grandes colaborações de pesquisa. No Capítulo 2, o exótico X(3872) será apresentado com suas particularidades e possíveis configurações geométricas. Serão descritos alguns modelos teóricos baseados no mecanismo de coalescência para tentar explicar a produção de X(3872) na hipótese de tetraquark e molécula

hadrônica. O Capítulo 3 trata-se de uma revisão das principais medidas experimentais de $X(3872)$, desde sua descoberta pela colaboração Belle. No Capítulo 4 haverá uma apresentação do novo experimento ALICE 3, em que será possível compreender o impacto de tal estrutura de detecção no estudo de hádrons exóticos. Finalmente, o Capítulo 5 apresenta os métodos e resultados obtidos por esse trabalho de mestrado no que se refere às simulações computacionais, visando a performance do ALICE 3 para o estudo em questão.

2. O Exótico X(3872)

O estudo de estados ligados de quarks, juntamente com seus mecanismos de produção, constitui objeto fundamental para o entendimento da interação forte. Dentre esses estados ligados, os chamados charmonium i.e. estados ligados de um quark charm e de um anti-quark charm contribuíram para o entendimento de alguns mecanismos por trás da cromodinâmica quântica, principalmente no regime não perturbativo. A descoberta do primeiro charmonium em 1974, conhecido como J/ψ , culminou na consolidação, tanto do ponto de vista experimental quanto teórico, de uma nova área da física exclusivamente para a análise da interação dos estados ligados do quark charm. Após quase três décadas da descoberta do J/ψ , um acontecimento de suma importância atraiu a atenção da comunidade de física de partículas: uma ressonância no espectro de massa invariante no estudo do decaimento de hádrons B poderia estar associada a uma partícula constituída por quatro quarks, dentre eles um par charm/anti-charm [3].

A descoberta feita pelo experimento Belle no ano de 2003 de uma partícula supostamente formada pelo agrupamento de quatro quarks ($c\bar{c}u\bar{u}$), utilizando a cadeia de decaimento $B^\pm \rightarrow X(3872)K^\pm \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$, e confirmada posteriormente pelas colaborações CDF [11], BaBar [12] e D0 [13], intensificou os estudos sobre a nova estrutura, cuja massa de 3872 MeV foi a base para seu nome, X(3872). Devido ao fato de sua massa ser muito próxima do sistema $D^0 \bar{D}^{*0}$, hipóteses a respeito de sua estrutura interna começaram a surgir: poderia se tratar de um estado ligado diquark-antidiquark formado pelos quarks $\bar{u}\bar{c}uc$, de uma molécula de mésons $\bar{u}c$ e $u\bar{c}$ fracamente ligados entre si, ou até mesmo de uma estrutura híbrida.

Os hádrons que não são formados nem pelo agrupamento de 3 quarks (qqq) nem pelo agrupamento de um quark e um antiquark ($q\bar{q}$) são chamados de exóticos, e alguns exemplos são as glueballs (agrupamento de glúons), os tetraquarks, os pentaquarks e as moléculas hadrônicas [1]. Após a verificação da ressonância pelo Belle, muitos candidatos a exóticos foram descobertos e classificados [36] de acordo com suas propriedades, como os estados neutros, os estados vetoriais e os estados

com carga elétrica. A nomenclatura genérica de hádrons XYZ representa uma forma coletiva de agrupamento desses exóticos.

Dentre os estados neutros, representados por X e Y, podemos destacar o X(3915), estudado no processo de dois fótons $\gamma\gamma \rightarrow \omega J/\psi$ e cujos números quânticos $J^{PC} = 0^{++}$ foram medidos pela colaboração BaBar. Alguns modelos o descrevem como uma molécula $D_s \bar{D}_s$, como um tetraquark compacto, ou até mesmo como um híbrido $c\bar{c} - gluon$. Outra partícula considerada exótica e que pode revelar muito sobre o agrupamento de quarks é o X(5568), descoberta pela colaboração D0 e cuja estrutura pode ser constituída por quatro quarks de diferentes tipos, i.e. (b, s, u, d). Além disso, estudos envolvendo o estado $X_j(2900)$ [35], composto pelos quarks $\bar{c}d\bar{s}u$, são fundamentais para o entendimento das estruturas hadrônicas.

No caso das partículas exóticas carregadas eletricamente, conhecidas como Z_c , acredita-se que sua estrutura seja composta por um estado charmonium, como $\eta_c, J/\psi, \psi(2S), h_c, \chi_c$ combinado com uma partícula carregada, que pode ser um próton, um káon ou um pión. Tais estados certamente devem possuir pelo menos 4 quarks, sendo a primeira observação realizada também pelo Belle no decaimento $B \rightarrow K\pi^- \psi(2S)$, e confirmada sete anos depois pelo LHCb. O nome dado à partícula foi $Z_c(4430)$.

Desde experimentos desenvolvidos especificamente para física de hádrons, como o BES III, o Glue-X e o CLEO-c, até mesmo aqueles com outras finalidades, como o ATLAS e o CMS (estudo da física eletro-fracas), o BaBar, o Belle e o LHCb (estudo da violação CP) passaram a buscar novas partículas. As formas de estudo dos exóticos podem ser classificadas em 4 tipos:

- Colisões elétron-pósitron (BES III, Belle, BaBar, CLEO-c)
- Colisões próton-próton (LHCb, ATLAS e CMS)
- Colisões próton-antipróton (CDF, D0)
- Colisões entre íons pesados (CMS e ALICE)

Deve-se destacar que no caso das colisões elétron-pósitron, a produção dos exóticos ocorre diretamente na aniquilação ou em processos associados [1]

(produção de double charmonium, processos de 2 fótons, ISR (Initial State Radiation) e decaimentos do bottomonium ou dos outros hádrons B).

Em 1991, Tornqvist [14] propôs a existência de mésons no estado fundamental fracamente ligados pela energia potencial associada à troca de um pión, como $\overline{KK^*}$, $\rho\rho$, $\rho\omega$ etc, similar ao que ocorre no caso do deutério. Devido ao fato da massa de X(3872) ser muito próxima da massa do sistema formado por $D^0\overline{D^{*0}}$, a hipótese de estrutura molecular ganhou bastante notoriedade. A possibilidade de estados ligados de mésons \overline{DD} via troca de mésons leves foi proposta em 1976 [37].

Embora a troca de um pión não forneça energia suficiente para a ligação entre mésons mais leves, ligações do tipo $\overline{BB^*}$ e $B^*\overline{B^*}$ possuem energia da ordem de 50 MeV, sendo fortes o suficiente para o arranjo molecular. No caso da composição entre mésons do tipo $\overline{DD^*}$ e $D^*\overline{D^*}$, o valor da energia de ligação (diferença entre a massa medida e a massa dos constituintes) ainda torna possível tal geometria, pois a interação entre os píons está na ordem de 10 MeV e são necessários menos de 1 MeV.

A hipótese de que quarks podem se agrupar em uma configuração geométrica mais compacta não é exclusividade do hádron X(3872), mas foi proposta pela primeira vez por Robert Jaffe e Frank Wilczek para explicar a estrutura do bárion $\theta^+(1540)$ como um pentaquark formado por um antiquark \overline{s} e quatro quarks (uudd) [15]. A forma mais simples de produção de um tetraquark consiste na ligação de um sistema diquark com outro antidiquark. No caso do X(3872), pode-se interpretá-lo como o estado simétrico $[cq]_{S=1}[\overline{c}\overline{q}]_{S=0} + [cq]_{S=0}[\overline{c}\overline{q}]_{S=1}$, onde c refere-se ao quark charm e q aos quarks u ou d. Este modelo é capaz de explicar as propriedades de spin-paridade de X(3872), a largura da ressonância e até mesmo a quebra de isospin [16]. Na figura 1, é possível observar duas das principais hipóteses de configurações geométricas de X(3872).

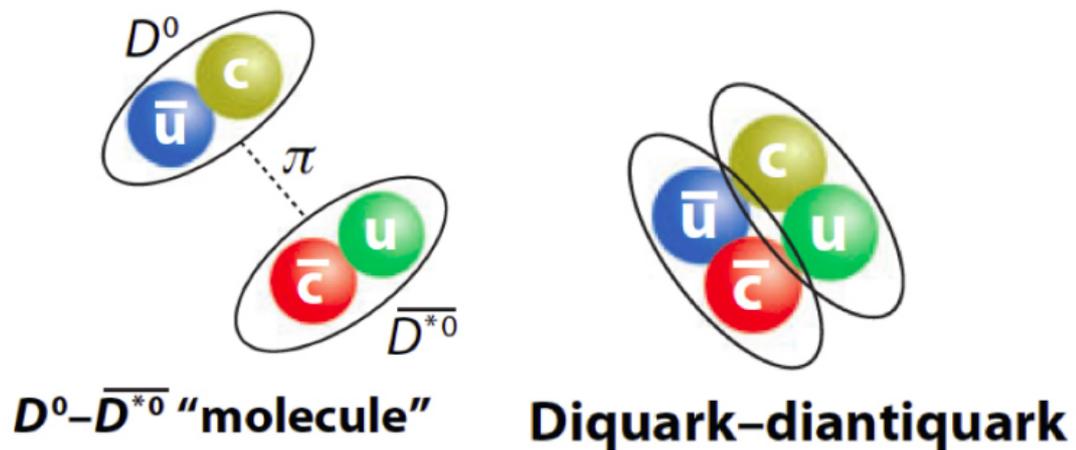


Figura 1 Duas Possíveis Estruturas de $X(3872)$, consideradas as mais aceitas configurações geométricas do exótico. (Figura Retirada de [17])

Uma das formas de determinação da estrutura de X está na análise de sua produção no interior do plasma de quarks e glúons (QGP), um estado da matéria acessível em colisões de altíssima energia entre íons pesados, em que as partículas constituintes do plasma (quarks e glúons) ficam, durante um curto intervalo de tempo, não confinadas. Um modelo que se tornou satisfatório, em alguns casos, para explicar o fenômeno da formação de hádrons (hadronização) por meio do agrupamento dos quarks no plasma é a coalescência [7].

O modelo de hadronização via coalescência consiste, a grosso modo, na reunião de quarks que estão próximos no espaço de fase para formar hádrons com momento p_T , a partir de quarks com momento $\sim p_T/2$ (mésons) ou $\sim p_T/3$ (bárions). Tal modelo é utilizado, por exemplo, para explicar o motivo pelo qual a produção de bárions é maior do que a de mésons em um determinado intervalo de momento transversal.

Muitos recursos computacionais e fenomenológicos têm sido aplicados para compreender o mecanismo de hadronização, como o uso da equação de Langevin do movimento Browniano seguido da coalescência instantânea (LICM) tanto para simular o movimento dos quarks no plasma de quarks e glúons quanto dos mésons no meio hadrônico. Deve-se ressaltar que, na hipótese de tetraquark o

hádron $X(3872)$ é formado acima da temperatura crítica no QGP, ao passo que na molécula hadrônica já posteriormente à fase de *freeze-out*. Assim, para o tetraquark, a coalescência seria entre quarks leves e pesados em $T > T_c$, e para a molécula de mésons D^0 e \overline{D}^{*0} fracamente ligados entre si, o momento relativo deve ser muito próximo de zero, a fim de que haja a junção das estruturas. A equação 1 pode ser utilizada no estudo da evolução dos quarks no meio plasmático:

$$\frac{dp}{dt} = -\eta p + \xi \quad (\text{Equação 1 - Langevin})$$

p : momento do quark

η e ξ : termos associados a forças decorrentes da interação com o plasma

Ao considerar uma baixa transferência de momento entre os pártons no QGP, as trajetórias dos quarks pesados podem ser modeladas com o movimento Browniano [18]. As perdas e ganhos de energia de cada quark pesado, de forma simplificada, podem ser atribuídas essencialmente ao espalhamento elástico na interação com os pártons mais leves e à radiação de glúons. Dessa forma, com o uso do modelo Browniano é possível medir a trajetória de cada quark atualizando respectivamente o momento e a posição a cada intervalo de tempo, como mostrado nas equações 2 e 3. Deve-se ressaltar que como a posição e o momento são calculados com exatidão, o modelo não considera o princípio da incerteza.

$$p(t + \Delta t) = p(t) - \eta(p)p(t)\Delta t + \xi\Delta t \quad (\text{Equação 2 - Atualização do Momento})$$

p : momento do quark

η e ξ : termos associados a forças decorrentes da interação com o plasma

$$x(t + \Delta t) = x(t) + \frac{p(t)}{E}\Delta t \quad (\text{Equação 3 - Atualização da Posição})$$

x : posição do quark

E : energia do quark

Teoricamente, o mecanismo de coalescência [18] [40] aumenta a produção de $X(3872)$ no QGP, um meio repleto de quarks não confinados, ao passo que uma maior distância entre os constituintes (hipótese molecular) faz com que a taxa de dissociação também aumente, suprimindo-o em relação ao tetraquark. Em outras palavras, um tetraquark compacto (~ 0.3 fm de raio) tem uma maior produção em relação à molécula (1.5 fm de raio), servindo então de critério de diferenciação das estruturas geométricas.

De acordo com a interpretação de um estado méson-méson próximo a um *deuteron* (um estado de multiquark semelhante a um sistema de prótons e nêutrons ligados por meio da troca de píons), os números quânticos de $X(3872)$ poderiam ser 1^{++} ou 0^{-+} , devido ao fato de que para outros valores o processo de troca de píons não permitiria a formação de uma estrutura ligada, visto que o mecanismo produziria uma ação repulsiva ou teria uma energia de ligação muito baixa [16].

Por meio da análise da distribuição angular de $X(3872)$ no decaimento $X \rightarrow \rho^0 J/\psi$ foi possível determinar os números quânticos da partícula como sendo $J^{PC} = 1^{++}$ [4]. Tal estrutura pode ser produzida tanto na forma *prompt* (onde a ressonância é gerada diretamente) quanto não *prompt* (decaimento de hádrons que contém o quark bottom, também chamados hádrons B).

Para diferenciação desses dois processos (*prompt* e não *prompt*), faz-se necessário medir a distância do ponto de decaimento de $X(3872)$ ao vértice primário, sendo necessário destacar que em colisões próton-próton a maior parte da produção se dá de maneira *prompt* e utiliza como base teórica a cromodinâmica quântica não relativística, também conhecida como NRQCD. Apesar do canal de decaimento mais estudado da partícula $X(3872)$ ser o $J/\psi\pi^+\pi^-$, tal partícula já foi observada em diversos outros canais, como $D^*\bar{D}$, $J/\psi\gamma$, $\psi(2S)\gamma$, $J/\psi\omega$.

Como dito anteriormente, no caso de colisões entre íons pesados, a razão entre $X(3872)$ e $\psi(2S)$ aumenta consideravelmente em relação à colisão entre prótons: nas medidas do CMS, por exemplo, a razão entre o número de partículas produzidas de forma *prompt* desses dois hádrons passou de aproximadamente 0.1 em colisões próton-próton para aproximadamente 1 em colisões chumbo-chumbo [5]. Tal resultado está intrinsecamente ligado à estrutura interna do exótico $X(3872)$,

visto que a interação com pártons não confinados do plasma influi fortemente na ligação, quebra e interação das estruturas exóticas. Deve-se ressaltar que medidas em colisões p-Pb também são fundamentais para a análise [38].

De acordo com modelos teóricos, o mecanismo de coalescência é capaz de aumentar a produção de $X(3872)$, mas a produção total depende fortemente da geometria da partícula: uma molécula de 1.5 fm, por exemplo, tem maior distância entre seus quarks e antiquarks, dissociando-se numa taxa muito superior à hipótese de um tetraquark compacto de 0.3 fm. Além disso, deve-se também levar em conta a modificação dos hádrons que contém o quark bottom devido às interações com o meio (aumento da produção de hádrons B em colisões Pb-Pb), o que resulta em maior produção de X de maneira não *prompt*.

Uma outra análise que pode ser realizada em colisões de íons pesados consiste no estudo da produção de $X(3872)$ em função da centralidade uma vez que no caso de se tratar de uma molécula hadrônica o número de partículas geradas aumenta consideravelmente para colisões mais centrais em comparação ao tetraquark compacto, como observado na figura 2. Tal comportamento está intimamente ligado não só à disponibilidade de quarks do tipo c , mas também ao volume da *fireball*, e será melhor explicado ao longo do texto. Estudos envolvendo o Multiphase Transport Model (AMPT) [19], um gerador de eventos que descreve a evolução das colisões em íons pesados, têm contribuído para essa tarefa. Na colisão entre íons pesados, o meio altamente energético e a disponibilidade de quarks c/\bar{c} desempenha papel fundamental na criação e dissociação da estrutura $X(3872)$ [20].

Em um desses estudos [20], as moléculas de $X(3872)$ foram formadas por coalescência de dois mésons compostos pelo quark charm com intervalos de massa do par e distância relativa respectivamente de $2M_D < massa\ do\ par < 2M_{D^*}$ e $5\ fm < distância\ relativa < 7\ fm$. Para o modelo tetraquark, a configuração geométrica compacta foi formada pela força de cor entre o anti triplete diquark $[cq]$ e o triplete anti diquark $[\bar{c}\bar{q}]$, resultando em uma estrutura compacta menor do que 1 fm. Na fase de freeze-out, também foi considerado o modelo de coalescência para o tetraquark, porém foram tomadas duas fases: criação de cq e $\bar{c}\bar{q}$ via coalescência

partônica, e posteriormente a coalescência dos diquark e anti diquark para formação de $X(3872)$. Além disso, foi considerado apenas o intervalo de massa [3780, 4020] MeV, visto que correspondem aos dois estados de spin de $X(3872)$ no modelo tetraquark, ou seja, $|11\rangle_0$ e $|00\rangle_0$.

Nesse estudo, foram gerados 1 milhão de eventos Pb-Pb com energia de 2.76 TeV, produzindo 220000 moléculas de $X(3872)$ no cenário de molécula fracamente ligada, e 900 tetraquarks no cenário compacto. De acordo com o trabalho, a explicação está relacionada à distância entre os quarks c e \bar{c} : para a formação de um tetraquark compacto, as partículas precisam estar muito próximas, diferentemente da molécula, em que $D^*(\bar{D}^*)$ e $\bar{D}(D)$ tendem a formar $X(3872)$ mesmo quando estão mais afastados.

Considerando a dependência com a centralidade, quanto mais periférica é a colisão menor é a formação de $X(3872)$ no cenário molecular, com pouquíssima diminuição no caso compacto. Isso ocorre pois a disponibilidade de charm quarks diminui bastante para colisões mais periféricas, juntamente com o volume da *fireball*. Tal efeito para uma estrutura molecular é muito mais evidente pois a *fireball* deve acomodar uma molécula relativamente grande, o que implica numa redução considerável de $X(3872)$. Entretanto, existe um efeito de compensação no modelo de tetraquark compacto, visto que há uma separação menor entre os pares $c\bar{c}$ devido à diminuição de volume do plasma. A figura 2 mostra o resultado desse estudo.

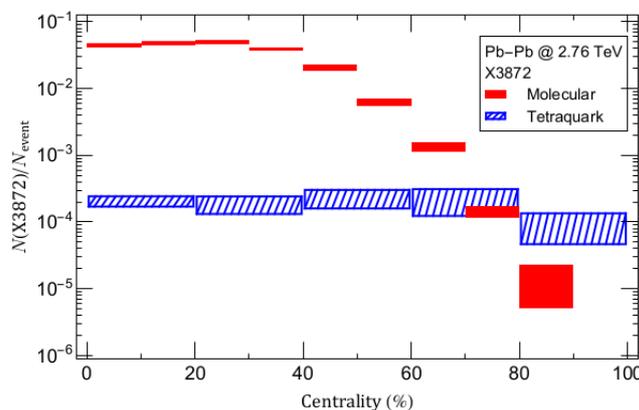


Figura 2 Produção de $X(3872)$ nos cenários Tetraquark Compacto e Molécula Hadrônica. (Figura Retirada de [20])

No ano de 2017, a colaboração ATLAS apresentou uma hipótese bastante coerente a respeito do tempo de vida dos mésons B [21], i.e. a produção não *prompt* de X(3872) seria constituída por duas componentes, uma proveniente do decaimento do méson B_c (com menor tempo de vida) e outra com maior tempo de vida, associada à composição de mésons B^\pm , B^0 , B_s e bárions B. Os valores da razão entre a *branching fraction* de X(3872) e $\psi(2S)$ no ajuste das curvas experimentais para ambos os modelos (*single* e *two lifetimes*) mostraram-se muito próximos, sendo igualmente compatíveis com os dados obtidos pelo ATLAS.

O experimento também mostrou que aproximadamente 25% era proveniente de B_c , o que pode servir de base para novos modelos teóricos. Na figura 3, tem-se a razão entre as produções não *prompt* de X(3872) e de $\psi(2S)$, em que os dois tempos de vida foram considerados separadamente. Pela análise do gráfico, conclui-se que uma parcela considerável de X(3872) pode ser proveniente do méson B_c .

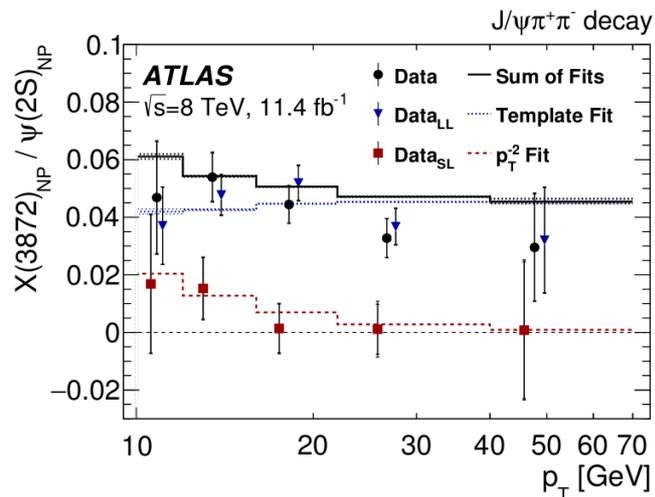


Figura 3 Produções Para Diferentes Tempos de Vida: Comparação entre as produções não *prompt* de X(3872) considerando diferentes tempos de vida dos hádrons B. (Figura Retirada de [21])

Como o estado de X(3872) está no limite de $D^0 \bar{D}^{*0}$, é possível interpretá-lo como um estado méson-méson (semelhante a um deutério), cujo decaimento em

$D^0 \bar{D}^0 \pi^0$ possui forte contribuição [16]. Devido à massa estar entre mésons neutros e carregados de $D(D^*)$, pode haver também uma quebra de isospin, o que permite também o canal de decaimento $X(3872) \rightarrow J/\psi \rho$, observado pelas diversas colaborações do CERN. Dessa forma, ao invés de ter a mesma contribuição de $D^0 \bar{D}^{*0}$ e $D^+ D^{*-}$ no estado formado por $(|D^0 \bar{D}^{*0}\rangle + |D^+ D^{*-}\rangle)/\sqrt{2}$, na interpretação de um estado méson-méson a componente $D^+ D^{*-}$ tem um peso maior, resultando em uma componente com isospin 1.

O estudo da partícula exótica $X(3872)$ certamente será fundamental para entender os mecanismos pelos quais os quarks se agrupam para formar os hádrons. Os quarks são partículas elementares da natureza cuja observação é feita de maneira indireta, visto que encontram-se confinados na estrutura hadrônica na maior parte do tempo, exceto quando as condições de energia e temperatura permitem o aparecimento de graus de liberdade partônicos (plasma de quarks e glúons).

O agrupamento de dois quarks e dois antiquarks cujas massas são muito diferentes entre si (quark up e quark charm) para a formação de um hádron não é um fenômeno comum, tornando o estudo fundamental para a verificação e investigação do Modelo Padrão. A largura da ressonância da partícula $X(3872)$ é menor do que 1 MeV, tornando difícil interpretá-la como resultado de algum processo cinemático de espalhamento. Além disso, analisar o hádron $X(3872)$ como simplesmente uma nova forma de deutério também não parece viável, visto que não há evidências experimentais de deutérios produzidos de maneira *prompt* com as mesmas condições cinemáticas daquelas utilizadas pelo LHC, como $p_T \simeq 15 \text{ GeV}$. Por conseguinte, investigar os exóticos é investigar as próprias bases da física de partículas.

Na próxima seção, serão apresentadas as principais evidências experimentais da partícula $X(3872)$ desde sua descoberta. Os resultados obtidos pelas grandes colaborações científicas serão divididos em duas partes, i.e. *Primeiras Medidas*, em que serão analisadas as medidas feitas anteriormente ao ano de 2012, e *Medidas no LHC*, em que serão apresentados os resultados obtidos pelas colaborações LHCb, ATLAS e CMS do CERN.

3. Determinação Experimental de X(3872)

3.1 Primeiras Medidas

3.1.1 Belle

O estudo de partículas exóticas é muito recente. A primeira observação experimental foi reportada em 2003 pelo experimento Belle [3], no Japão, e o artigo foi intitulado “Observation of a narrow charmonium-like state in exclusive $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- J/\psi$ decays”.

Estratégia de Análise

No experimento realizado pela colaboração Belle, foram analisados 152 milhões de eventos e o canal selecionado foi o decaimento exclusivo do méson B, representado por $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- J/\psi$. O conceito de produção exclusiva, de acordo com Richard Feynman, refere-se àquela em que apenas um tipo de partícula é produzido, e nenhum outro [22].

Com significância estatística superior a 10 sigmas, observou-se uma ressonância não prevista na reconstrução de $\pi^+ \pi^- J/\psi$, e o nome dado à partícula que produziu essa ressonância foi X(3872). A escolha do nome deve-se ao fato de que a massa associada a essa nova estrutura (exótica) também foi calculada, sendo o valor encontrado 3872.0 ± 0.6 (estatístico) ± 0.5 (sistemático) MeV. Como estratégia de rejeição do fundo, a massa invariante do par $\pi^+ \pi^-$ deveria ser maior do que 0.4 GeV.

Nesse mesmo estudo, a colaboração Belle também analisou a distribuição da massa invariante do sistema dipion, combinando os píons de carga positiva com os de carga negativa. O intuito dessa análise era investigar a presença do canal de decaimento $X(3872) \rightarrow J/\psi \rho$.

Resultados e Discussão das Medidas

A figura 4, retirada do artigo “Observation of a narrow charmonium-like state in exclusive $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- J/\psi$ decays”, mostra a primeira medição de uma partícula exótica, realizada pelo experimento Belle. Pode-se considerar a figura 4 como a descoberta do hádron exótico X(3872).

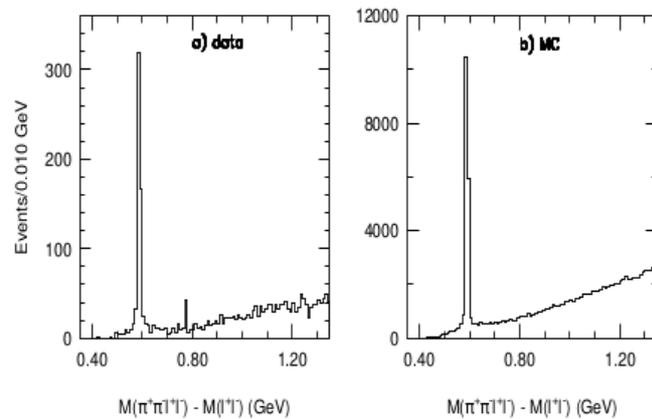


Figura 4 Espectro de Massa Invariante (Belle), em que observa-se a ressonância associada à partícula X(3872) e à partícula $\psi(2S)$, em que l^+l^- são elétrons ou múons. À esquerda tem-se os dados experimentais do Belle e à direita os eventos Monte-Carlo envolvendo o méson B. (Figura Retirada de [3])

A figura 5 mostra a reconstrução do sistema dipion. O primeiro histograma branco refere-se à reconstrução de $\pi^+ \pi^-$ na região do sinal de X(3872), e o segundo histograma branco refere-se à região do sinal de $\psi(2S)$. Os histogramas pretos estão associados ao fundo (normalizados pela área total do histograma de sinal), visto que representam os píons que estão a mais de 5 MeV de distância da ressonância obtida na reconstrução tanto de X(3872) quanto de $\psi(2S)$.

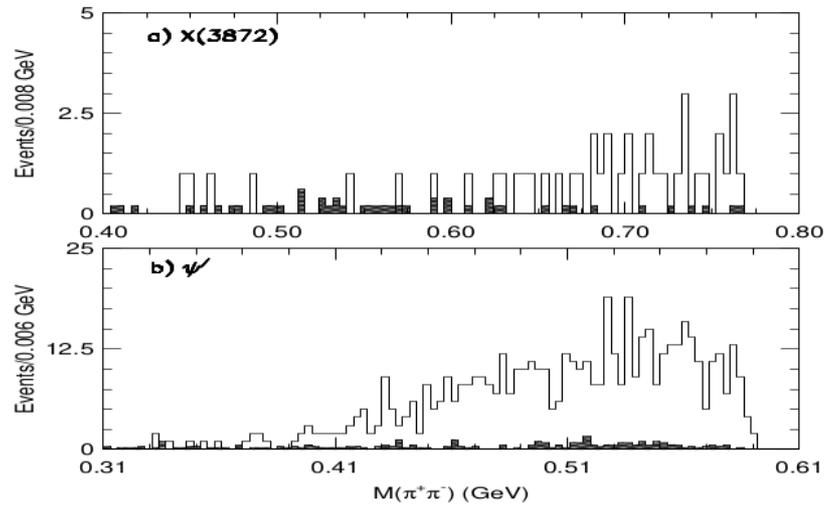


Figura 5 Sistema Dipion (Belle), em que observa-se o espectro de massa invariante do sistema formado pelos dois pions para o $\psi(2S)$ e para o $X(3872)$. Os histogramas pretos referem-se a eventos fora da região de sinal. (Figura Retirada de [3])

A análise do gráfico da figura 4 permite concluir que a diferença entre a massa do sistema $\pi^+\pi^-\ell^+\ell^-$ e a massa do sistema $\ell^+\ell^-$ gera dois picos: um deles muito bem conhecido e previsto nos eventos Monte Carlo (da ordem de 0.59 GeV) e o outro até então desconhecido (muito próximo a 0.78 GeV). Tomando-se a massa de $\ell^+\ell^-$ como a massa do J/ψ (aproximadamente 3.09), a massa da nova partícula deveria estar em torno de 3.87 GeV. O pico à esquerda trata-se do $\psi(2S)$, uma partícula que decai pelo mesmo canal de $X(3872)$, sendo que um dos métodos mais adotados para análise do exótico está em comparar sua produção com a do $\psi(2S)$.

No caso do sistema dipion (figura 5), embora não seja possível afirmar com os dados reportados pelo Belle a presença de um sistema intermediário no espectro de massa, estudos posteriores apontaram para uma forte evidência do estado $\rho J/\psi$ (ver figura 12).

3.1.2 CDF

Após a primeira determinação experimental da partícula $X(3872)$, iniciou-se uma corrida pela medição das características dessa nova estrutura. No mesmo ano da publicação do experimento Belle (2003), a colaboração CDF também publicou um artigo sobre o tema [11], intitulado “*Observation of a Narrow State $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ ”.*

Estratégia de Análise

A colaboração CDF confirmou a existência da ressonância associada ao hádron $X(3872)$ ao realizar medidas em colisões $p\bar{p}$ com energia de 1.96 TeV [11], condições bem diferentes do Belle, que utilizou colisões e^+e^- com energia mais baixa (10.58 GeV). A massa também foi medida, utilizando 220 pb^{-1} de colisões $p\bar{p}$ e 730 ± 90 decaimentos, e o valor da massa encontrado pelo CDF foi de 3871.3 ± 0.7 (estatístico) ± 0.4 (sistemático) MeV.

Para analisar a distribuição da massa invariante, o experimento utilizou como critério de seleção o momento transversal dos píons superior a 0.4 GeV. O estudo reportado pelo CDF também investigou a distribuição de massa do sistema dipion, afirmando que poucos eventos associados ao sinal possuem $m(\pi^+\pi^-) < 500 \text{ MeV}$, onde $m(\pi^+\pi^-)$ refere-se à massa de tal sistema. Para o ajuste das curvas, a colaboração utilizou uma Gaussiana para os eventos da região de sinal e um polinômio quadrático para a modelagem do fundo.

Resultados e Discussão das Medidas

A figura 6 mostra o espectro de massa invariante obtido pelo CDF.

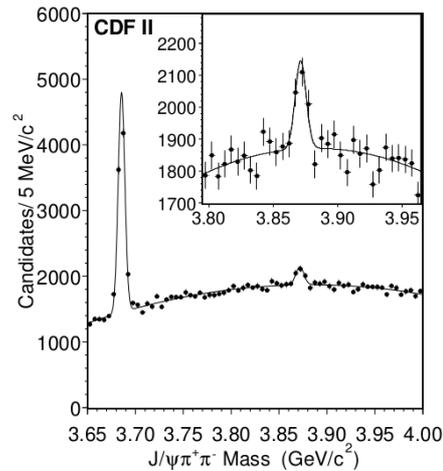


Figura 6 Espectro de Massa Invariante (CDF), em que o espectro foi obtido pela Colaboração na análise de colisões $p\bar{p}$. (Figura Retirada de [11])

O valor encontrado da massa da partícula exótica X(3872) foi de 3871.3 ± 0.7 (estatístico) ± 0.4 (sistemático) MeV, muito similar àquele medido pela colaboração Belle. Dessa forma, a importância do estudo realizado pela colaboração CDF no ano 2003, mesmo ano da descoberta de X(3872), está na confirmação da presença de uma ressonância na reconstrução do espectro de massa invariante.

Apesar do estudo do sistema dipion também ter sido realizado, não foram encontradas evidências experimentais a respeito da existência do decaimento $X(3872) \rightarrow J/\psi\rho$. Sobre isso, o artigo apontou que futuras investigações ainda seriam necessárias para o entendimento da distribuição do espectro $m(\pi^+\pi^-)$. Por fim, o ineditismo da procura por exóticos em colisões de diferentes tipos (neste caso próton-antipróton) também representa um marco fundamental: a presença do hádron X(3872) em colisões e^+e^- , $p\bar{p}$, pp e $PbPb$ é indispensável para o enriquecimento das análises.

3.1.3 BaBar

Ainda no ano de 2004, o experimento BaBar [12] mediu o produto da *branching ratio* (ou *branching fraction*) do decaimento do méson B em X(3872) e Káon, com subsequente decaimento de X(3872) em J/psi e píons, representado por $BR(B^- \rightarrow K^- X(3872)) \times BR(X(3872) \rightarrow \pi^+ \pi^- J/\psi) = (1.28 \pm 0.41) \times 10^{-5}$. A *branching fraction* (ou *branching ratio*) BR representa a fração das partículas que decaem por um canal específico.

Estratégia de Análise

Para essa determinação, a colaboração BaBar utilizou 117 milhões de eventos $B\bar{B}$, e a análise foi realizada em colisões elétron-pósitron. Além disso, também foi medida a massa do candidato a X(3872) e o valor encontrado foi de $3873.4 \pm 1.4 \text{ MeV}$. Para a reconstrução do J/psi, adotou-se como critério de seleção que a massa do sistema dimuon deveria estar no intervalo $3.06 < m_{\mu\mu} < 3.14 \text{ GeV}$. A fim de aumentar a eficiência da análise, também foram utilizadas simulações de Monte Carlo do detector BaBar baseadas no software GEANT4 [23].

Resultados e Discussão das Medidas

Na figura 7, temos o espectro de massa invariante encontrado pela colaboração.

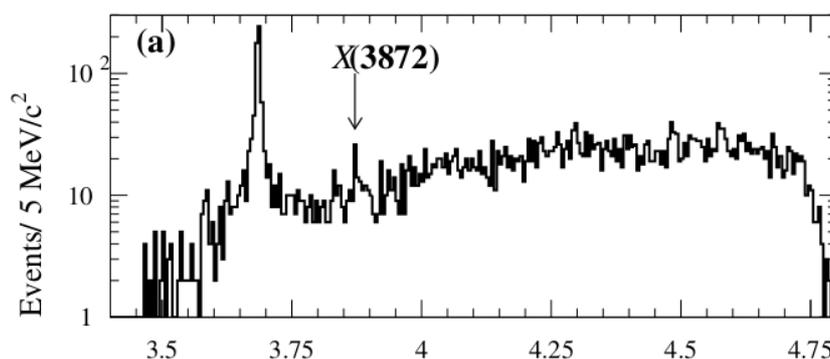


Figura 7 Espectro de Massa Invariante obtido pela Colaboração BaBar. (Figura Retirada de [12])

A colaboração Babar além de confirmar a presença da ressonância próxima ao valor de 3872 MeV, também mediu com grande precisão a *branching fraction* da cadeia de decaimento $B^- \rightarrow K^- X(3872)$, $X(3872) \rightarrow \pi^+ \pi^- J/\psi$, uma medida até então inédita visto que o Belle havia reportado apenas a razão entre a *branching fraction* de $X(3872)$ e a de $\psi(2S)$. Portanto, a importância da análise realizada pelo BaBar deve-se a dois fatores fundamentais, i.e. confirmação juntamente com as colaborações Belle, D0 e CDF da ressonância no valor próximo a 3872 MeV, e a precisão da *branching fraction* da cadeia de decaimento dos hádrons B. Novamente foi analisada a presença ou não de um sistema dipion, mas devido à baixa estatística não foi possível afirmar nada com relação a isso.

3.1.4 D0

Ainda no ano de 2004, o experimento D0 também confirmou a presença do exótico $X(3872)$.

Estratégia de Análise

A colaboração D0 [13] utilizando colisões $p\bar{p}$ com energia de 1.96 TeV, aproximadamente 230 pb^{-1} de dados coletados e 522 ± 100 candidatos à partícula $X(3872)$ mediu não só a diferença entre a massa de $X(3872)$ e do J/ψ , encontrando o valor 774 ± 3.1 (*estatístico*) ± 3.0 (*sistemático*), mas também as características do decaimento do exótico. Como estratégia de análise, comparou a produção de $X(3872)$ com a de $\psi(2S)$ em diferentes condições para as grandezas comumente usadas na identificação das partículas, representadas pelas letras a, b, c, d, e, f na Tabela 1.

A grandeza b, por exemplo, corresponde à produção de $X(3872)$ para rapidez menor do que 1 e a produção de $X(3872)$ para rapidez maior do que 1 e menor do que 2. O mesmo raciocínio foi aplicado para $\psi(2S)$. Cada região utiliza uma variável para comparação:

- o corte a corresponde ao momento do J/ψ ,
- o corte b à rapidez do candidato a $X(3872)$,
- os cortes c e f aos ângulos entre o sistema $\pi^+\pi^-$ (faixa c) e $\mu^+\mu^-$ (faixa f) em relação ao sistema das quatro partículas (píons e múons) combinadas,
- o cortes d à distância no plano transversal do vértice primário ao vértice de decaimento do J/ψ (dividida pela massa e pelo momento do candidato a $X(3872)$),
- o corte e representa a razão do momento do candidato a $X(3872)$ pela soma dos momentos tanto de $X(3872)$ quanto de todas as partículas carregadas reconstruídas dentro de um cone de raio ΔR (*separação espacial*) = 0.5 na direção do momento de $X(3872)$ (o conceito de separação espacial será tratado com maior detalhe no capítulo 5).

A descrição dos valores e das variáveis utilizadas encontra-se na tabela 1.

Regions	Number of $\psi(2S)$	Number of $X(3872)$
Initial selection	1192 ± 55	522 ± 100
(a) $p_T(J/\psi \pi^+\pi^-) > 15 \text{ GeV}/c$	396 ± 26	179 ± 39
$p_T(J/\psi \pi^+\pi^-) \leq 15 \text{ GeV}/c$	796 ± 41	358 ± 64
(b) $ y < 1$	741 ± 37	316 ± 57
$1 \leq y \leq 2$	449 ± 31	204 ± 49
(c) $\cos(\theta_\pi) < 0.4$	589 ± 34	288 ± 53
$\cos(\theta_\pi) \geq 0.4$	606 ± 34	244 ± 53
(d) $dl < 0.01 \text{ cm}$	838 ± 41	351 ± 66
$dl \geq 0.01 \text{ cm}$	359 ± 26	164 ± 41
(e) isolation = 1	257 ± 20	85 ± 22
isolation < 1	942 ± 44	438 ± 72
(f) $\cos(\theta_\mu) < 0.4$	593 ± 33	232 ± 46
$\cos(\theta_\mu) \geq 0.4$	602 ± 35	288 ± 60

Tabela 1: Definição de cada um dos cortes de diferentes grandezas para comparação entre as partículas $X(3872)$ e $\psi(2S)$. (Figura retirada de [13])

Resultados e Discussão das Medidas

A figura 8 mostra a diferença entre as massas do candidato a X(3872) e a massa do sistema dimúon medida pela colaboração D0.

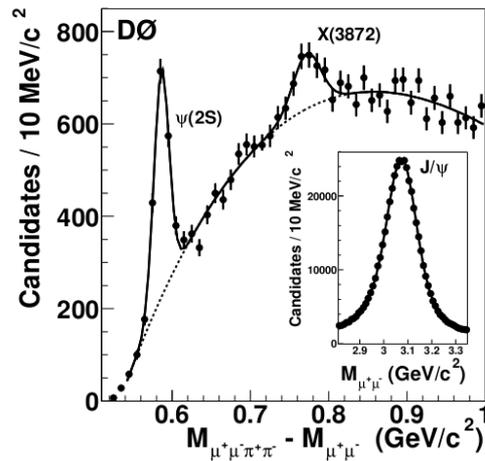


Figura 8 Espectro de Massa Invariante (D0): Diferença entre as massas do candidato a X(3872) e do sistema dimúon. (Figura Retirada de [13])

Na figura 9 há o resultado da fração entre a produção de cada partícula nas diferentes condições apresentadas. O experimento D0 fez um estudo comparativo entre X(3872) e $\Psi(2S)$ no que se refere à produção e ao decaimento, concluindo que as características de ambas as partículas são muito semelhantes.

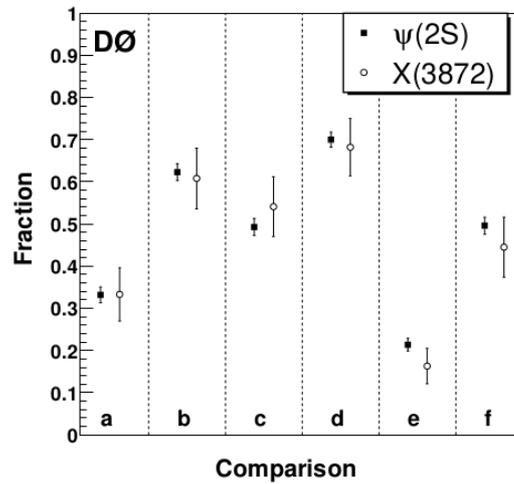


Figura 9 Produção $X(3872)$ vs. $\psi(2S)$ ($D0$): Comparação entre cada uma das frações de produção tanto de $X(3872)$ quanto de $\psi(2S)$. (Figura Retirada de [13])

Como o $\psi(2S)$ compartilha do mesmo canal de decaimento $\pi^+\pi^-J/\psi$ de $X(3872)$, tornou-se um procedimento padrão a comparação entre essas duas partículas, o que também contribui para tentar elucidar certas características sobre a estrutura do exótico. Pode-se afirmar que após a descoberta e a confirmação da ressonância no valor de 3872 MeV pelas colaborações Belle, CDF, $D0$ e BaBar logo nos anos iniciais do século XXI, o grande desafio teórico estava justamente na determinação da estrutura interna de $X(3872)$: um tetraquark compacto, uma molécula fracamente ligada de mésons ou até mesmo uma estrutura híbrida.

3.2 Medidas no LHC

3.2.1 LHCb

O ano de 2012 marca oficialmente a entrada do LHC na medição de hádrons exóticos. Nesse ano, o LHCb observou pela primeira vez a produção inclusiva de $X(3872)$ em colisões próton-próton (produção predominantemente *prompt*), com energia de 7 TeV e luminosidade de 34.7 pb^{-1} [24]. O conceito de experimento inclusivo, de acordo com Richard Feynman [22] refere-se àquele em que “nós

procuramos por uma partícula especial com x (posição), Q (momento transversal) no estado final, mas nós permitimos a produção de qualquer outra (partícula) também”.

Estratégia de Análise

A seleção de eventos e os cortes do LHCb foram otimizados pelo decaimento de $\psi(2S)$, visto que, como dito anteriormente, essa partícula também decai pelo canal $\pi^+\pi^-J/\psi$, mas possui uma abundância muito maior. Para o estudo do fundo, foi reconstruído também o espectro dos píons de mesmo sinal, a fim de que fosse possível analisar o formato da curva de fundo (ver figura 10).

Para cada múon, a exigência era de que o momento fosse superior a 10 GeV e o momento transversal superior a 1 GeV, com o chi-quadrado dividido pelo número de graus de liberdade (tal parâmetro será mencionado de agora em diante como $\frac{\chi^2}{\#dof}$) inferior a 4 para o ajuste da trajetória. No caso do J/ψ , o momento transversal mínimo foi de 3.5 GeV, com as seguintes condições:

- um par de múons com cargas opostas deveria partir de uma mesma região com $\frac{\chi^2}{\#dof}$ inferior a 20 no ajuste do vértice comum (encontro das trajetórias),
- a massa invariante ao combinar os múons deveria estar no intervalo [3.04, 3.14] GeV.

A mesma lógica foi utilizada para cada pión, ou seja, momento transversal superior a 0.5 GeV e $\frac{\chi^2}{\#dof}$ inferior a 4 para o ajuste da trajetória.

Para finalizar, era necessário que as 4 partículas fossem provenientes de um mesmo X, o que poderia ser resolvido ajustando-se a massa do J/ψ para o valor nominal e tomando-se $\frac{\chi^2}{\#dof}$ menor do que 5 para o ajuste do vértice comum. Como em outros experimentos, a variável Q inferior a 300 MeV também serviu de base para a reconstrução da massa invariante (tal variável será discutida no capítulo 5). Resumidamente, essa variável calcula a diferença entre a massa da partícula

candidata a $X(3872)$ e as massas tanto do sistema $\pi^+\pi^-$ quanto do sistema candidato a J/ψ , que pode ser $\mu^+\mu^-$ ou e^+e^- .

Resultados e Discussão das Medidas

A figura abaixo mostra o espectro de massa invariante considerando o canal $J/\psi\pi\pi$.

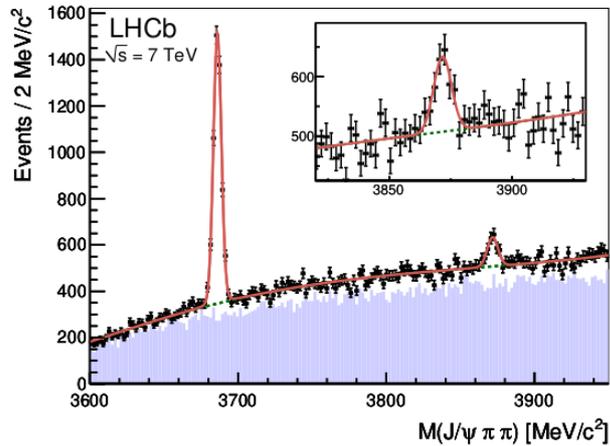


Figura 10 Espectro de Massa Invariante (LHCb): Reconstrução da massa invariante obtida pelo LHCb (pontos e barras de erro) e estudo de píons de mesmo sinal (histograma azul). (Figura Retirada de [24])

Além disso, a colaboração também determinou o produto entre a seção de choque absoluta (levando em consideração todas as fontes, incluindo o decaimento dos hádrons B) e a *branching fraction* de $X(3872)$ no canal $\pi^+\pi^-J/\psi$ como sendo 5.4 ± 1.3 (*estatístico*) ± 0.8 (*sistemático*) *nb*, utilizando o intervalo de rapidez de 2.5 a 4.5 e o de momento transversal de 5 a 20 GeV. A massa também foi reconstruída pela colaboração, sendo o valor encontrado (com as incertezas) de $m_X = 3871.95 \pm 0.48$ (*estatístico*) ± 0.12 (*sistemático*) *MeV*.

Pela primeira vez, mediu-se a ressonância no espectro de massa invariante utilizando colisões próton-próton, em que grande parte da produção ocorre de maneira direta, ou seja, logo após a colisão. Esse feito, não só marcou a entrada do LHC na busca por partículas exóticas, mas também possibilitou o estudo de novos

mecanismos de produção dos exóticos, ainda pouco compreendidos pela comunidade científica.

3.2.2 CMS (p-p)

O CMS foi o primeiro experimento capaz de detectar a presença de X(3872) em formas distintas de colisão, no caso próton-próton e Pb-Pb. Em 2013, a colaboração reportou um estudo sobre a seção de choque da produção de X(3872) em colisões pp com energia de 7 TeV [25]. A luminosidade integrada do experimento foi de 4.8 fb^{-1} , com intervalo de momento transversal [10, 50] GeV e rapidez inferior a 1.2.

Estratégia de Análise

Como estratégia para reduzir tanto os erros sistemáticos quanto os erros associados simultaneamente ao estudo dos canais de decaimento de X(3872) e $\psi(2S)$ (reconstrução do J/ψ , por exemplo), o CMS tomou a razão entre as seções de choque de ambas as partículas. Para esse estudo, foram utilizadas estratégias semelhantes às medidas anteriores:

- valor máximo de $\frac{\chi^2}{\#dof}$ para o ajuste da trajetória dos múons (nesse caso de 1.8);
- probabilidade da reconstrução das trajetórias compatível com o ajuste do vértice do sistema dimuon, também chamado de *Vertex Fit Probability* (superior a 1%);
- valor máximo da diferença entre a reconstrução da massa do sistema dimuon e o valor nominal do J/ψ (nesse caso de 75 MeV).

Ao aplicar as condições listadas acima, o CMS conseguiu um total de 10 milhões de candidatos a J/ψ , restando a combinação com os píons que obedeceram aos seguintes critérios:

- trajetórias dos píons reconstruídas com $\frac{\chi^2}{\#dof}$ inferior a 5;
- momento transversal de cada pión superior a 600 MeV;
- o sistema das 4 partículas com compatibilidade entre o ajuste do vértice e a reconstrução das trajetórias (*Vertex Fit Probability*) superior a 5%.

A distância angular, também conhecida como ΔR , foi utilizada para garantir que os píons e o J/ψ tivessem uma direção muito próxima, condizente com o decaimento de um mesmo $X(3872)$. Esse parâmetro calcula a diferença do ângulo azimutal e da pseudo-rapidez das partículas produzidas a partir de um decaimento, a fim de aumentar a probabilidade delas terem partido de uma mesma região, e portanto uma chance maior de serem produtos de uma mesma partícula-mãe.

Assim, o CMS colocou como valor máximo da distância angular 0.55, critério que, como será visto no capítulo 5, é capaz de eliminar grande parte do fundo. Além disso, a diferença entre a reconstrução das 4 partículas e as massas dos sistemas dimuon e dipion, ou seja, $m_{J/\psi\pi\pi} - m_{\pi\pi} - m_{\mu\mu}$ deveria ser de no máximo 300 MeV.

Para estimar a razão entre as seções de choque, calculou-se a seguinte expressão:

$$R = \frac{N_x \cdot A_{\Psi(2S)} \cdot \epsilon_{\Psi(2S)}}{N_{\Psi(2S)} \cdot A_X \cdot \epsilon_X} \quad (\text{Equação 4 - Razão entre Seções})$$

onde a aceitação A e a eficiência ϵ foram estimadas por simulações e N refere-se ao número de eventos de sinal.

Resultados e Discussão das Medidas

A figura 11 mostra o espectro de massa invariante obtido pelo canal $J/\psi\pi^+\pi^-$ utilizando os critérios de seleção acima citados e com duas formas de ajustes, i.e. uma distribuição Gaussiana para o sinal e um polinômio de Chebyshev para o fundo.

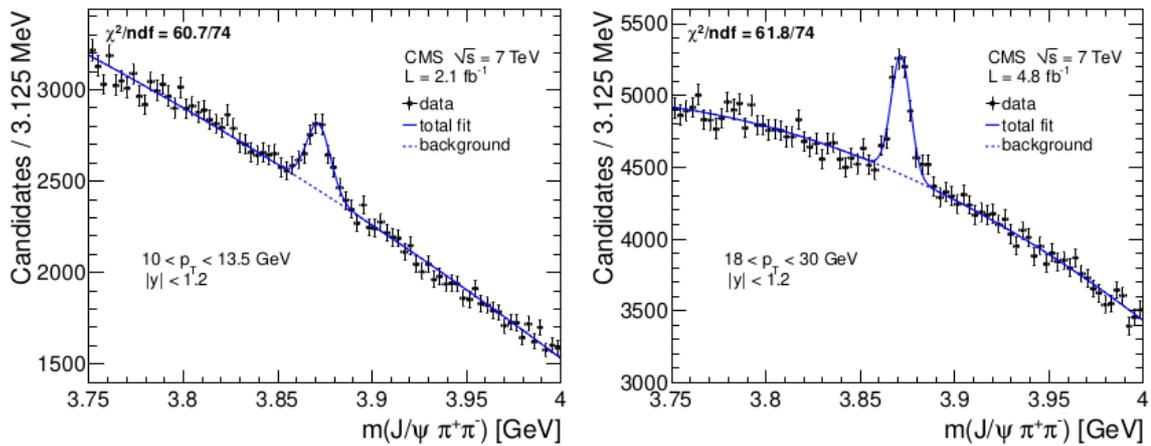


Figura 11 Comparação do Espectro para Diferentes Momentos (CMS), em que analisou-se o espectro de massa Invariante para os intervalos de momento transversal $[10, 13.5]$ GeV e $[18, 30]$ GeV. (Figura Retirada de [25])

Nesse estudo, foram determinados tanto a fração de $X(3872)$ proveniente do decaimento secundário de mésons B, também chamada de fração não *prompt*, quanto o espectro de massa do sistema dipion, onde foi possível observar uma ressonância bem evidente, que poderia sugerir um sistema intermediário ρ no decaimento de $X(3872)$, sistema que contribuiria para a seleção dos píons na reconstrução dos espectros de massa para medições futuras, por exemplo. Além disso, o produto da seção de choque diferencial pela *branching fraction* foi determinado como função do momento transversal, extremamente útil para a comparação com modelos teóricos da NRQCD (Cromodinâmica Quântica Não Relativística). [26]

Para a análise do sistema dipion, o CMS comparou as medidas experimentais com simulações realizadas com o EVTGEN [27]. Nas simulações foram considerados dois casos, ou seja, a presença (linhas sólidas) e a ausência (linhas tracejadas) de um sistema intermediário ρ . Ao analisarmos a figura 12, é possível concluir que os dados experimentais parecem ter boa compatibilidade com o modelo que considera o decaimento $X(3872) \rightarrow J/\psi \rho \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$.

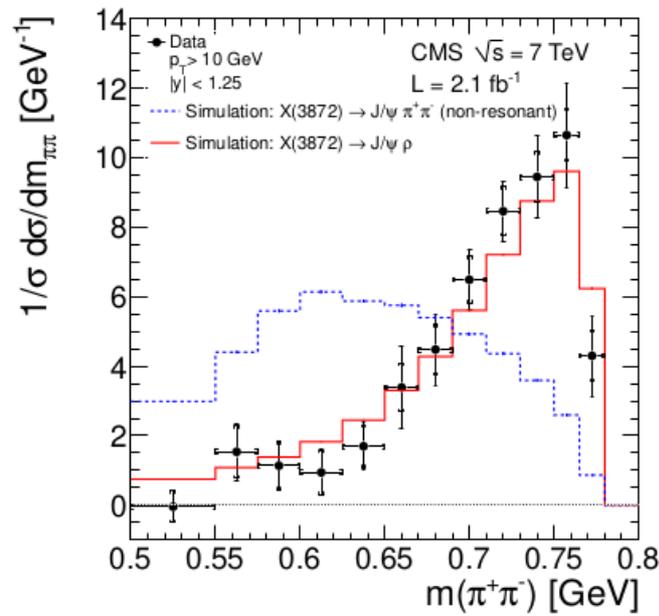


Figura 12 Comparação entre $J/\psi\pi^+\pi^-$ e $J/\psi\rho$ (CMS): Decaimento de $X(3872)$ considerando tanto um sistema intermediário ρ como o canal $J/\psi\pi^+\pi^-$. (Figura Retirada de [25])

Por fim, para o estudo de $X(3872)$ na colisão próton-próton de 7 TeV, o CMS também mediu a fração proveniente dos hádrons B (aqueles que possuem o quark bottom em sua configuração). O resultado encontra-se na figura 13. Pode-se afirmar que mesmo em colisões entre prótons, cuja fração da produção de partículas de maneira direta (*prompt*) tende a ser muito grande, tem-se uma parcela considerável de $X(3872)$ obtida como produto de decaimento. O estudo dessa parcela considerável de $X(3872)$ produzida por decaimentos certamente trará novas informações sobre os possíveis mecanismos de produção, visto que ainda não são muito bem conhecidos.

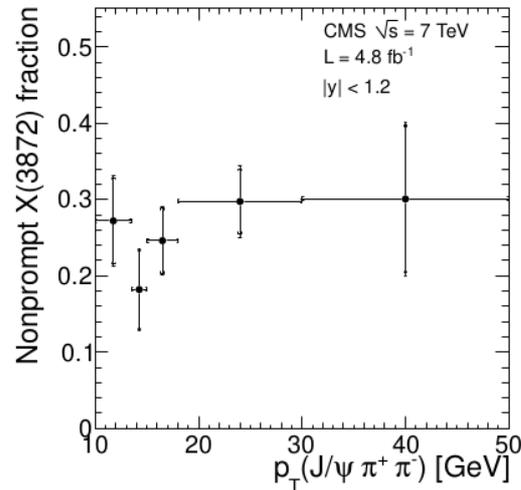


Figura 13 Fração Não Prompt (CMS): Estudo da fração de X(3872) produzida de forma não prompt, ou seja, por meio do decaimento de hádrons B. (Figura Retirada de [25])

3.2.3 CMS (PbPb)

O CMS foi a primeira colaboração que mediu a partícula X(3872) em colisões de íons pesados [5].

Estratégia de Análise

Utilizando energia de 5.02 TeV por par de nucleons e uma luminosidade de 1.7 nb^{-1} , foi possível determinar a razão entre as produções *prompt* de X(3872) e $\psi(2S)$, assim como a significância do sinal de X(3872) com 4.2σ 's (desvio padrão). Para realizar tal medida, foi utilizado novamente o canal $J/\psi \pi^+ \pi^-$, o intervalo de rapidez selecionado foi $|y| < 1.6$ e o intervalo de momento transversal foi de $15 \text{ GeV} < p_T < 50 \text{ GeV}$. A seleção dos múons foi realizada em diferentes intervalos de pseudorapidez η :

- $p_T(\mu) > 3.5 \text{ GeV}$ no intervalo $|\eta(\mu)| < 1.2$;
- $p_T(\mu) > (5.47 - 1.89 |\eta(\mu)|) \text{ GeV}$ no intervalo $1.2 < |\eta(\mu)| < 2.1$;
- $p_T(\mu) > 1.5 \text{ GeV}$ na região $2.1 < |\eta(\mu)| < 2.4$.

Para os píons, foram adotados somente 2 critérios, i.e. $pt(\pi) > 0.9$ GeV e $|\eta(\pi)| < 2.4$. Como utilizado por medidas anteriores para garantir uma boa reconstrução do J/ψ , a massa do sistema dimuon poderia diferir do valor nominal do J/ψ em apenas 150 MeV, e os múons de sinais opostos deveriam ter um ajuste de vértice comum de χ^2 (probability) $> 1\%$.

O gráfico da figura 15 mostra o espectro de massa invariante considerando a reconstrução do canal $\mu\mu\pi\pi$ tanto na produção inclusiva de $X(3872)$ quanto na produção via decaimento. No caso da fração obtida principalmente por meio do decaimento de hádrons B (*b-enriched*), o que se faz para a diferenciação é utilizar a variável l_{xy} , também conhecido como comprimento de decaimento pseudo-próprio, definido como a distância entre o vértice das quatro trajetórias (píons e múons) e o vértice primário reconstruído (com as devidas correções de Lorentz).

Para aumentar a significância estatística do sinal e ao mesmo tempo refinar ainda mais os cortes, o CMS usou a técnica de *machine learning* conhecida como BDT (*Boosted Decision Tree*) [28]. Tal método de decisão foi utilizado para o estudo do vértice de decaimento, da distância angular entre os píons e o J/ψ e do momento transversal dos píons, a fim de separar o sinal do fundo. No capítulo 5, há uma seção exclusiva para este método de machine learning.

Resultados e Discussão das Medidas

Na figura 14 tem-se o resultado da razão entre as produções de $X(3872)$ e $\psi(2S)$ tanto na colisão entre prótons quanto na colisão entre íons de chumbo.

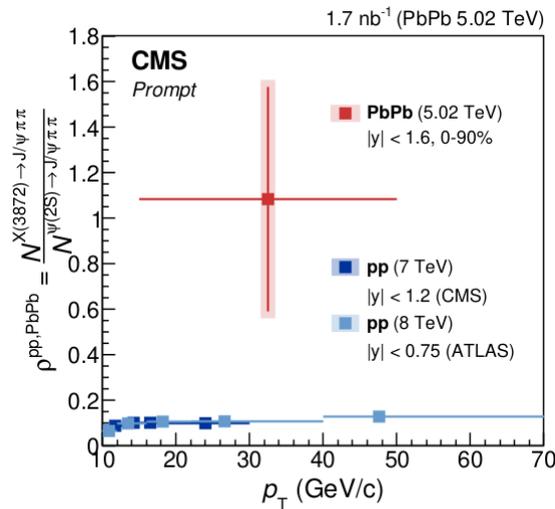


Figura 14 $X(3872)$ em Colisões Pb-Pb (CMS): Razão entre as produções de $X(3872)$ e $\psi(2S)$ tanto em colisões próton-próton quanto em colisões chumbo-chumbo. (Figura Retirada de [5])

Pode-se observar claramente um aumento expressivo da produção de $X(3872)$ no caso das colisões entre íons de chumbo. Embora os mecanismos de produção ainda não sejam totalmente conhecidos, esse acréscimo para o caso de colisões entre íons pesados muito provavelmente se deve à presença do QGP e ao mecanismo de coalescência, visto que há também uma maior oferta de quarks do tipo *charm* (ver capítulo 2).

A colaboração CMS encontrou uma ressonância próxima a 3872 MeV tanto para a produção inclusiva quanto para a produção via decaimento de hádrons B, e o resultado pode ser encontrado na figura 15. A análise da figura permite concluir que a parcela de $X(3872)$ proveniente de decaimentos é bastante expressiva, e não pode ser desconsiderada mesmo em colisões entre íons pesados, em que a maior parte da produção costuma ocorrer de maneira direta.

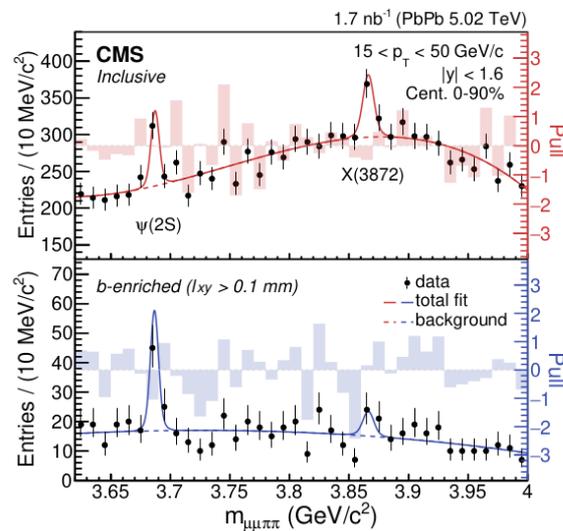


Figura 15 Espectro de Massa Invariante (CMS) em Colisões PbPb: Reconstrução da massa invariante tanto para o caso de produção inclusiva quanto para o caso de produção via decaimento de hádrõs B. (Figura Retirada de [5])

3.2.4 ATLAS

A colaboração ATLAS também estudou a produção de X(3872) em colisões próton-próton, utilizando energia de 8 TeV e luminosidade de 11.4 fb^{-1} [21]. O grande diferencial desse estudo foi a hipótese de dois tempos de vida distintos para a fração não *prompt* de X(3872): um deles associado ao méson B_c (*short-lived*) e o outro (*long-lived*) aos mésons B^\pm , B^0 , B_s e bárions B.

Estratégia de Análise

Para separação *prompt* / *não-prompt*, calcula-se uma grandeza denominada tempo de vida pseudo-próprio, definida como:

$$\tau = \frac{L_{xy} m}{c p_T} \text{ (Equação 5 - Tempo de vida pseudo-próprio)}$$

com m a massa invariante, p_T o momento transversal e L_{xy} a largura transversal do decaimento do candidato a X(3872).

L_{xy} é definido como:

$$L_{xy} = \frac{\vec{L} \cdot \vec{p}_T}{p_T} \quad (\text{Equação 6 - Largura do Decaimento})$$

onde \vec{L} é o vetor que aponta do vértice primário da colisão próton-próton para o vértice de $J/\psi\pi\pi$.

A ideia era agrupar os diferentes tipos de decaimento de acordo com os valores de τ , tomando-se intervalos associados a cada um deles (*short-lived* ou *long-lived*). Os critérios de seleção seguiram em grande parte o padrão dos outros experimentos:

- um valor máximo de rapidez (0.75);
- um intervalo de momento transversal amplo [10, 70] GeV;
- um valor máximo de 0.01 para a distância angular entre cada múon reconstruído de maneira *offline* e o objeto identificado pelo sistema de *trigger*;
- foram escolhidos múons com $|\eta(\mu)| < 2.3$ e $pt(\mu) > 4$ GeV/c, em que a massa do sistema dimuon diferia da massa do J/ψ por no máximo 120 MeV e as trajetórias deveriam pertencer a um vértice comum com $\chi^2 < 200$.

Para os píons, utilizou-se $pt(\pi) > 0.6$ GeV e $|\eta(\pi)| < 2.4$, sendo que as quatro trajetórias (píons e múons) deveriam coincidir com $\chi^2(\text{probability}) > 4\%$. Para finalizar, as variáveis Q e $\Delta R(J/\psi, \pi)$ deveriam ter seus valores limites respectivamente em 0.5 GeV e 0.3. O $\Delta R(J/\psi, \pi)$ representa a distância angular entre o J/ψ e cada pión, e leva em consideração tanto o ângulo azimutal quanto a pseudo-rapidez. Tal grandeza será explicada no capítulo 5.

Resultados e Discussão das Medidas

A figura 16 mostra os espectros de massa invariante para diferentes valores de τ para os candidatos a X(3872) com momento transversal no intervalo [12, 16] GeV e rapidez menor do que 0.75.

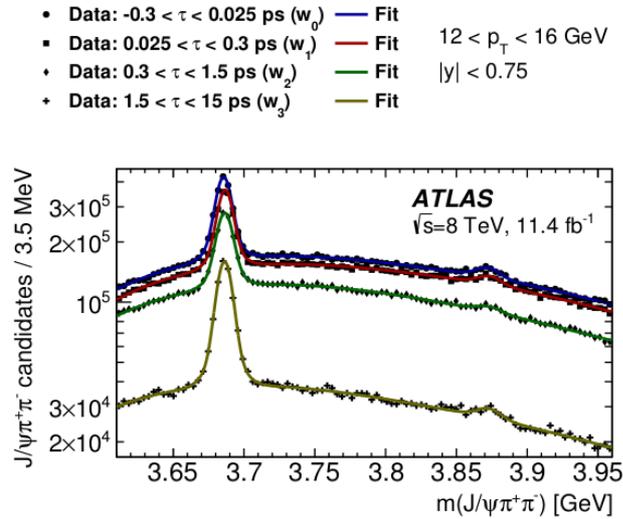


Figura 16 Comparação do Espectro para Diferentes Decaimentos (ATLAS): Contagem dos candidatos a X(3872) considerando diferentes intervalos de pseudo-proper decay length. (Figura Retirada de [21])

A importância dessa medida está na possibilidade de produção de X(3872) não só pelos mésons B^\pm , B^0 , B_s e pelos bárions B, mas também pelo méson B_c , identificável pela análise dos períodos de vida de cada partícula. Com isso, novos modelos teóricos sobre os mecanismos de produção de X(3872) podem ser propostos levando em conta a presença de diversas classes de hádrons B.

A partir da exposição de todas essas medidas, é possível concluir que o estudo de hádrons exóticos evoluiu bastante. Desde a descoberta realizada pelo Belle, até as técnicas mais sofisticadas de *machine learning* para seleção de eventos, as análises ganharam robustez de maneira rápida. A possível presença do sistema ρ intermediário na reconstrução de $\pi^+\pi^-$, a participação do méson B_c na produção não-*prompt* de X(3872), a influência do plasma de quarks e glúons no

aumento considerável na produção do exótico em comparação com $\psi(2S)$ são alguns dos resultados obtidos nos últimos anos de pesquisa. Entretanto, uma questão primordial ainda deve ser investigada: **Como se dá a produção de exóticos no QGP em baixos valores de momento transversal?**

4. ALICE 3

A resposta para a pergunta final do capítulo 3 está em fase inicial de elaboração. A física por trás da região do espaço de fase conhecida como ultra-soft, i.e. região de baixo momento, necessita de uma tecnologia muito particular: o sistema de detecção deve possuir a quantidade mais baixa possível de material, deve ser posicionado o mais próximo possível do ponto de colisão do experimento, além de ser constituído por muitas camadas. Tais exigências visam a redução do espalhamento no momento da medida (baixo uso de material), o aumento da precisão na determinação do vértice primário (proximidade com a região de colisão dos prótons ou íons pesados) e grande quantidade de pontos no espaço (muitas camadas) tanto para a reconstrução das trajetórias das partículas quanto para a determinação dos vértices secundários de interação (decaimentos).

No caso das colisões entre íons pesados, medidas em baixos valores de momento são capazes de explorar regiões até então inexploradas. De acordo com o modelo conhecido como *Statistical Hadronization Model* (SHM) [39] [31], para valores mais baixos de momento transversal, o meio plasmático é capaz de induzir a um aumento na produção de determinadas partículas, a depender da energia de ligação e do tamanho da estrutura formada. A medida da taxa de produção e do fluxo anisotrópico, de acordo com o SHM, é capaz de diferenciar uma configuração compacta de multiquark de uma configuração molecular. Além disso, a alta seção de choque para quarks pesados no meio plasmático de quarks e glúons, composto por estruturas não confinadas, constitui o cenário ideal para o estudo de mecanismos de produção de partículas.

É nesse contexto que o estudo dos exóticos se faz necessário na região de baixo momento. Para essas regiões, onde o SHM prevê a indução do meio sobre a produção hadrônica, a tecnologia de detecção atual não é capaz de realizar medidas com alta precisão. Para estudar o decaimento de $X(3872)$, é necessário que o sistema de identificação de léptons consiga trabalhar na faixa de aproximadamente 1.5 GeV na região central, além de que o sistema de detecção de produtos de decaimentos hadrônicos deve trabalhar em larga aceitação.

Como o experimento ALICE foi desenvolvido justamente para o estudo da interação forte e de suas manifestações, é natural pensar que tais questões envolvendo o QGP fossem a ele atribuídas. O principal objetivo do experimento ALICE é compreender a interação forte e como ela se manifesta na natureza i.e. a forma como os quarks e glúons interagem, o processo de evolução do plasma de quarks e glúons até o equilíbrio, os mecanismos de hadronização, quais estruturas hadrônicas são formadas e em que proporção, ou seja, questões que demandam detectores extremamente sensíveis e capazes de trabalhar nos mais diversos intervalos de momento e rapidez.

Para isso, é imprescindível o uso de uma tecnologia de detecção sofisticada, com grande capacidade de resolução, mapeamento de trajetórias e identificação de partículas em um amplo intervalo de aceitação. Pela dificuldade de detecção dos eventos em valores muito baixos de momento transversal, as grandes colaborações não costumam trabalhar na reconstrução de partículas cujos momentos transversais estão próximos a 0 GeV. Certamente ao não considerar a reconstrução de eventos em intervalos de momento próximos a 0 GeV, o estudo da interação forte nos grandes aceleradores de partículas fica incompleto, visto que existem peculiaridades ou até mesmo novos fenômenos ainda não analisados nessas regiões.

Cada vez mais tem sido necessária grande precisão para detectar produtos de decaimento por meio do rastreamento de trajetórias e dos vértices de interação, principalmente em se tratando da região próxima ao ponto de colisão. Isso ocorre pois a falta de precisão no rastreamento das partículas contribui para a predominância de diversos tipos de fundo, muitas ordens de grandeza superior aos eventos de interesse (sinal). Além disso, medidas em grande aceitação são necessárias para o estudo dos mecanismos de produção dos hádrons que contém quarks de sabor pesado, visto que a relação entre a densidade de quarks no meio plasmático com a rapidez ainda precisa ser melhor investigada. Dessa forma, mostrou-se indispensável um *upgrade* no experimento ALICE, capaz inclusive de reconstruir os estados de quarkonium para valores de momento transversal muito próximos de zero.

A grande capacidade de identificar elétrons e múons é uma característica fundamental do novo experimento, e permite a medida precisa dos produtos de

decaimento no setor de *heavy flavour*. Para os elétrons, a identificação deve ocorrer de aproximadamente 50 MeV de momento transversal até 2 GeV, para os múons a partir de 1.5 GeV e para os hádrons a partir de algumas dezenas de MeV, preservando em grande medida o valor da eficiência.

Não só a precisão das medidas é fundamental para novas investigações dos fenômenos em colisões entre íons pesados, mas também o processamento de um grande número de eventos, o que exige do sistema de detecção a capacidade de trabalhar com alta luminosidade. Para o estudo do QGP utilizam-se íons extremamente pesados como o chumbo, visto que os efeitos do plasma ficam mais pronunciados. Entretanto, íons mais leves permitem trabalhar com intensidade e luminosidade muito mais altas, pois tais estruturas possuem carga menor, o que já tem sido explorado pelo LHC com os estudos envolvendo o Xenônio. Ao utilizar uma luminosidade alta, mais eventos ocorrerão, inclusive eventos envolvendo o espalhamento duro de pártons, o que exigiria uma grande capacidade de detecção para atender às taxas cada vez maiores, justificando também a importância de um *upgrade* no atual detector.

O projeto ALICE 3 [8] visa esses objetivos descritos anteriormente associados tanto à precisão das medidas quanto à capacidade de trabalhar com taxas extremamente altas de eventos, utilizando como base um detector constituído por algumas camadas de silício - a primeira delas retrátil e posicionada muito próxima do ponto de interação da colisão - extremamente finas (aproximadamente 30 μm) e capazes de atingir uma resolução relativa de momento de 1 a 2 %. A utilização do silício permite o uso de uma baixa quantidade de material por camada, o que reduz o espalhamento e permite a identificação de partículas com momento na ordem de alguns MeV. Como parte da estrutura para identificação de partículas, o sistema é composto também por um detector via tempo de vôo constituído por silício e por um detector Cherenkov constituído por aerogel, além de sensores temporais e sensores de fótons. No caso dos léptons de alto momento, há não somente um calorímetro eletromagnético, como também um sistema de identificação de múons.

Tais tecnologias de detecção vão muito além das medidas com íons de chumbo. O projeto ALICE 3 possibilitará medir com alta estatística colisões próton-próton, próton-núcleo e entre núcleos ainda mais leves do que o chumbo,

como íons de oxigênio (colisões O-O), o que permite o estudo com valores mais altos tanto de intensidade quanto de luminosidade. O novo detector terá como características principais a alta resolução, a grande proximidade com o ponto de colisão (posicionamento das primeiras camadas de silício nas proximidades do feixe - interior do *beampipe*) e, principalmente, a massa consideravelmente baixa. Dessa forma, o baixo uso de material na primeira camada (muito próxima do ponto de colisão) poderá reduzir múltiplos espalhamentos, e a proximidade com o ponto de colisão, em conjunto com o grande número de camadas, permitirá a reconstrução mais eficiente dos eventos em valores de momento transversal extremamente baixos, condição ainda não estudada por outras colaborações.

O sistema de rastreamento de trajetórias do detector ALICE 3 consiste em sensores de silício instalados em discos e camadas em uma estrutura de 80 cm de raio e aproximadamente 4 metros de comprimento ao redor do ponto de colisão. Na parte exterior, o *outer tracker* possui 8 camadas de silício e 9 discos. Um sistema de supercondutores magnéticos é responsável pela reconstrução do momento das partículas: um solenóide que produz um campo de 2 T resulta em uma resolução em momento transversal de 0.6% na região de *mid-rapidity* e 2% na região de $\eta = 3$. Na região de $\eta = 4$, dipolos são utilizados a fim de manter a resolução em momento próximo de 1%.

Dado que a primeira camada do detector deve estar a uma distância de 5 milímetros do ponto de colisão no momento da medida e 15 milímetros durante a fase de aumento de energia do feixe, tal estrutura deve ser retrátil, sendo a parte responsável por determinar o vértice constituída por 3 camadas cilíndricas e 3 discos instalados no interior do *beampipe*, o que possibilita uma resolução de 2.5 micrômetros. Na parte mais externa (raio de 85 centímetros), há um detector de tempo de voo, com capacidade de resolução de 20 picossegundos e responsável pela identificação tanto de elétrons (acima de 500 MeV de momento transversal) como de hádrons (acima de 2 GeV de momento transversal). Além disso, há também em um raio de 20 centímetros uma outra camada especialmente para partículas mais lentas (abaixo de 300 MeV).

Para separar elétrons de píons acima de 2 GeV, assim como para separar prótons de elétrons, de píons e de káons acima de 14 GeV, um detector aerogel foi

proposto, com índice de refração de 1.03 e resolução angular de 1.5 mrad. Um sistema de identificação de múons para reconstrução de J/ψ muito próximo do repouso também foi instalado. No caso de fótons e do decaimento de χ_c e do D^{*0} , há um calorímetro eletromagnético, que contribui também para complementar a identificação de elétrons. Por fim, o *Forward Conversion Tracker* (FCT) é responsável por rastrear os pares elétron-pósitron provenientes da conversão dos fótons. A figura 17 mostra um esquema do detector com todos os seus componentes: *TOF* (*Time of Flight*) *Detector*, *Tracker*, *RICH* (*Ring Imaging Cherenkov*) *Detector*, *Magnet System*, *FCT* (*Forward Conversion Tracker*), *Ecal* (*Electromagnetic Calorimeter*), *Vertex Detector*, *Muon Chambers*, *Muon Absorber*.

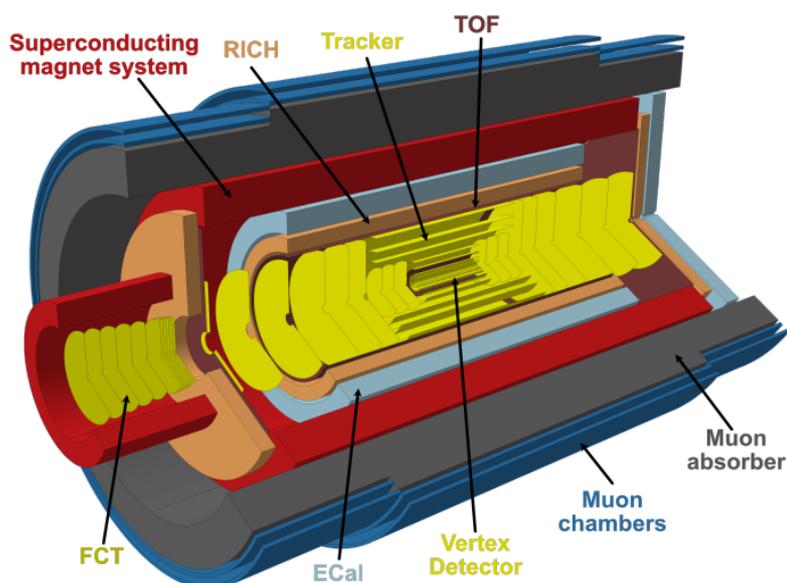


Figura 17 Detector ALICE 3: Detector previsto para implementação na próxima década no experimento ALICE do CERN. (Figura Retirada de [8])

A *Letter of Intent* (LoI) para a construção do ALICE 3 já foi aprovada pelo *Large Hadron Collider Committee* (LHCC). Portanto, a substituição do detector está cada dia mais próxima, e cabe agora à colaboração ALICE investigar seu desempenho. No próximo capítulo, por meio de simulações computacionais, será estudada a performance do ALICE 3 na detecção da partícula exótica $X(3872)$, e serão apresentadas diversas propostas de otimização da análise.

5. Análise dos Dados Simulados

5.1 Introdução à Análise

Este capítulo está organizado em quatro seções principais que sintetizam como o processo de análise foi realizado e explicam quais os métodos adotados por este trabalho de pesquisa, bem como o motivo da utilização de tais métodos. Na seção 5.2, serão apresentadas as estratégias de análise, que consistem basicamente em determinar três grandezas fundamentais, i.e. significância, eficiência da reconstrução e medida efetiva de $X(3872)$, que serão discutidas detalhadamente ao longo do texto. Ainda na seção 5.2, algumas grandezas físicas, como por exemplo o momento transversal das partículas e a distância de máxima aproximação entre elas, serão explicadas a fim de que se compreenda como tais grandezas podem contribuir para a seleção de eventos de interesse.

Na seção 5.3, a simulação computacional será descrita com suas particularidades, e serão apresentados os resultados nas “condições iniciais”, ou seja, a significância, a eficiência da reconstrução e a medida efetiva sem filtros ou cortes nos valores das variáveis físicas. Na seção 5.4, será mostrada a proposta de otimização da análise apresentada pela Colaboração ALICE, no CERN. A otimização baseou-se em cortes ortogonais, i.e. na readequação dos limites (inferior e/ou superior) aceitos das grandezas usadas para identificar as partículas $X(3872)$. Novamente, as três grandezas fundamentais (significância, eficiência da reconstrução e medida efetiva) serão mostradas, e uma nova proposta não só de cortes ortogonais, mas também da utilização de outras variáveis físicas (Q e ΔR) será discutida. Por fim, na seção 5.5, serão mostrados os resultados obtidos a partir da aplicação do método *Boosted Decision Tree* de aprendizagem de máquina, como uma proposta ainda mais eficiente para o enriquecimento da análise.

5.2 Estratégia de Análise

Como foi visto no capítulo 3, o método adotado pelas grandes colaborações para identificar o exótico $X(3872)$ consiste na análise do pico que se apresenta no espectro de massa invariante, em que ajusta-se uma função para o fundo (normalmente uma função polinomial) e uma outra função para o sinal (normalmente uma função gaussiana). Após investigação minuciosa da compatibilidade do polinômio e da função gaussiana com os dados experimentais, como a adequação do χ^2 para o ajuste das curvas, as contagens referentes à curva gaussiana na região de massa de $X(3872)$ podem ser entendidas como eventos de sinal, e as contagens referentes ao polinômio podem ser entendidas como eventos de fundo.

Nessa etapa da discussão a respeito do uso da massa invariante para a determinação do sinal, cabe uma observação muito importante na estratégia de análise: no caso da simulação utilizada nesta dissertação de mestrado, os eventos de sinal foram gerados separadamente pelo software Pythia (a seção 5.3 descreve com mais detalhes a simulação), e o número de eventos de sinal pode ser facilmente extraído diretamente da informação fornecida pela simulação de Monte Carlo, sem a necessidade do ajuste gaussiano mencionado anteriormente. Por conta disso, os espectros de massa invariante têm um caráter mais ilustrativo de como se prevê a medida dessa grandeza na busca pelo $X(3872)$ e todas as grandezas ditas fundamentais na análise (significância, eficiência da reconstrução e medida efetiva) foram calculadas a partir da informação fornecida pela simulação de sinal e de fundo.

Para a determinação da performance do ALICE 3 no que se refere ao estudo das partículas exóticas, é fundamental o entendimento do conceito de significância, pois tal grandeza está associada à proporção entre sinal e fundo. Em uma amostra de eventos composta por sinal e por fundo, a predominância deste em relação àquele é expressa por um baixo valor de significância. À medida que conseguimos eliminar os eventos que não são de interesse (entenda como evento de interesse, neste trabalho, somente o decaimento da partícula $X(3872)$ pelo canal $J/\psi\pi^+\pi^-$), o valor da significância aumenta. Matematicamente, tem-se a seguinte relação :

$$\textit{Signific\^ancia} = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (\text{Equa\c{c}\~ao 7 - C\~alculo da Signific\^ancia})$$

onde S representa o n\~umero de eventos de sinal e B representa o n\~umero de eventos de fundo.

A signific\^ancia \^e um par\^ametro constantemente utilizado para a determina\c{c}\~ao do desempenho de um detector, pois o objetivo de preservar o sinal ao mesmo tempo em que se deseja rejeitar o fundo pode ser traduzido t\~ao somente em maximizar o seu valor. No entanto, deve-se ressaltar que a estrat\^egia de maximizar a signific\^ancia a qualquer custo pode refletir na rejei\c{c}\~ao de uma parcela consider\^avel de sinal, o que \^e muito prejudicial para o estudo de h\^adrons ex\^oticos, dada a raridade de sua observa\c{c}\~ao. Esse assunto motivou a aplica\c{c}\~ao de aprendizagem de m\^aquina, e ser\^a melhor discutido na se\c{c}\~ao 5.5.

Um dos objetivos do ALICE 3 \^e que seja poss\~ivel realizar medidas precisas em valores de momento transversal mais baixos, onde o fundo \^e muitas ordens de grandeza superior ao sinal. Toda a an\^alise desenvolvida no presente estudo tem como um dos pilares a tentativa de aumentar a signific\^ancia para valores em que seja poss\~ivel visualizar de maneira clara o pico de X(3872) no espectro de massa invariante.

Para se estimar a quantidade de part\~iculas X(3872) que ser\~ao medidas pelo ALICE 3, faz-se necess\^ario o c\~alculo do produto de sua produ\c{c}\~ao te\^orica (se\c{c}\~ao de choque), considerada pelo modelo Pythia, pela luminosidade esperada para o experimento e pelas caracter\~isticas do detector (efici\^encia e aceit\^ancia). Logo, al\^em de saber a quantidade de X(3872) fornecida pelo gerador de eventos, \^e importante calcular a quantidade total de X(3872) que o experimento consegue reconstruir, visto que a efici\^encia, a aceit\^ancia e a luminosidade devem ser levadas em considera\c{c}\~ao numa medida real.

Estudou-se ent\~ao a efici\^encia de reconstru\c{c}\~ao do sinal, ou seja, dada uma quantidade de sinal, tal efici\^encia consiste na fra\c{c}\~ao que consegue ser reconstru\~ida pelo detector em compara\c{c}\~ao ao total que \^e gerado por Monte Carlo. O procedimento adotado nessa an\^alise foi a contagem do n\~umero de part\~iculas

identificadas como sinal, tomando a razão entre o número de entradas reconstruídas pelo detector na simulação e o número de entradas geradas pelo Pythia. Matematicamente, tem-se a relação:

$$EffRec = \frac{N(Rec)}{N(Gen)} \text{ (Equação 8- Eficiência da Reconstrução)}$$

$N(Rec)$: Número de X(3872) reconstruídos pelo detector

$N(Gen)$: Número de X(3872) gerados pelo Pythia

A partir da eficiência da reconstrução, calculou-se o número de partículas X(3872) medidas pelo experimento (essa quantidade foi denominada medida efetiva), levando-se em consideração também a seção de choque de produção dessa partícula considerada pelo Pythia, a luminosidade esperada para o experimento ALICE 3 e os intervalos de momento transversal, ou seja:

$$Medida\ Efetiva = \frac{d\sigma}{dp_T} \times A \times \epsilon \times BR \times \Delta p_T \times L_{int}$$

(Equação 9 - Medida Efetiva de X)

σ : seção de choque calculada pelo software Pythia

p_T : momento transversal do hádron X(3872)

A : aceitação do detector

ϵ : eficiência da reconstrução

BR : branching ratio do canal $J/\psi\pi^+\pi^-$

L_{int} : luminosidade integrada

Pela equação 9, conclui-se que a diminuição da eficiência da reconstrução implica na diminuição também do número de partículas X(3872) que se espera medir com o ALICE 3.

Conjuntamente com os estudos de significância, eficiência da reconstrução e medida efetiva de X(3872), também foram estudadas as distribuições das grandezas

envolvidas na identificação do X(3872), tanto para a amostra de sinal como de fundo, a fim de avaliar a melhor estratégia de análise (como os cortes ortogonais mencionados mais adiante no texto). São elas: *Cosine of Pointing Angle* (CPA), Massa Invariante, Momento Transversal e Distância de Máxima Aproximação (DCA).

O *Cosine of Pointing Angle* (CPA) é definido como o cosseno do ângulo formado entre a direção da trajetória do candidato a X(3872) e a direção da reta formada pelo vértice primário (colisão) e pelo vértice secundário (decaimento). Isso significa que, caso a partícula X(3872) seja formada muito próxima ao vértice primário, os candidatos devem possuir CPA muito próximo de 1, pois pode-se supor que a partícula X(3872) tem uma trajetória, se não houver interações, ao longo da reta formada pelos vértices primário e secundário.

O cálculo da Massa Invariante de X(3872) levou em conta o decaimento $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$. Matematicamente, o que se faz para a determinação dessa grandeza é calcular a raiz quadrada de $p_\mu p^\mu$, onde p_μ é o quadri-momento do sistema formado pelo J/ψ e pelos dois píons.

A Distância de Máxima Aproximação (DCA) entre duas partículas, como o nome sugere, representa a menor distância entre suas trajetórias. Para a reconstrução do vértice de decaimento de X(3872), minimizar a distância entre as trajetórias de X(3872) tanto em relação aos píons quanto em relação ao J/ψ consiste numa boa estratégia, visto que supõe-se que tenham partido de uma mesma região do espaço no momento do decaimento. Logo, píons e J/ψ 's que tenham suas trajetórias muito distantes da trajetória de X(3872) muito provavelmente não são produtos do decaimento $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$. Por fim, o momento transversal de uma partícula consiste na componente do momento que encontra-se no plano transversal à colisão, e geralmente é representado por $p_T^{\vec{}} = (p_x, p_y)$, dado que por convenção utiliza-se o eixo z como eixo da colisão.

5.3 Descrição da Simulação

Como a implementação do novo detector ALICE 3 está prevista para a próxima década, todo o trabalho acerca das medidas envolvendo partículas exóticas foi realizado por meio de simulações computacionais, utilizando-se do novo framework do experimento ALICE i.e. o projeto O^2 [9]. Neste trabalho de mestrado, foram analisadas colisões próton-próton com energia de 14 TeV, e o objetivo foi verificar a viabilidade de detecção da partícula exótica X(3872) para valores baixos de momento transversal, considerando-se a estrutura e a performance do ALICE 3. Como discutido no capítulo 3, é fundamental a medida em baixos valores de p_T para a verificação dos mecanismos de produção dessa partícula, pois de acordo com o modelo teórico SHM (ver capítulo 3) o meio plasmático é capaz de induzir a um aumento da produção de X(3872).

A reconstrução dos dados simulados pela Colaboração ALICE, nas condições do Run 5, foi armazenada em arquivos denominados AOD's (*Analysis Object Data*), contendo informações sobre trajetórias reconstruídas, momentos, além da identificação de partículas (PID). O novo framework O^2 foi desenvolvido justamente para o propósito de realizar análises com muitos dados, obtidos tanto pelo detector (no experimento real), quanto por simulações computacionais, e cuja estrutura baseia-se na forma de tabelas contendo propriedades cinemáticas das colisões, como a determinação do vértice.

A reconstrução dos dados é obtida por um processo denominado *skimming*, em que cortes bastante abertos são aplicados em grandezas como o momento transversal, o DCA e o CPA, e o vértice secundário é reconstruído pelo método de Newton-Raphson [32]. De maneira complementar, é utilizado também um filtro Kalman [33] para a propagação das trajetórias, culminando, ao fim das reconstruções, em um conjunto de partículas carregadas e identificadas, e na reconstrução dos vértices de decaimento. As informações de cada partícula são armazenadas também em tabelas, as quais se referem às partículas como “candidatas” ao processo de reconstrução.

O programa *DELPHESO*² [29] foi a base para criar os objetos de análise, ou AOD's. Nesse software, os eventos foram gerados a partir do Pythia (versão 8) [10], um gerador de eventos Monte Carlo. Utilizando o Pythia, foram injetadas partículas exóticas que se propagaram e, posteriormente, passaram por uma fase denominada *smearing*, com o intuito de simular o processo de medida real do detector através da modificação das propriedades cinemáticas das partículas produzidas por Monte Carlo. Dessa forma, não houve simulação do transporte, mas sim a parametrização da resposta do detector. A energia utilizada na simulação foi de 14 TeV e a seção de choque do Pythia para a partícula X(3872) foi estimada a partir da seção do $\psi(2S)$ e corrigida por um fator que levou em conta as razões de suas produções *prompt* obtidas experimentalmente e das suas *branching ratios* de acordo com a equação 10.

$$\sigma_{x(3872)} \sim \sigma_{\psi(2S)} \cdot \frac{\sigma_{x(3872)} \cdot BR(X \rightarrow J/\psi \pi \pi \rightarrow ee \pi \pi)}{\sigma_{\psi(2S)} \cdot BR(\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi \pi \rightarrow ee \pi \pi)} \cdot \frac{BR(\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi \pi)}{BR(X \rightarrow J/\psi \pi \pi)} \sim 0.8458 \cdot \sigma_{\psi(2S)}$$

(Equação 10 - Estimativa da seção de choque de X(3872))

A figura 18 mostra a seção de choque de X(3872) calculada pela equação 10 para cada intervalo de momento transversal.

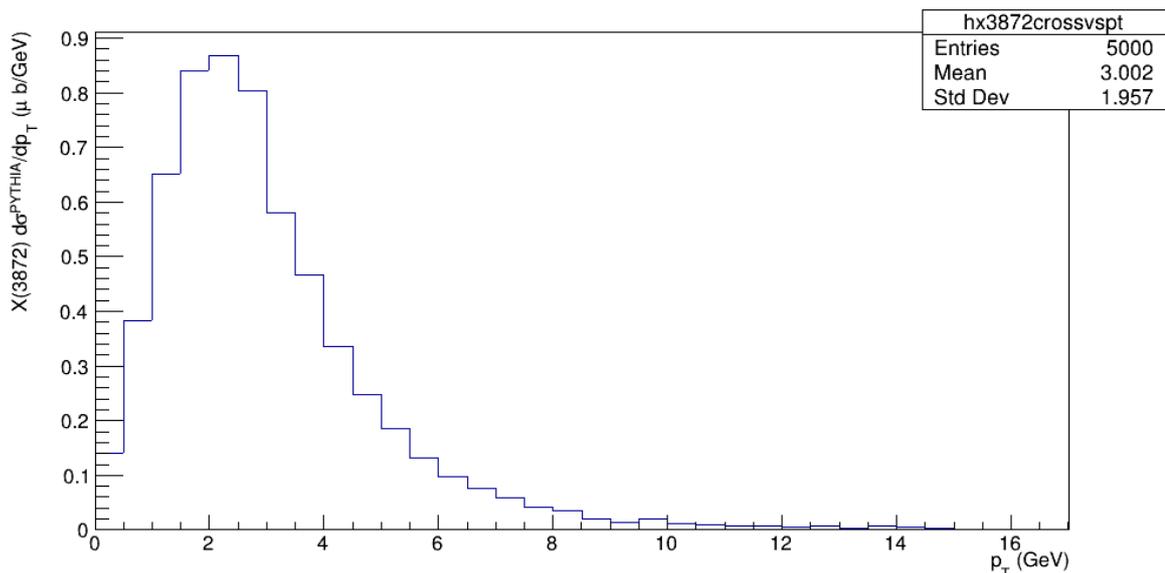


Figura 18 Seção de Choque Calculada pelo Pythia

Na simulação do detector, foram utilizados o sistema de rastreamento de trajetórias do Run 5, além do uso tanto do detector de tempo de voo TOF como do detector Cherenkov RICH para a identificação das partículas (ver figura 17).

O campo magnético escolhido foi de 0.5 T, e tanto o sinal quanto o fundo foram gerados a partir do Pythia com a opção *SoftQCD*, a fim de que os eventos com baixa transferência de momento também fossem considerados. Para que fosse possível a análise da partícula X(3872) levando em conta sua baixa incidência nas colisões e, como consequência uma estatística insuficiente, foi adicionado manualmente no Pythia a opção de decaimento forçado de χ_c (partícula que compartilha dos mesmos números quânticos de X) por apenas um canal, além de que a massa de χ_c já havia sido modificada para 3872 MeV. O uso de χ_c deve-se à ausência de X(3872) no Pythia. Foi escolhido o canal $J/\psi\pi^+\pi^-$, visto que é o mais conhecido e estudado canal de decaimento de X(3872).

A reconstrução do J/ψ foi feita pela canal elétron-pósitron, onde tanto o TOF quanto o RICH, em diferentes intervalos de momento transversal, eram capazes de identificar suas trajetórias. Para reconstrução de X(3872), o processo de *skimming* (aplicação dos cortes aberto) foi utilizado na reconstrução dos J/ψ 's, e estes foram combinados com os píons identificados pelo TOF. As partículas cujas trajetórias haviam sido reconstruídas e identificadas como píons passaram por cortes muito pouco seletivos no momento, apenas superiores a 0.15 GeV.

A linha de estudo adotada foi reconstruir o espectro de massa invariante com o intuito de observar o efeito de diferentes filtros de seleção para a medida da partícula X(3872). A partir das condições iniciais da simulação, condições em que a ordem de grandeza do fundo é muito maior do que a ordem de grandeza do sinal (para cada sinal há aproximadamente 10 mil eventos de fundo), foram estudadas as distribuições de cada variável, com a finalidade, inicialmente, de aumentar a significância por meio da observação de padrões.

A seguir, encontram-se as distribuições do *Cosine of Pointing Angle* (CPA) (figura 19), do Momento Transversal dos Píons, identificados como Prong1 e Prong2 (figuras 20 e 21), do Momento Transversal do J/ψ , identificado com Prong0 (figura

22) e da Distância de Máxima Aproximação (DCA) (figuras 23, 24 e 25) nas condições iniciais da simulação. Essas figuras estão normalizadas da seguinte forma: cada entrada de sinal foi dividida pelo número total de sinal da amostra e cada entrada de fundo foi dividida pelo número total de fundo da amostra.

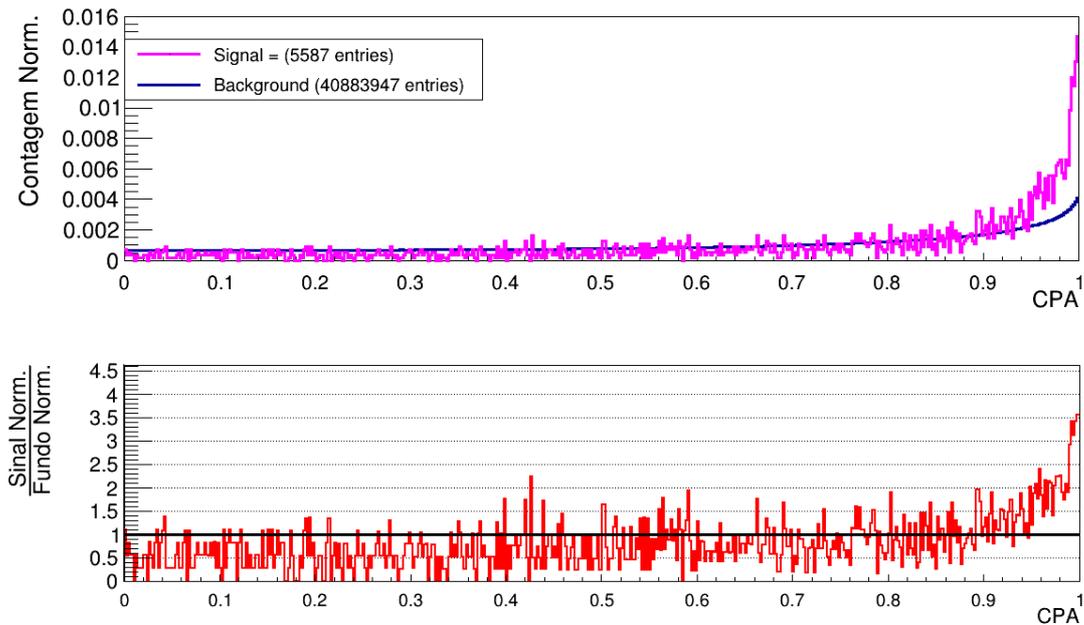


Figura 19 Distribuição do CPA nas Condições Iniciais da Simulação

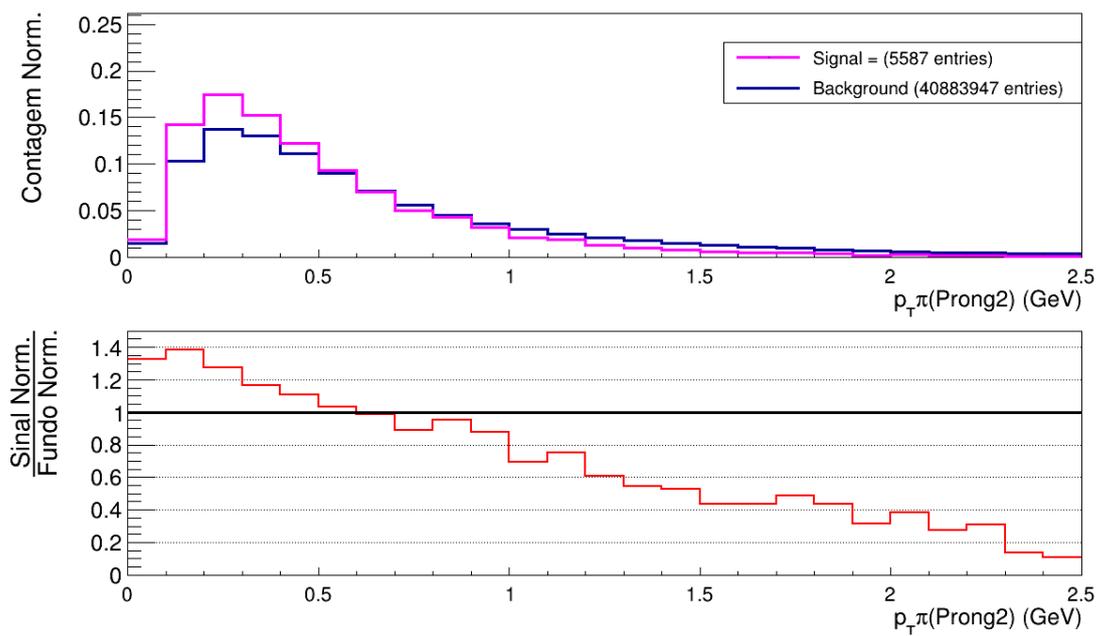


Figura 20 Distribuição do Momento Transversal dos Píons (Prong2) nas Condições Iniciais da Simulação

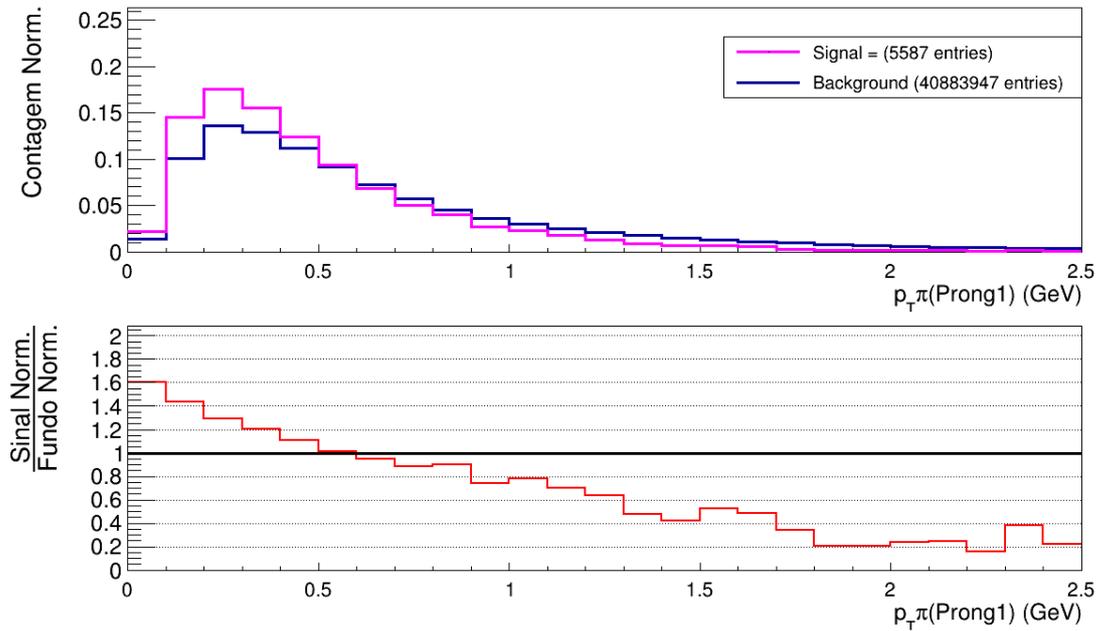


Figura 21 Distribuição do Momento Transversal dos Píons (Prong1) nas Condições Iniciais da Simulação

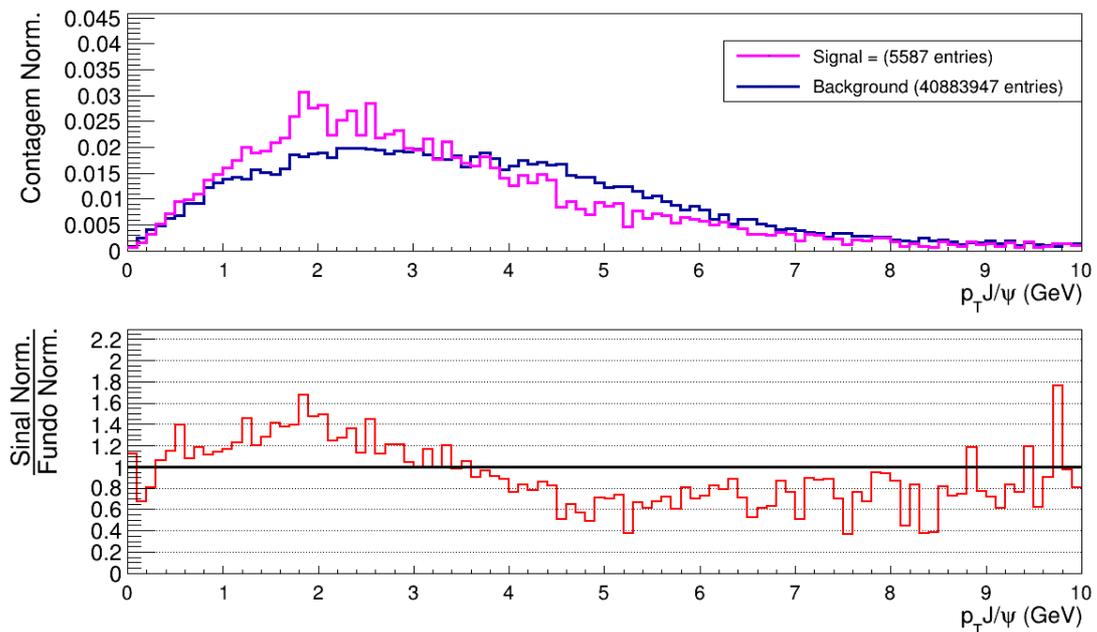


Figura 22 Distribuição do Momento Transversal do J/ψ nas Condições Iniciais da Simulação

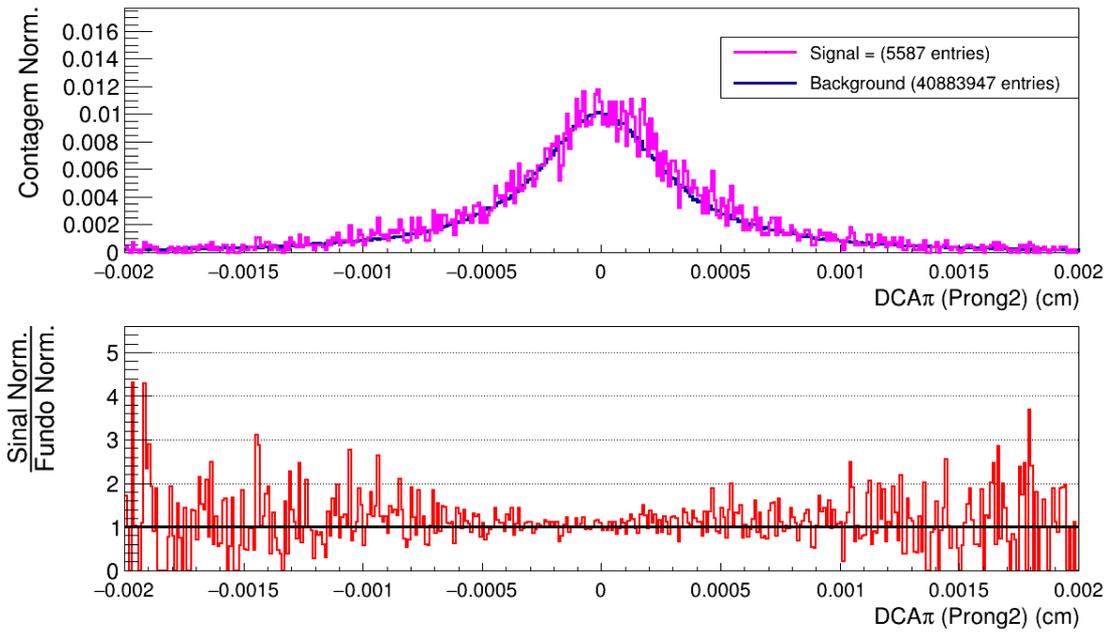


Figura 23 Distribuição do DCA dos Píons (Prong2) nas Condições Iniciais da Simulação

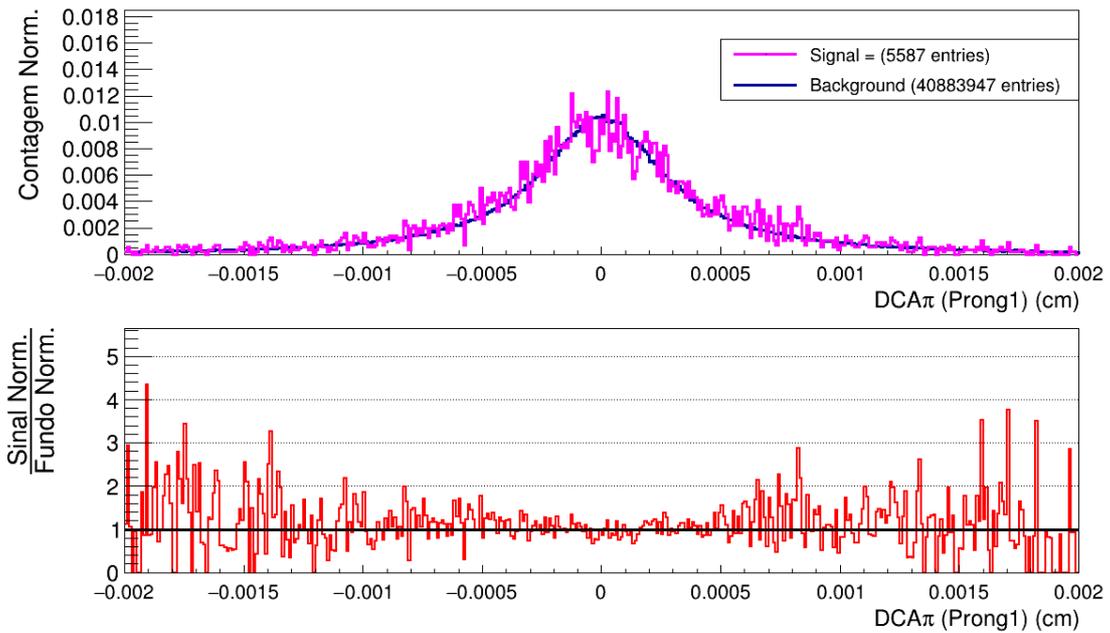


Figura 24 Distribuição do DCA do Píons (Prong1) nas Condições Iniciais da Simulação

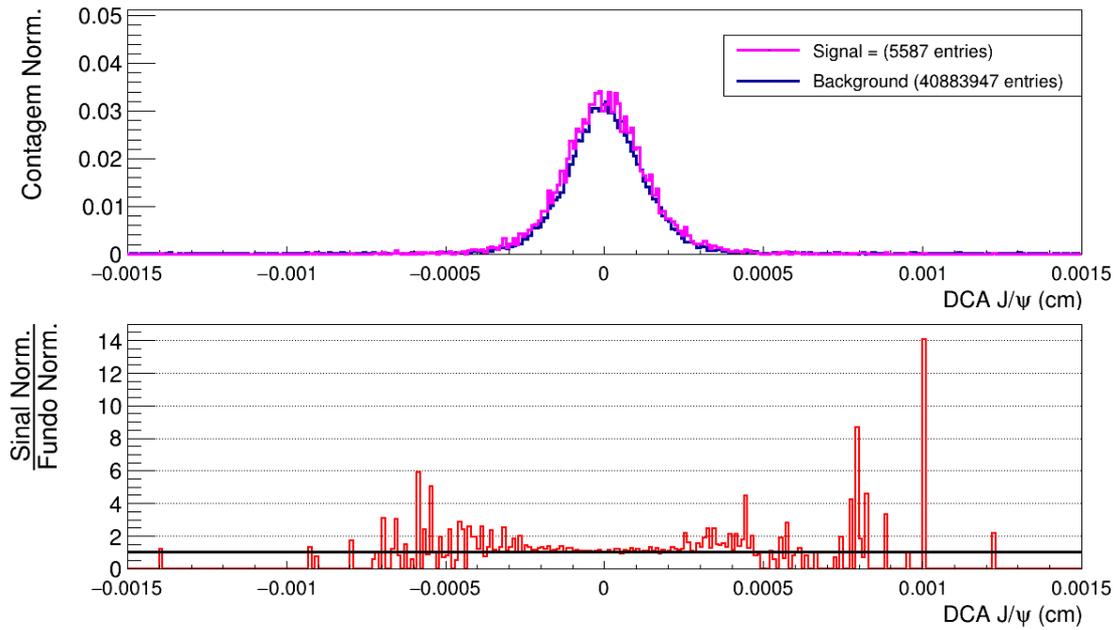


Figura 25 Distribuição do DCA do J/ψ nas Condições Iniciais da Simulação

Para finalizar, na figura 26 pode-se observar também a distribuição da massa invariante na reconstrução do espectro para os candidatos a $X(3872)$.

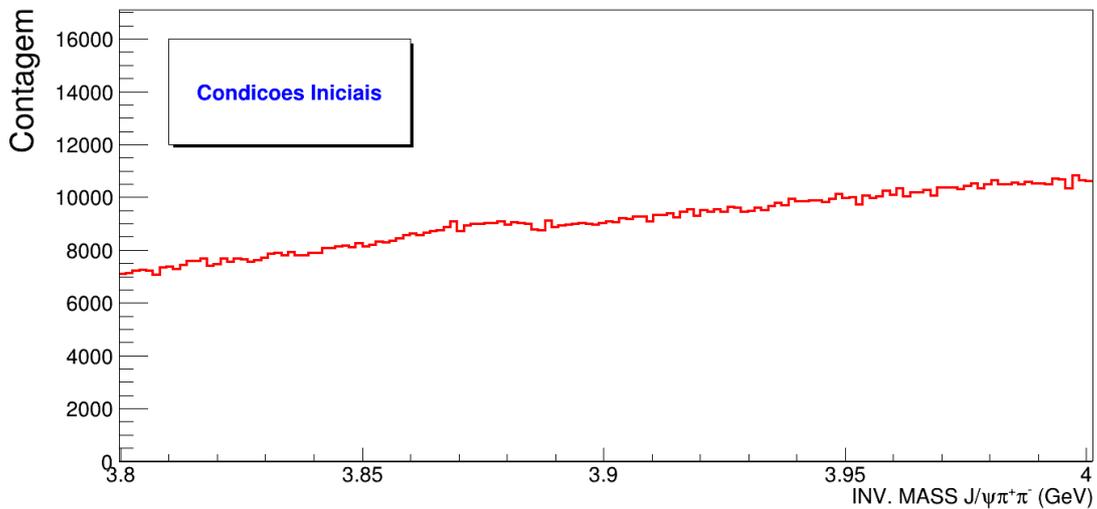


Figura 26 Espectro de Massa Invariante nas Condições Iniciais, obtido pela reconstrução do canal $J/\psi\pi^+\pi^-$ no intervalo de momento transversal de 0 a 15 GeV, sem o uso de critérios de seleção

É possível perceber pelo gráfico acima que não há um pico no valor de 3872 MeV. Isso ocorre pois a quantidade de fundo é muitas ordens de grandeza superior à quantidade de sinal, e ao longo das próximas seções ficará clara a importância de se aplicar cortes (ou filtros) nas grandezas apresentadas e em outras.

Com o objetivo de estudar o desempenho do detector em função do momento transversal das partículas candidatas à $X(3872)$, a Colaboração ALICE optou por dividir os canais (Bins) de momento da seguinte forma:

Bin 1 = [0, 0.5] GeV	Bin 2 = [0.5, 1.0] GeV	Bin 3 = [1.0, 2.0] GeV
Bin 4 = [2.0, 3.0] GeV	Bin 5 = [3.0, 4.0] GeV	Bin 6 = [4.0, 5.0] GeV
Bin 7 = [5.0, 7.0] GeV	Bin 8 = [7.0, 10.0] GeV	Bin 9 = [10.0, 15.0] GeV

Com o uso dessa divisão, percebe-se pela figura 27 que a contagem de fundo para os primeiros Bins (1 a 7) é muito alta, diferentemente dos Bins com alto momento transversal (8 e 9). Nas condições iniciais, mesmo se tomarmos o Bin com maior valor de momento, aquele com menor quantidade de fundo, no caso o Bin referente ao intervalo [10,15] GeV, percebe-se que há uma quantidade de fundo que se sobrepõe fortemente, tornando a presença do pico imperceptível. Isso pode ser observado na figura 28.

3-prong candidates (rec. unmatched)

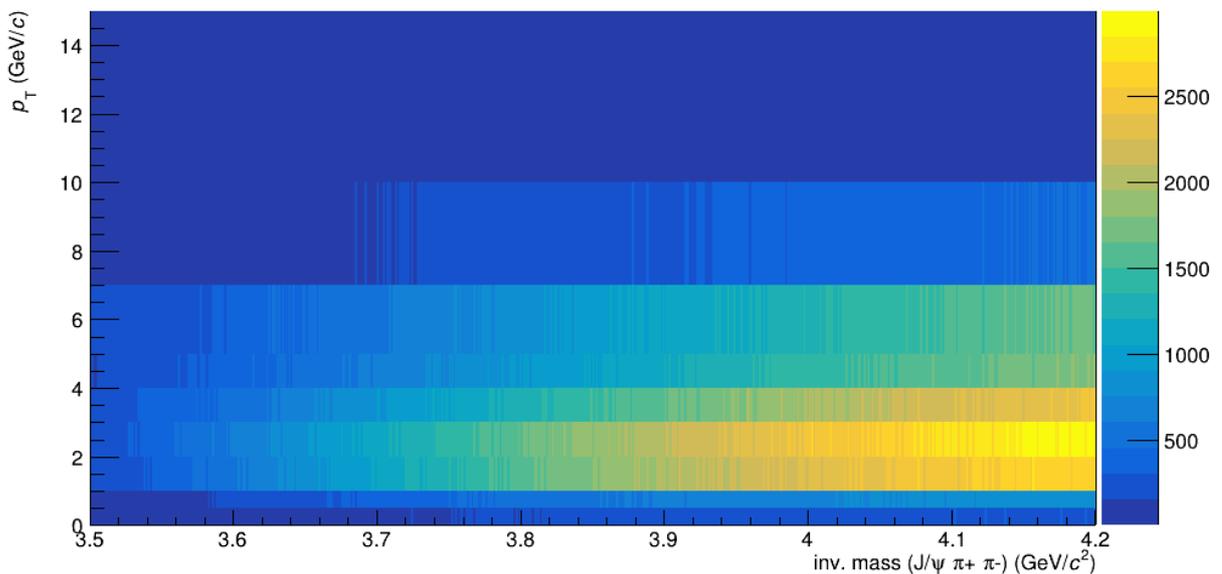


Figura 27 Distribuição da Massa Invariante para o Fundo

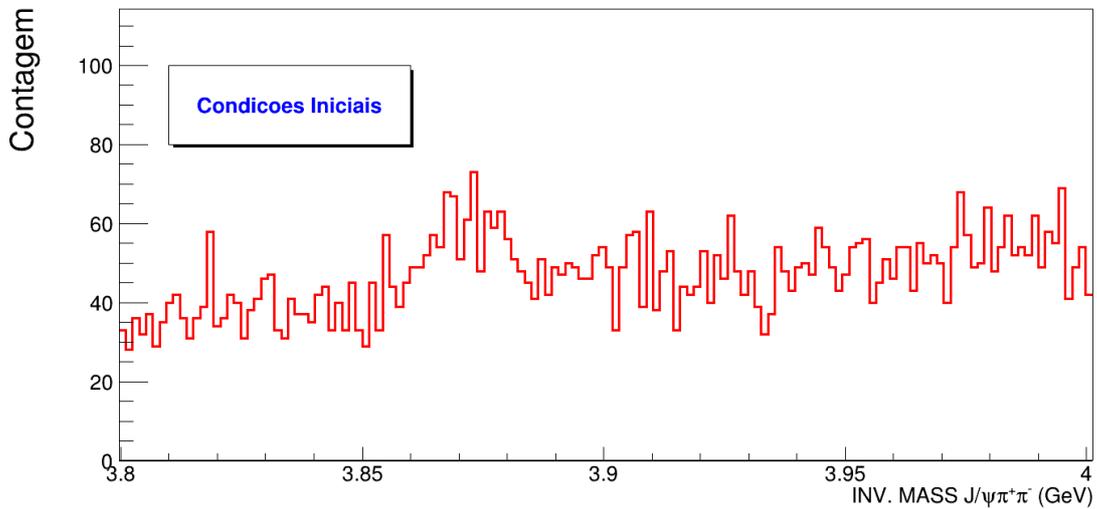


Figura 28 Espectro de Massa Invariante (Bin 9) nas Condições Iniciais para o Bin com menor quantidade de fundo

Para melhor entendimento da dificuldade em observar o pico (mesmo no Bin de menor número de eventos de fundo), é importante também a análise separada tanto da composição do sinal quanto do fundo para os eventos gerados em Monte Carlo, a fim de visualizar e comparar as ordens de grandeza associadas a eles. A figura 29 mostra a contagem de sinal e de fundo tomadas separadamente, possibilitando um melhor entendimento da impossibilidade de detecção de X(3872) nessas condições. A contagem de sinal foi multiplicada por um fator 5 para que ficasse visível, e o gráfico não possui normalização, pois dessa forma fica mais evidente a diferença entre as ordens de grandeza.

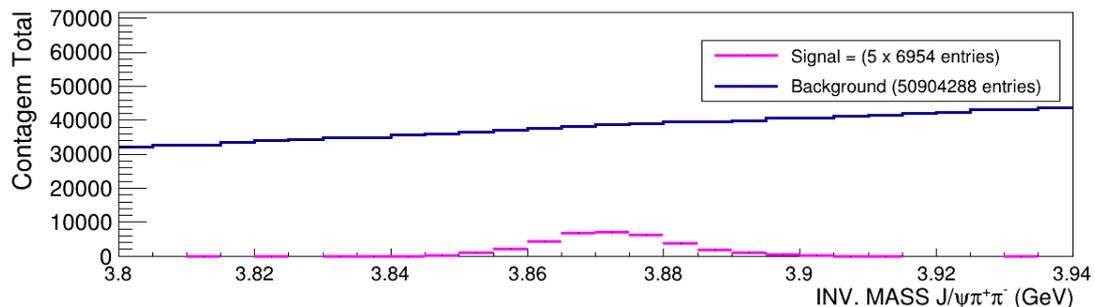


Figura 29 Comparação entre Sinal e Fundo nas Condições Iniciais, tomando separadamente as entradas (sem normalização).

Pela Figura 29, percebe-se que o detector tem resolução suficiente para reconstruir a massa invariante do sinal com bastante precisão, conseqüentemente seu valor encontra-se em um intervalo muito pequeno centrado no valor nominal de 3872 MeV.

Para finalizar, foram calculadas as três grandezas fundamentais (significância, eficiência da reconstrução e medida efetiva) para que, com a otimização, fosse possível compará-las com as condições iniciais. As figuras 30, 31 e 32 mostram a significância, a medida efetiva e a eficiência da reconstrução nas condições iniciais da simulação.

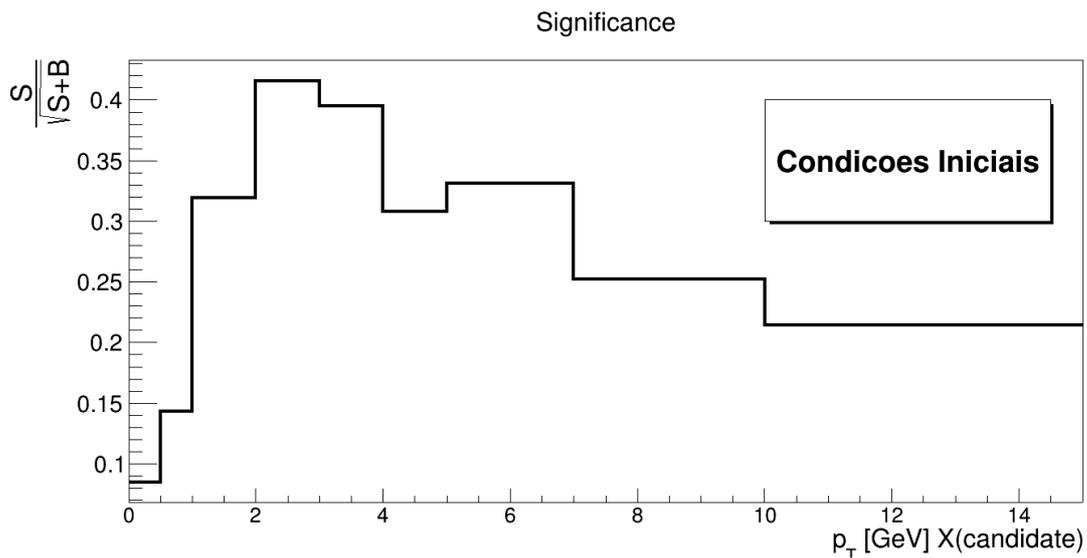


Figura 30 Significância nas Condições Iniciais da Simulação

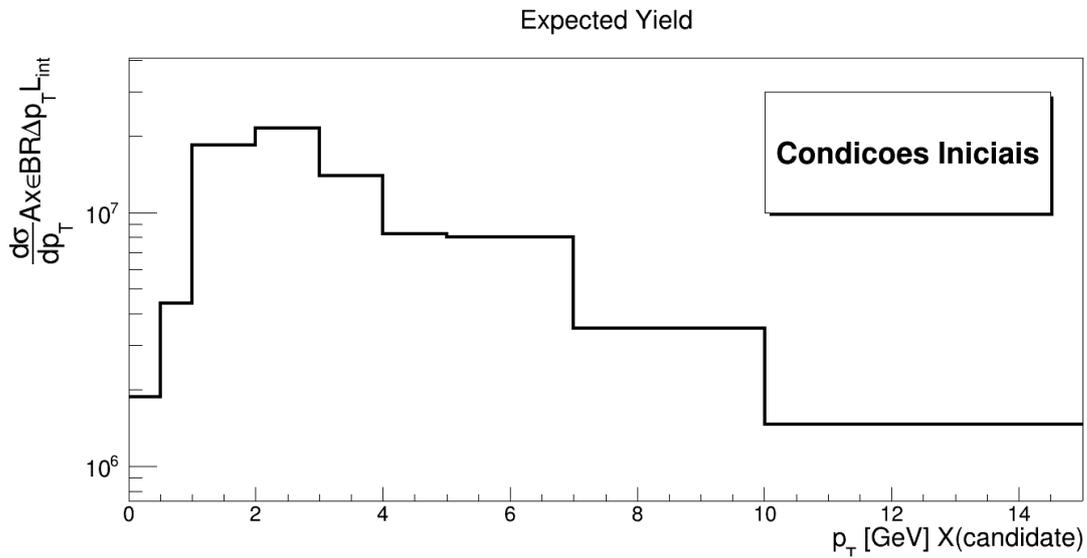


Figura 31 Medida Efetiva nas Condições Iniciais da Simulação

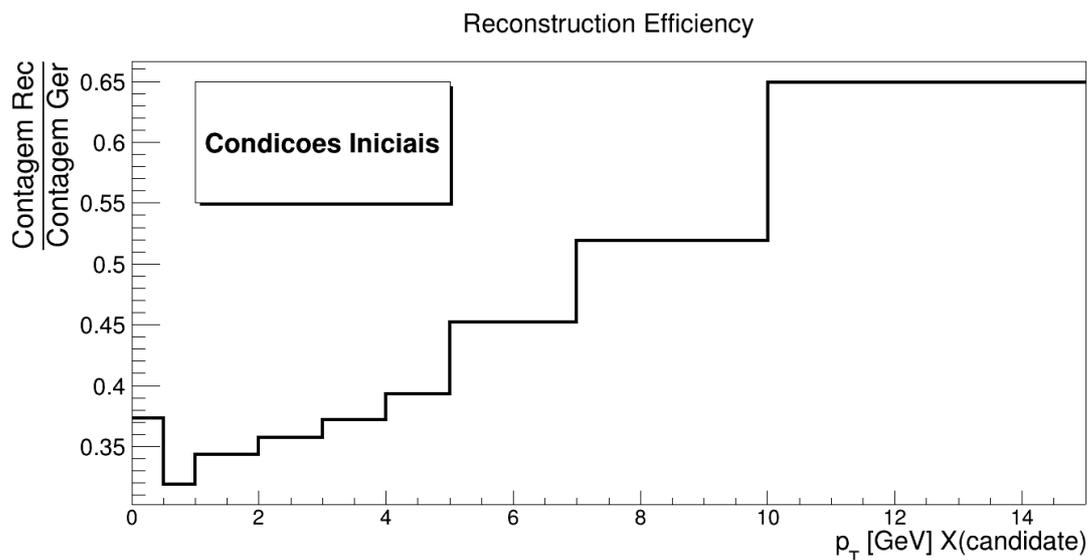


Figura 32 Eficiência da Reconstrução nas Condições Iniciais da Simulação

Baseando-se nos intervalos das grandezas físicas reconstruídas, a Colaboração ALICE propôs um conjunto de valores para otimizar a seleção de X(3872). A próxima seção trata-se exclusivamente da otimização feita tanto pela Colaboração ALICE quanto por esse projeto de mestrado.

5.4 Otimização da Análise com Cortes Ortogonais

Seleção Inicial de Candidatos a X(3872)

Após exposição das condições com as quais a simulação foi gerada, o passo seguinte corresponde à apresentação da análise que buscou otimizar a identificação do sinal de X(3872) a partir de cortes ortogonais. Inicialmente serão mostrados os resultados da análise a partir de cortes padrão, propostos pela Colaboração ALICE, e considerados bastante abertos:

- 1 - A massa invariante do candidato a X(3872) não pode diferir do valor nominal (3872 MeV) por 500 MeV;
- 2 - A variável CPA (*cosine of pointing angle*) deve ser superior a 0.9;
- 3 - A distância de máxima aproximação (DCA) tanto do J/ψ quanto dos píons em relação a X(3872) deve ser inferior a 0.001 cm;
- 4 - O momento transversal mínimo do J/ψ deve ser:
 - 0.2 GeV para o Bin 3;
 - 0.9 GeV para o Bin 4;
 - 1.5 GeV para o Bin 5;
 - 2.3 GeV para o Bin 6;
 - 3.0 GeV para o Bin 7;
 - 4.2 GeV para o Bin 8;
 - 6.2 GeV para o Bin 9;
- 5 - O momento transversal mínimo dos píons permanece em 0.15 GeV;

Devido ao fato dos cortes utilizados pela Colaboração ALICE serem bastante abertos, eles ainda eram insuficientes para otimizar a análise. O resultado utilizando esses critérios de seleção pode ser observado na figura 33, que reproduz novamente a reconstrução da massa invariante pelo canal $J/\psi\pi^+\pi^-$. Apesar de uma grande quantidade de fundo ter sido eliminada, esse resultado ainda não apresenta uma boa significância para a medida de X(3872). Pode-se perceber que ainda não

há um pico bem pronunciado no gráfico de massa, o que motivou a inclusão de novas variáveis de seleção para aumentar a rejeição do fundo sem alterar significativamente a quantidade de sinal.

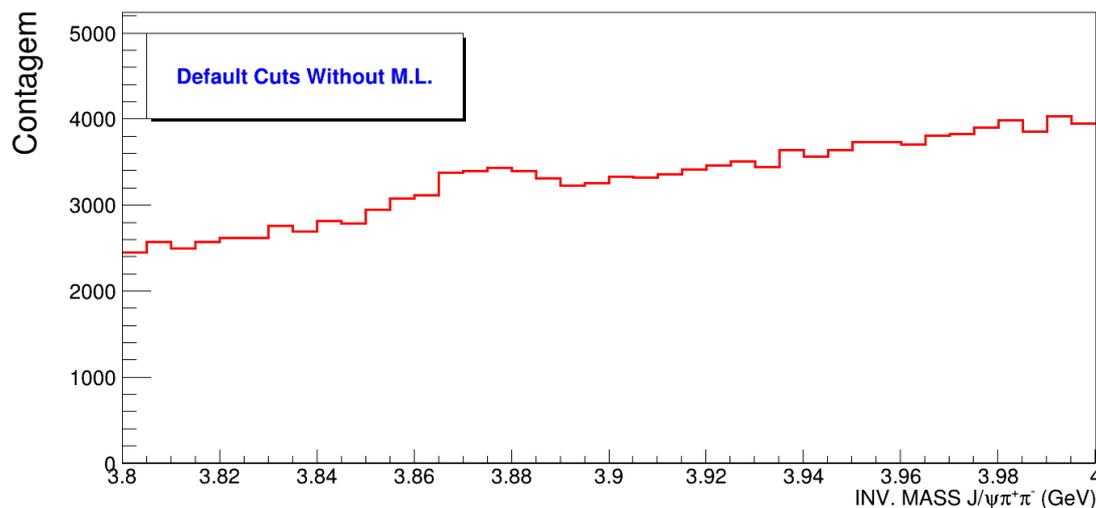


Figura 33 Espectro de Massa Invariante (Default) do intervalo [0, 15] GeV de momento transversal utilizando cortes na massa do candidato a X, no CPA (cosine of pointing angle), no DCA (distance of closest approach) e nos momentos transversais dos píons e do J/ψ.

A figura 34 mostra a significância utilizando a escolha enunciada acima dos valores da Massa Invariante, do CPA, do DCA e do Momento Transversal tanto dos píons quanto do J/ψ. Pode-se observar que mesmo nos Bins mais altos de momento transversal, o maior valor de significância fica em torno de 1, o que resulta em uma certa dificuldade de se perceber a presença do exótico X(3872). No caso de valores mais baixos de momento, a significância fica extremamente pequena, em torno de 0.1.

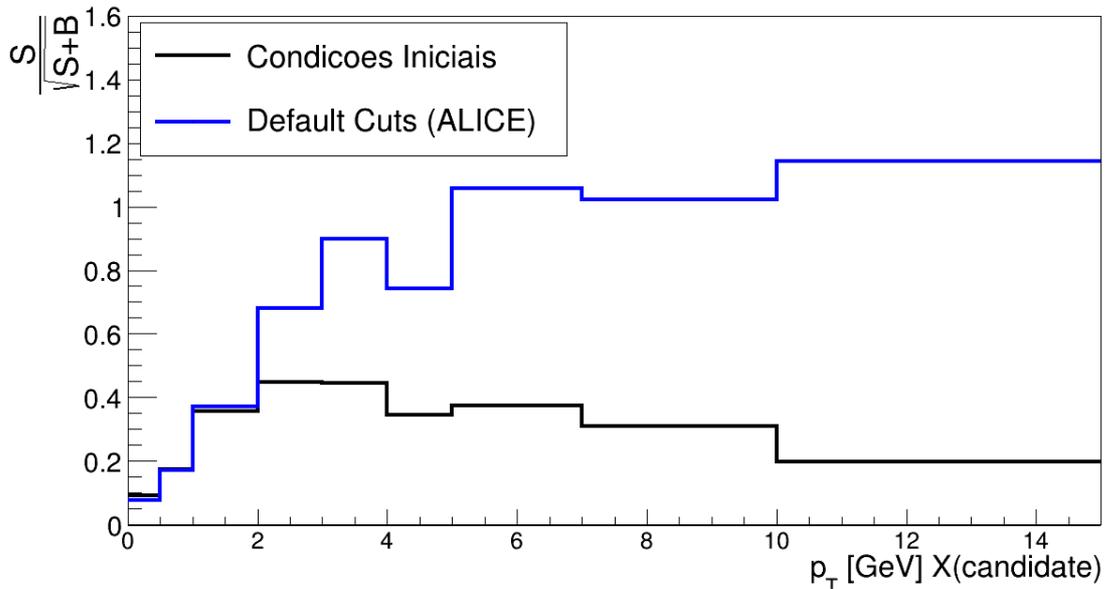


Figura 34 Comparação das Significâncias (ALICE x Condições Iniciais): Significâncias obtidas pelas Condições Iniciais da Simulação e pela otimização proposta pela Colaboração ALICE

Comparando com os valores iniciais da simulação, sem quaisquer cortes, observa-se que a significância fica em torno de 1 para momentos mais altos, ou seja, esse simples procedimento já tornou um pouco mais viável a identificação de sinal, mas ainda não permite eliminar fundo suficiente para tornar o exótico mensurável. A seguir encontram-se novamente as comparações entre a otimização da Colaboração ALICE e a Condições Iniciais nas outras grandezas (eficiência da reconstrução e medida efetiva).

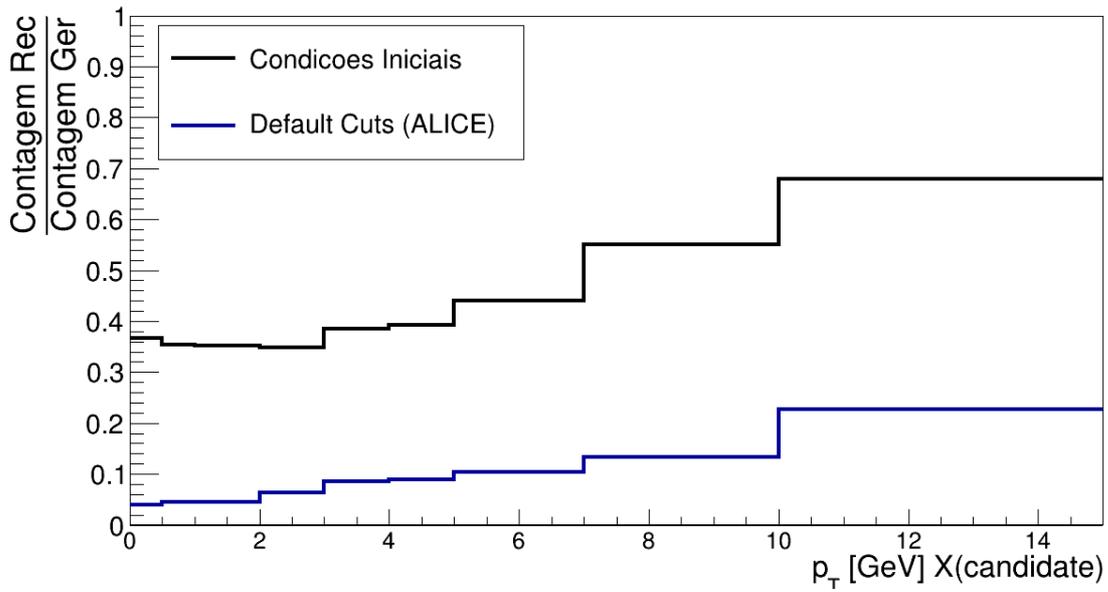


Figura 35 Comparação das Eficiências (ALICE x Condições Iniciais): Eficiências das Reconstruções obtidas pelas Condições Iniciais da Simulação e pela otimização proposta pela Colaboração ALICE

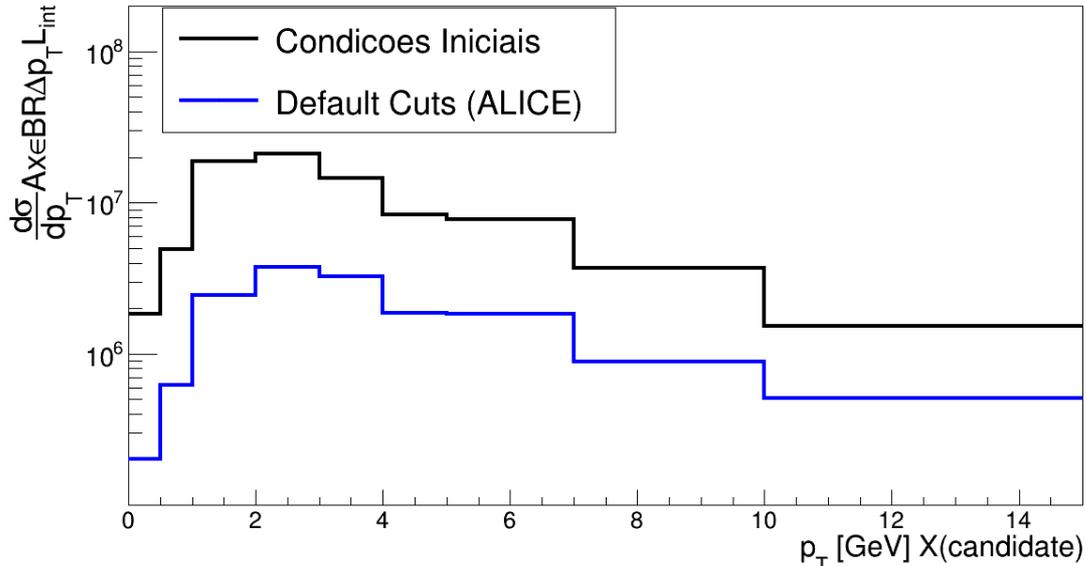


Figura 36 Comparação das Medidas Efetivas (ALICE x Condições Iniciais): Medidas Efetivas obtidas pelas Condições Iniciais da Simulação e pela otimização proposta pela Colaboração ALICE

Ao observar a figura 35, duas informações são bastante evidentes: há uma queda na eficiência da reconstrução quando são utilizados os cortes da Colaboração ALICE ao mesmo tempo em que há aumento da eficiência para valores mais altos de momento transversal. Os cortes diminuem o número de partículas medidas, mas descartam uma quantidade grande o suficiente de fundo para que a otimização seja essencial para a análise.

Antes de iniciar o estudo de novas variáveis para a seleção, foi analisada a possibilidade de refinar ainda mais o corte do momento transversal dos píons, cujo valor mínimo estava em 0.15 GeV. Pelas figuras 37 e 38, referentes às duas trajetórias dos píons, não é possível identificar um corte que possa otimizar a análise, pois as curvas tanto de sinal quanto de fundo apresentam comportamentos semelhantes. Entretanto, ao analisar cada intervalo de momento transversal separadamente, percebe-se que o corte no momento transversal dos píons ainda pode ser melhorado para cada intervalo específico, como é possível perceber, por exemplo, nas figuras 39 e 40.

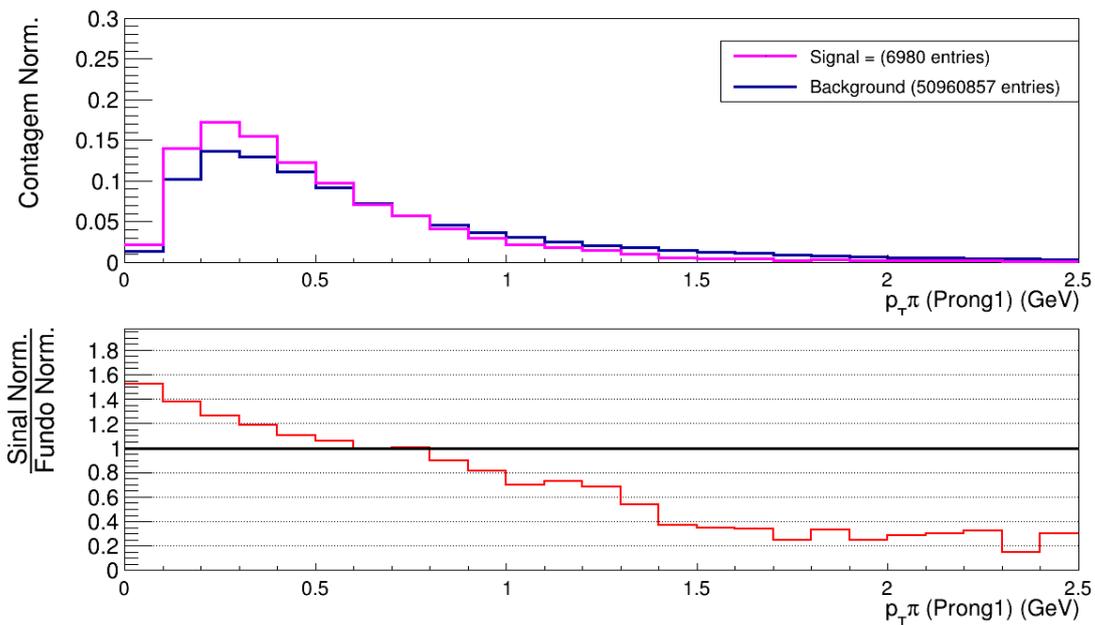


Figura 37 Momento Transversal dos Píons (Prong1) no intervalo total de momento dos candidatos a $X(3872)$

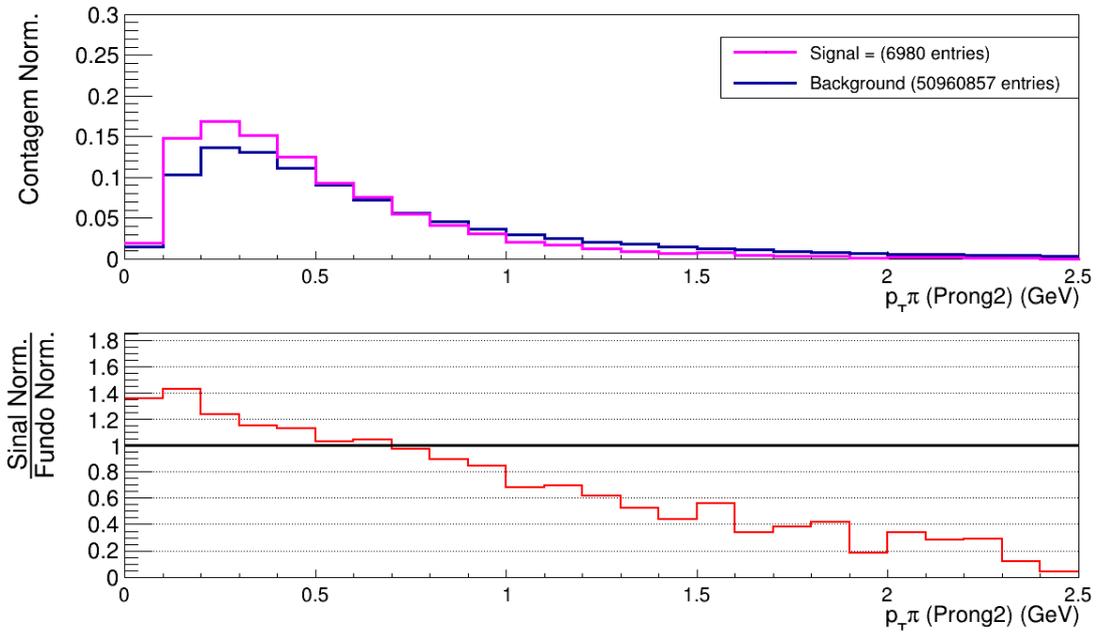


Figura 38 Momento Transversal dos Píons (Prong2) no intervalo total de momento dos candidatos a X(3872)

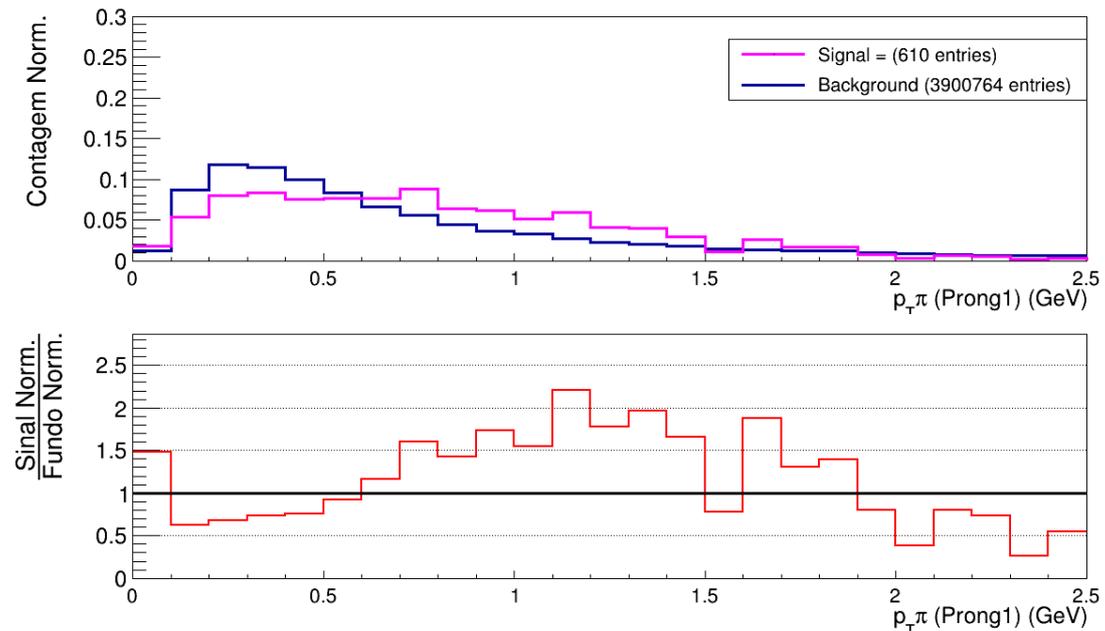


Figura 39 Momento Transversal dos Píons Bin 8 (Prong1): Análise da distribuição de momento transversal dos píons no intervalo [7,10] GeV para os candidatos a X(3872)

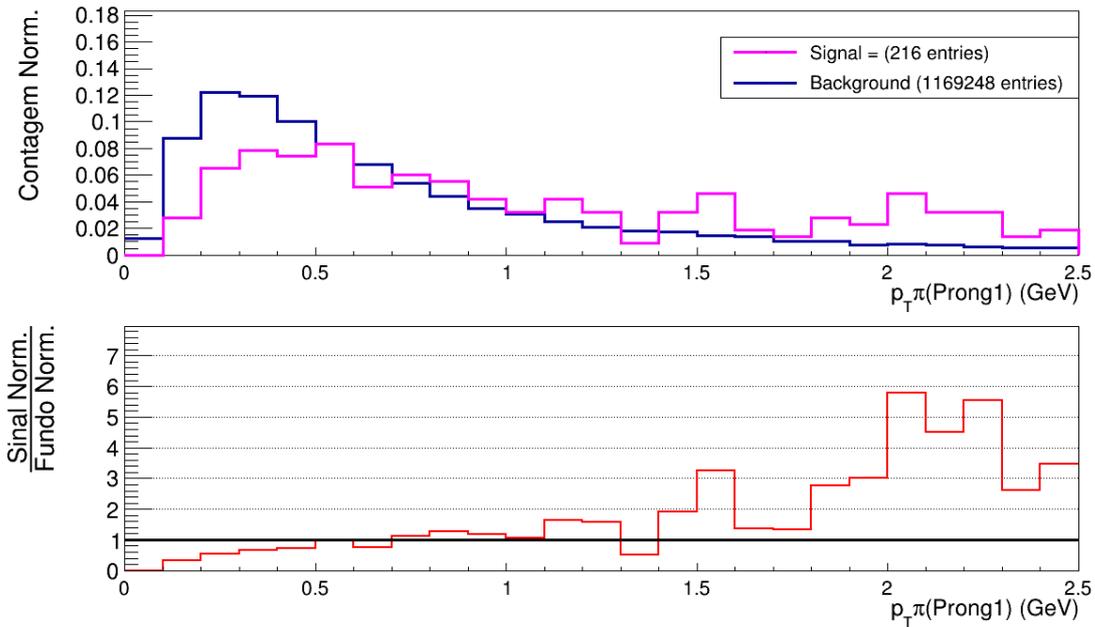


Figura 40 Momento Transversal dos Píons Bin 9 (Prong1): Análise da distribuição de momento transversal dos píons no intervalo [10,15] GeV para os candidatos a X(3872).

Cada Intervalo foi analisado separadamente: no caso das figuras 39 e 40, por exemplo, pode-se estabelecer como momento transversal mínimo dos píons um valor em torno de 0.5 GeV, a fim de eliminar o pico da curva de fundo. Essa primeira otimização com cortes ortogonais, realizada pela Colaboração ALICE, pode ser melhorada de maneira expressiva com o uso de novas variáveis cinemáticas e angulares.

Na reconstrução do canal $J/\psi\pi^+\pi^-$, foram necessários alguns outros cortes em outras variáveis para que fosse observado um pico expressivo do X(3872) no espectro de massa invariante. Uma das variáveis utilizadas para esse fim chama-se Q e mede a diferença entre a massa do candidato a X e as massas dos sistemas dipion e elétron-pósitron (partículas filhas do J/ψ).

Matematicamente, o parâmetro Q é dado por:

$$Q = M_X - M_{\pi\pi} - M_{ee} \text{ (Equação 11 - Variável } Q\text{)}$$

M_X : Massa do candidato a $X(3872)$ após reconstrução

$M_{\pi\pi}$: Massa do sistema formado pelos dois píons

M_{ee} : Massa do sistema elétron – pósitron

A distribuição da variável Q encontra-se na figura 41:

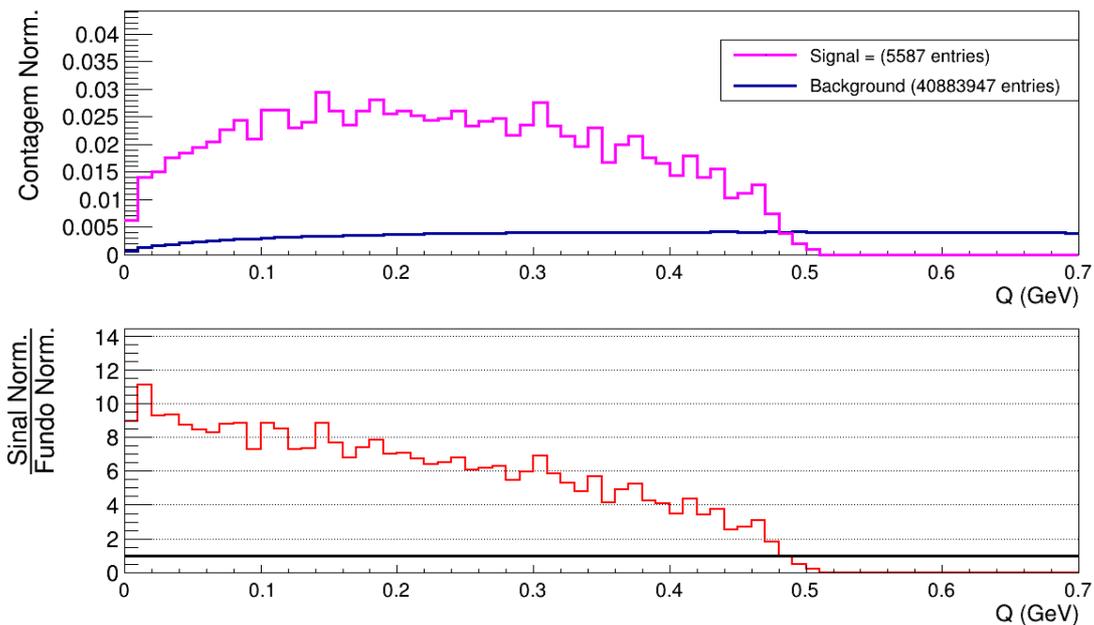


Figura 41 Distribuição da Variável Q no intervalo $[0, 15]$ GeV

O corte escolhido foi de $Q < 300$ MeV, e tal escolha baseia-se nos estudos anteriores da partícula $X(3872)$ realizados por outras colaborações, como o LHCb, o CMS e o ATLAS. A escolha da variável Q foi feita principalmente pela capacidade de rejeição do fundo, embora, ao mesmo tempo, uma quantidade considerável de sinal seja descartada. A figura 42 mostra o espectro de massa invariante com o critério $Q < 300$ MeV.

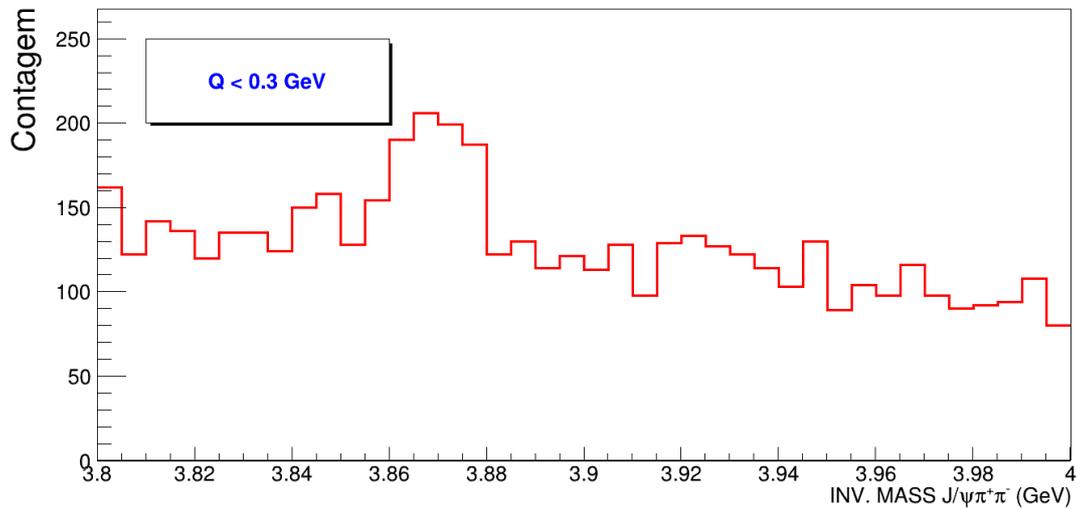


Figura 42 Espectro de Massa Invariante com Variável Q , utilizando o critério $Q < 0.3$ GeV (Bin 9).

Outra seleção de enorme importância trata-se do ΔR , chamado também de distância angular. A ideia por trás do ΔR é que tanto o J/ψ como os píons tenham partido de uma região comum (região de decaimento de X), o que significa que aumentam-se as chances dos píons e dos J/ψ 's selecionados na análise não serem provenientes de algum outro processo ou partícula.

Matematicamente, essa ideia pode ser expressa por:

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \text{ (Equação 12 - Variável } \Delta R)$$

$\Delta\eta$: diferença entre a pseudo – rapidez do J/ψ e do pión

$\Delta\phi$: diferença entre o ângulo azimutal do J/ψ e do pión

Na figura 43, é possível observar a importância da distância angular para a seleção dos eventos de interesse. Nela, a ressonância em torno de 3.87 MeV fica bastante evidente, o que torna essa variável uma das mais importantes na discriminação dos píons e consequentemente na detecção do exótico $X(3872)$. A utilização do Bin 9 para a comparação foi escolhida pois neste intervalo de momento tem-se a maior significância.

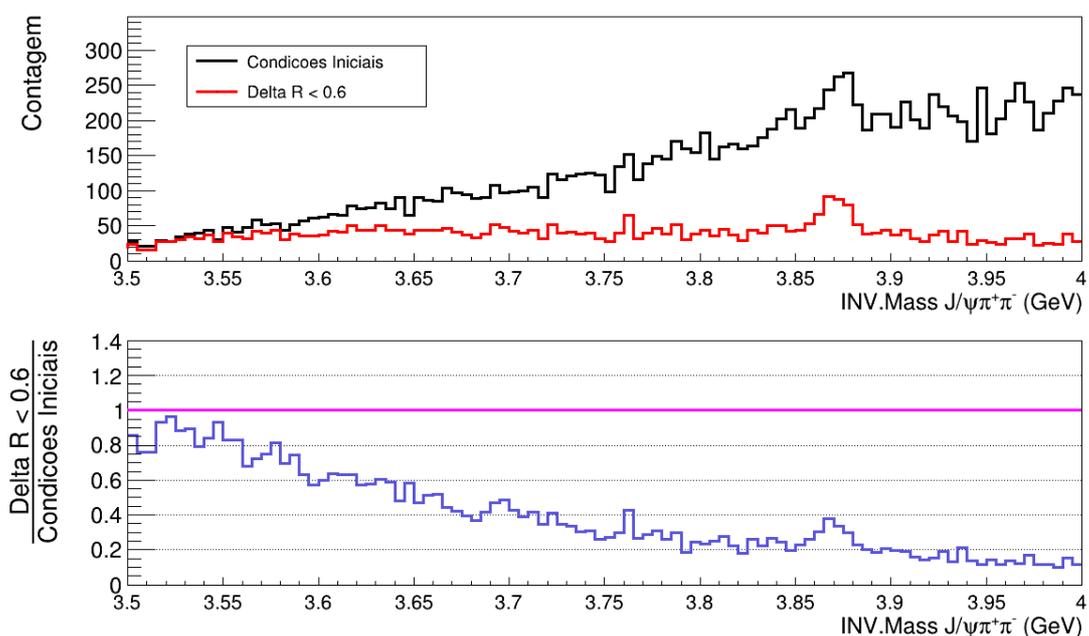


Figura 43 Comparação da Massa Invariante (ΔR), com e sem o critério $\Delta R < 0.6$ para o Bin com maior significância do sinal.

A utilização de tais variáveis mostra-se bastante eficaz no aumento da significância, visto que tanto o ΔR quanto o Q baseiam-se em propriedades que, em geral, são obedecidas pelas partículas filhas do exótico $X(3872)$ no que diz respeito à localização do vértice de decaimento. A figura 44 faz uma comparação entre os dois cortes de interesse (vistos separadamente) e os valores iniciais, sem corte.

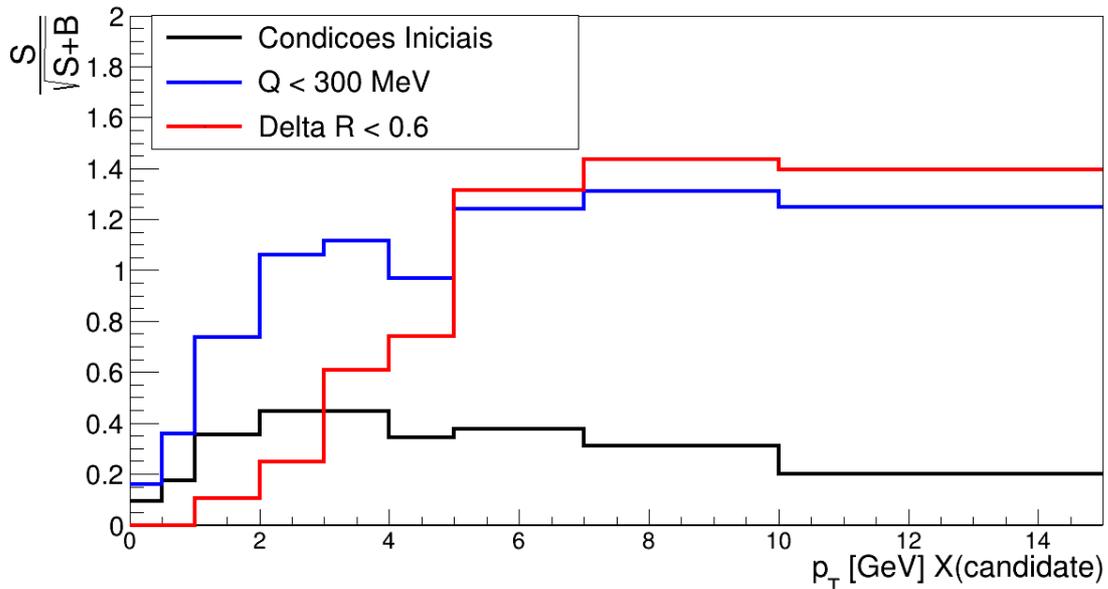


Figura 44 Comparação das Significâncias (Condições Iniciais x Q x ΔR), obtida a partir dos valores iniciais, sem cortes, do corte $Q < 300$ MeV e do corte $\Delta R < 0.6$.

Nota-se que utilizando a análise sem otimização, a significância máxima fica em torno de 0.4 (como discutido anteriormente). No caso de cortes aplicados em ΔR , para valores baixos de momento não há estatística suficiente para o cálculo da significância, mas para valores mais altos de momento a significância fica em torno de 1.4. Para a variável Q , há um aumento na significância desde os Bins iniciais, sendo que o valor máximo de significância chega próximo a 1.2. Isso mostra que os dois diferentes critérios, separadamente, resultam em um ganho expressivo quando comparados com as condições iniciais. A seguir, serão combinadas as otimizações obtidas pela colaboração ALICE com o corte adicional no momento transversal dos píons e com as duas novas variáveis, utilizando uma estatística considerável de AOD's.

As figuras abaixo reproduzem os resultados finais da otimização da análise, utilizando a combinação dos cortes vistos nas seções anteriores, i.e. os valores adotados pela Colaboração ALICE do CERN, o corte adicional no momento transversal dos píons, a variável Q e a variável ΔR . Nas figuras seguintes, a significância, a eficiência da reconstrução, a medida efetiva de $X(3872)$ e o espectro

de massa invariante associado ao canal $J/\psi\pi^+\pi^-$ serão mostrados. Além disso, foi colocada também a separação sinal/fundo, a fim de que fosse demonstrado de maneira clara a importância de tais critérios na rejeição do fundo.

Pode-se afirmar em poucas palavras que o principal objetivo da análise é o de aumentar a significância, pois é ela quem revela a predominância ou não do fundo, e conseqüentemente se o sinal será completamente ofuscado. Na figura a seguir (figura 45), tem-se a significância utilizando todos os critérios de seleção otimizados. Nota-se que para valores maiores de momento transversal tal parâmetro se aproxima de quatro, ou seja, dez vezes maior do que os valores iniciais, sem otimização.

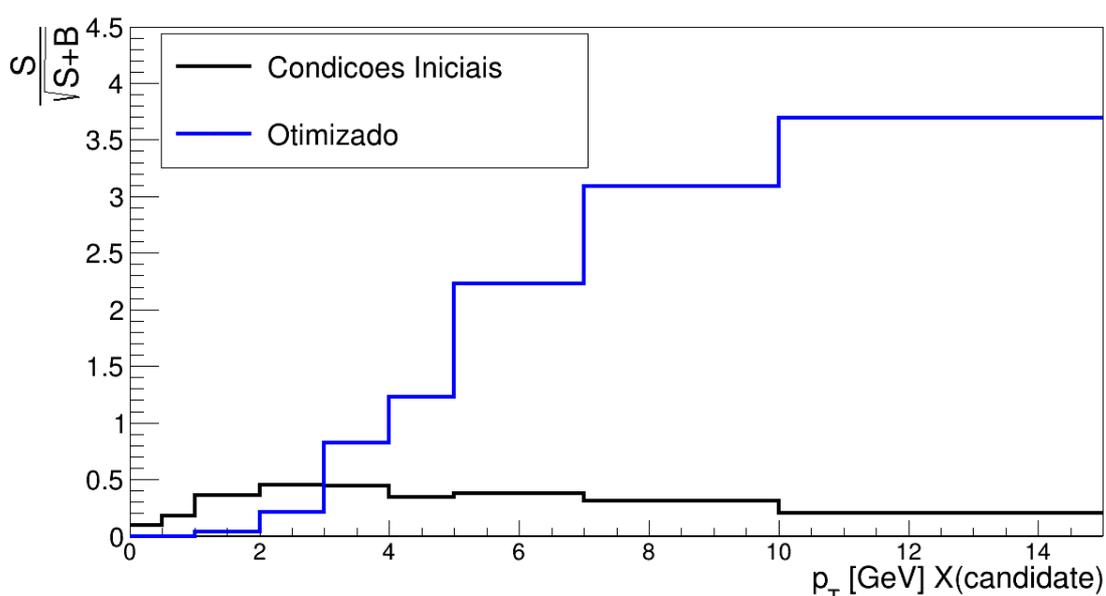


Figura 45 Significância Final utilizando todos os critérios de seleção descritos anteriormente.

Do mesmo modo que nas seções anteriores, o gráfico da medida efetiva também foi elaborado (ver figura 46). Houve uma queda bastante expressiva no número de X(3872) em comparação aos valores iniciais, em que o máximo ficava em torno de dez milhões de partículas. Embora haja diminuição do número de partículas X(3872) com o uso da otimização, a redução do fundo é muito maior.

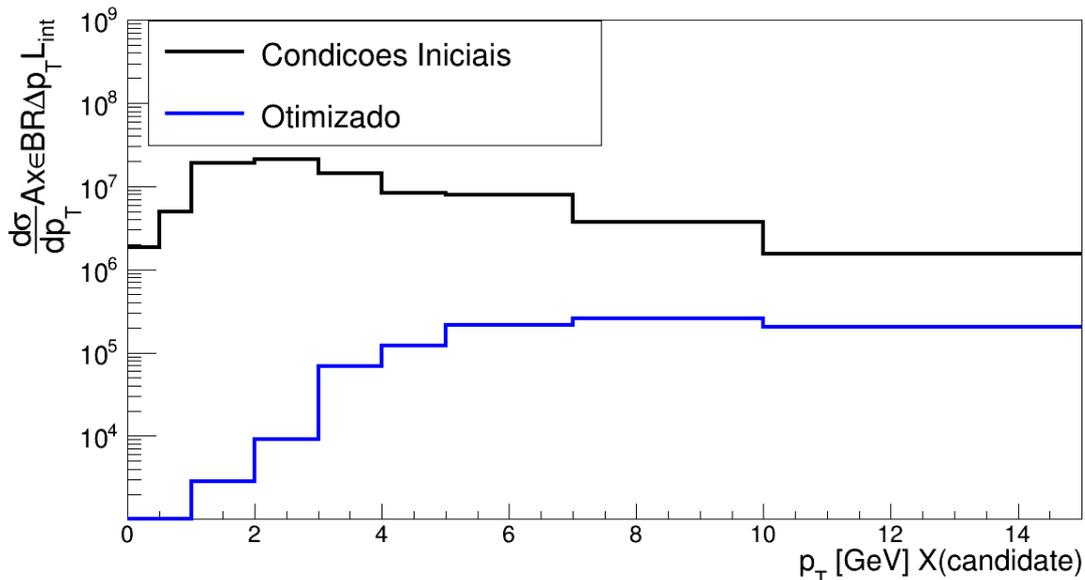


Figura 46 Medida Efetiva Final de $X(3872)$ utilizando todos os critérios de seleção descritos anteriormente.

Na figura 47, pode-se analisar a reconstrução da eficiência, parâmetro que sofreu um decréscimo bastante expressivo. Na análise inicial, a eficiência ficava em torno de 0.4 e atingiu um máximo muito próximo de 0.7. Com a otimização, a eficiência da reconstrução praticamente tornou-se nula nos Bins de baixo momento transversal e o pico próximo a 0.1. Ao aumentar a significância para um valor adequado à visualização de $X(3872)$, invariavelmente deve-se descartar uma parcela do sinal que, para os primeiros Bins, resulta numa enorme perda. Dessa forma, para valores muito abaixo de 3 GeV, perde-se estatística e torna-se impraticável a detecção do exótico com os critérios adotados até o momento neste trabalho.

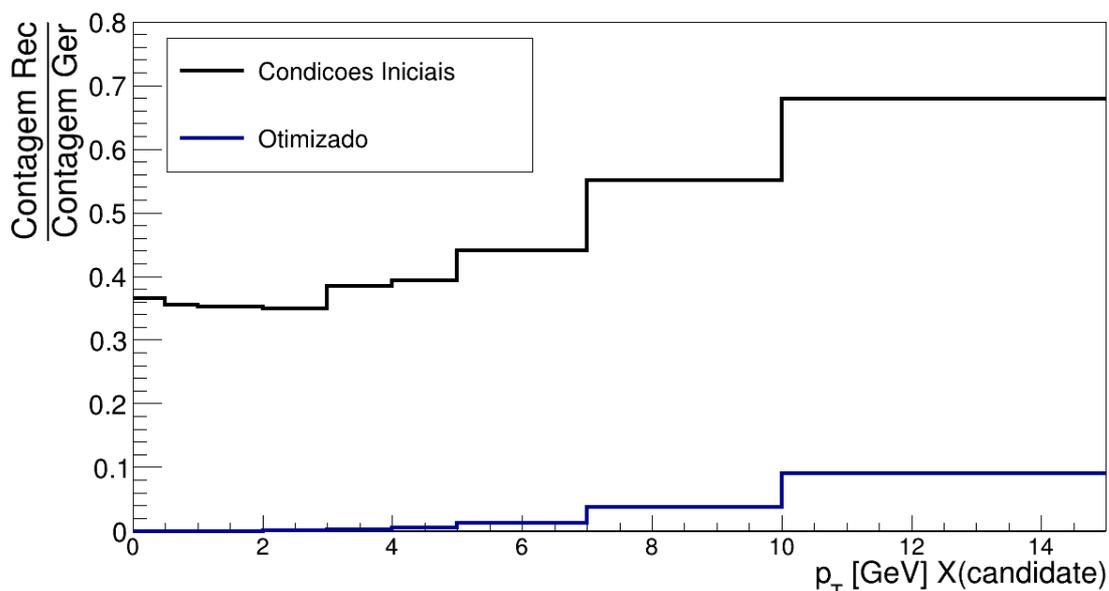


Figura 47 Eficiência Final da Reconstrução utilizando todos os critérios de seleção descritos anteriormente

Como descrito ao longo do trabalho, uma forma comum adotada para constatar a presença de um decaimento é a reconstrução do espectro de massa invariante, que pode ser observado na figura 48. A figura 48 comprova que o novo detector ALICE 3 é capaz de medir partículas exóticas em valores baixos de momento, mas ainda assim deve-se considerar valores acima de 5 GeV (com os cortes adotados) para que seja possível a reconstrução do sinal.

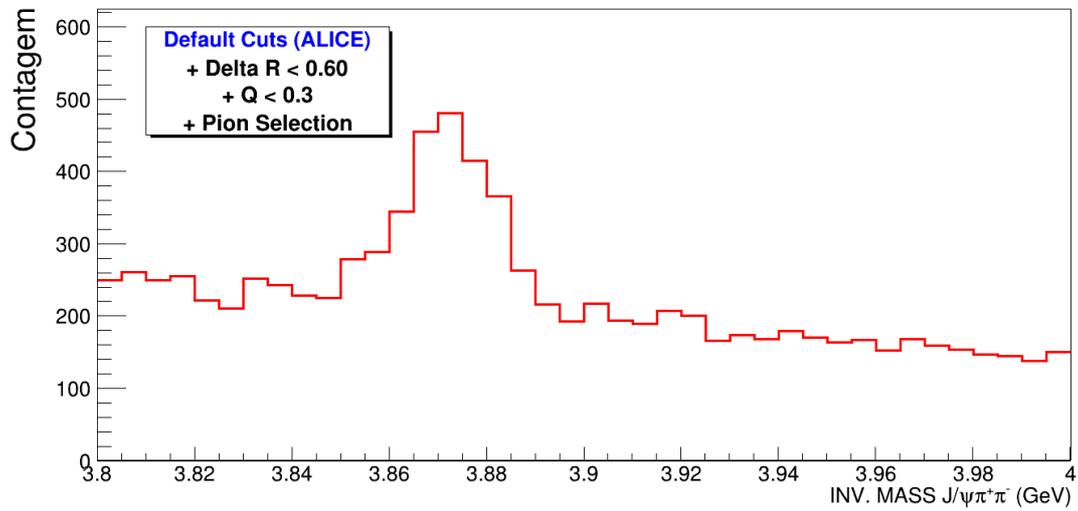


Figura 48 Espectro de Massa Invariante Final utilizando todos os critérios de seleção descritos anteriormente.

A seguir (figura 49), tem-se a comparação do espectro obtido apenas com os cortes iniciais da Colaboração ALICE com o espectro resultante da análise otimizada no intervalo de momento transversal com maior significância. Observa-se um pico muito bem determinado, comprovando a eficácia dos critérios de seleção para este intervalo de momento.

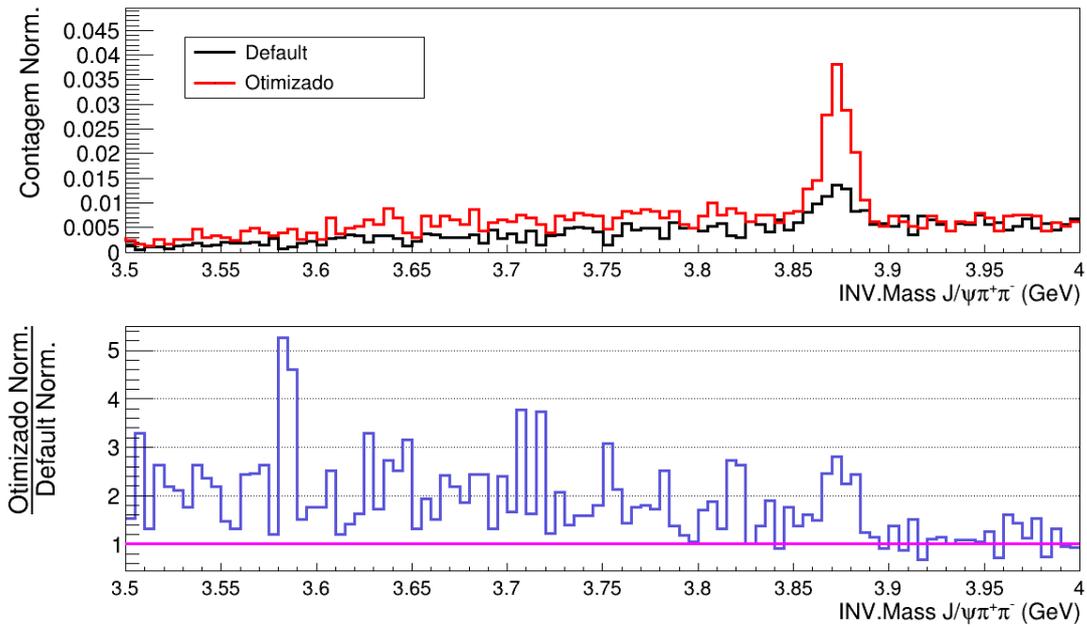


Figura 49 Comparação entre os Espectros (Default x Otimizado): Reconstrução da Massa Invariante com a seleção Default da Colaboração ALICE e com as novas variáveis de seleção para o intervalo [10,15] GeV.

Para finalizar esta seção, apresenta-se o número total de entradas de sinal e fundo e a razão entre elas: no intervalo próximo ao pico, foi descartada uma quantidade tão grande de fundo que a razão se aproxima de 1, ou seja, há quase uma equidade entre sinal e fundo nesta região. Comparando a figura 50 com o resultado da análise inicial da seção 5.3, é possível perceber um aumento considerável na razão entre sinal e fundo.

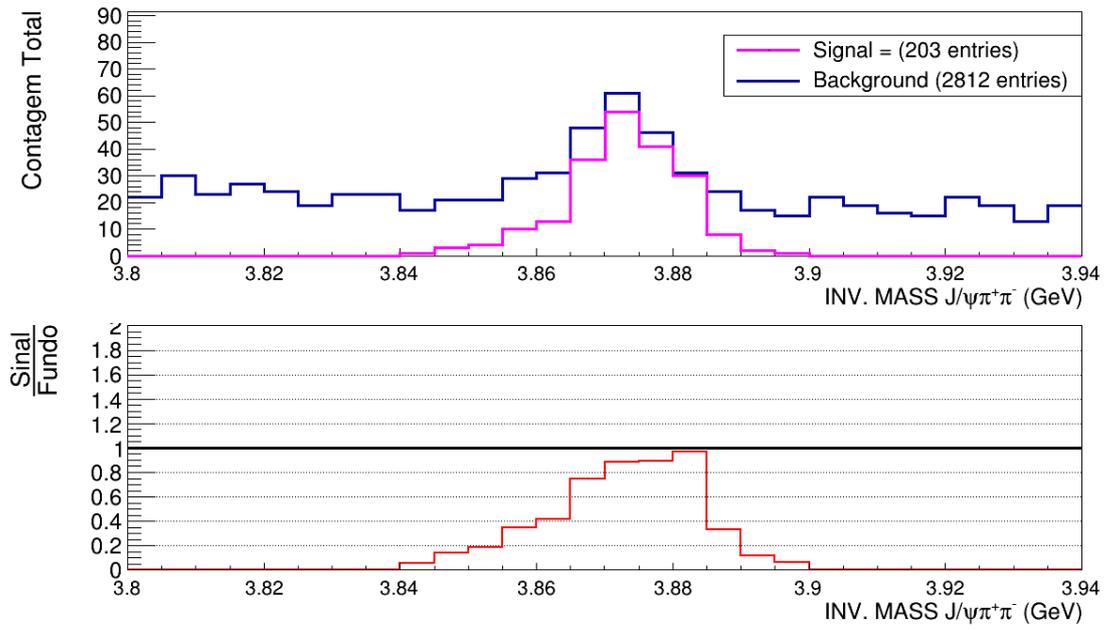


Figura 50 Separação Sinal/Fundo Final: Espectro de Massa Invariante para o candidato a $X(3872)$ utilizando todos os critérios de seleção descritos anteriormente e separando o sinal do fundo, com a razão entre eles.

5.5 Otimização da Análise com *Machine Learning*

A utilização de cortes ortogonais e de novas variáveis de seleção com o objetivo único e exclusivo de aumentar a significância gera a rejeição de uma parcela considerável de sinal. Numa amostra contendo aproximadamente 50 mil partículas X(3872) e 450 milhões de eventos de fundo, ambos gerados com o uso de 10 mil AOD's, a aplicação do conjunto de cortes da seção anterior é capaz de aumentar a significância para aproximadamente 4 no intervalo de momento transversal [10, 15] GeV (ver seção 5.4), mas o custo para isso é o da rejeição (tomando todo o intervalo de momento transversal) de quase 49 mil partículas X(3872). De posse dessa informação, o método *Boosted Decision Tree* foi considerado para a análise, a fim de que fosse possível observar o pico de X(3872) sem a aplicação de cortes ortogonais tão restritos, que levam à rejeição considerável de sinal.

No problema de classificação binária, i.e. na escolha de que um dado objeto O pertence a um conjunto S (Sinal) ou a um conjunto F (Fundo), o método *Boosted Decision Tree* [28] tem sido muito utilizado nas análises e consiste basicamente na criação de uma sequência de ramificações (árvore de decisão). A grande vantagem do método está em não descartar um evento que não satisfaça um determinado critério, mas de testar outros critérios que ajude a classificá-lo corretamente. Uma árvore de decisão pode possuir muitos ramos, e tais ramos podem se subdividir, mas apenas duas classes serão consideradas, ou seja, sinal ou fundo.

Tudo começa com um nó inicial, chamado também de *root node*, que contém o sinal, o fundo e um conjunto de variáveis. Para cada variável, encontra-se um valor numérico que melhor separa o sinal do fundo. Esse valor numérico associado à melhor separação pode ser entendido como aquele que engloba o maior número de sinal (previamente identificado como sinal) e de fundo (previamente identificado como fundo) da amostra. Caso não seja possível separar, o nó torna-se uma folha (nó terminal). Seleciona-se a variável e o valor numérico que corresponde à melhor separação e divide-se o nó em outros dois, um com eventos que falharam no critério e outro com eventos que o satisfizeram. Aplica-se o processo de escolha da variável e do melhor valor numérico novamente em cada um dos nós, criando novos nós e

também novas folhas no caso da impossibilidade da discriminação. Para cada nó, podem ser consideradas todas as variáveis ou não, e uma mesma variável pode aparecer em mais de um nó. O processo é feito recursivamente, até a criação da árvore. As folhas são então nomeadas como folhas de fundo ou folhas de sinal de acordo com a predominância deste ou daquele.

O método *Boosted Decision Tree* é similar ao uso de cortes ortogonais, porém enquanto os cortes ortogonais são capazes de selecionar apenas um hipercubo na região do espaço de fase, a árvore de decisão é capaz de ramificar o espaço de fase em diversos hipercubos, identificados simplesmente de forma binária como sinal ou fundo. A figura 51 ilustra como são feitas as divisões binárias em uma árvore de decisão.

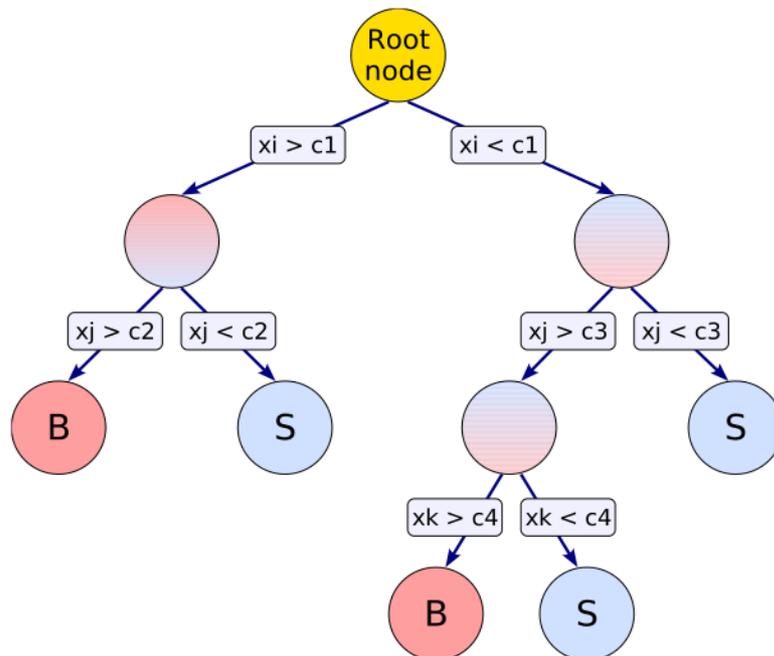


Figura 51 *Árvore de Decisão: Exemplo de uma árvore de decisão utilizada no método BDT. (Figura Retirada de [30])*

O método *Boosted Decision Tree*, no processo de classificação binária, atribui após a fase de treinamento um valor numérico a cada evento, que pode variar de -1 a 1, e tais valores são testados a fim de se encontrar um corte ao mesmo tempo

com alta rejeição de fundo e eficiência de sinal. Como o método utilizado baseia-se na classificação binária, era esperado que o BDT conseguisse otimizar os cortes ortogonais da análise de $X(3872)$, cujo objetivo era dividir a amostra binariamente. Além disso, o BDT nada mais é do que uma sequência de cortes ortogonais aplicados numa dimensão muito maior.

O método adotado na otimização envolvendo BDT foi o de utilizar o conjunto de variáveis das seções anteriores para o treinamento da máquina para, posteriormente, estudar quais os melhores cortes. Foi utilizada a ferramenta TMVA do ROOT [30] e duas fases foram consideradas, ou seja, a fase de treinamento e de aplicação. Na fase de treinamento, as variáveis foram adicionadas em forma de *Trees*, e foram separadas em dois conjuntos: sinal e fundo. Ambas as *Trees* foram utilizadas para cada treinamento específico, e alguns gráficos contendo informações da qualidade desses treinamentos foram elaborados pela própria ferramenta do TMVA.

A figura 52, mostra a distribuição da amostra de treinamento em função dos valores numéricos do BDT atribuídos aos diferentes eventos. Nessa figura, ambos (sinal e fundo) estão normalizados. Tal distribuição foi obtida a partir de um conjunto em que os candidatos a $X(3872)$ da simulação tinha recebido cortes bastante abertos em três variáveis, i.e. $p_T(\text{pions}) < 3 \text{ GeV}$, $\Delta R < 6.4$, $Q < 0.6 \text{ GeV}$, além da massa do candidato estar no intervalo $[3.82, 3.94] \text{ GeV}$. Esses cortes foram utilizados com a finalidade de reduzir o tempo de treinamento, pois eles praticamente não descartam sinal, mas diminuem o volume da amostra de fundo e consequentemente, o tempo total usado para processar os eventos. Na figura 52, fica muito clara a discriminação que o BDT é capaz de fazer nos dados brutos durante a fase de treinamento.

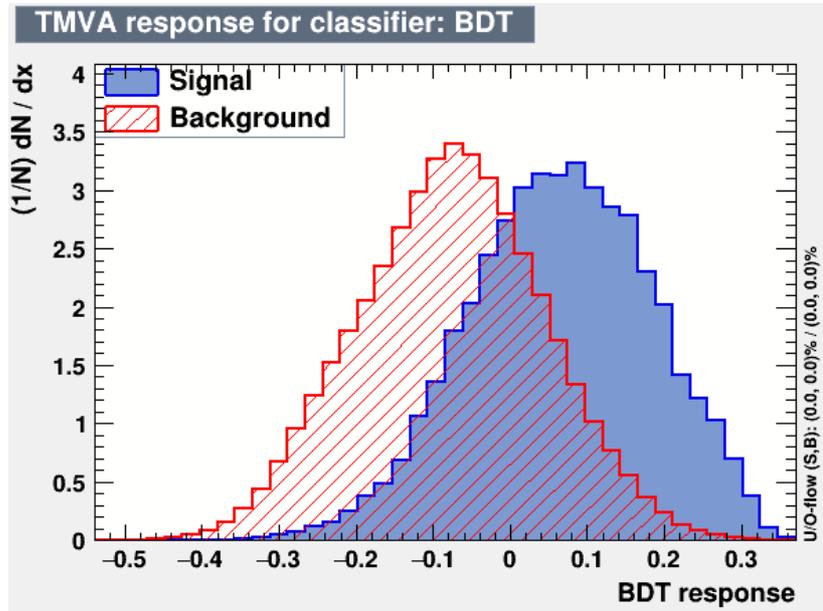


Figura 52 Distribuição dos Eventos de Sinal e Fundo em função dos valores numéricos do BDT

Uma forma de visualizar o funcionamento do BDT na amostra denomina-se *ROC Curve* (ver figura 53). Tal curva descreve como os diferentes cortes atuam tanto na rejeição do fundo como na eficiência do sinal. A eficiência do sinal é simplesmente a fração de sinal que resta na amostra após a aplicação do método, em comparação à amostra inicial. É possível perceber pela curva *ROC Curve*, gerada após a fase de treinamento dos eventos reconstruídos pelo ALICE 3, que o método BDT é capaz de descartar quase 90% do fundo e manter praticamente metade do sinal, muito diferente do resultado obtido com os cortes da seção anterior.

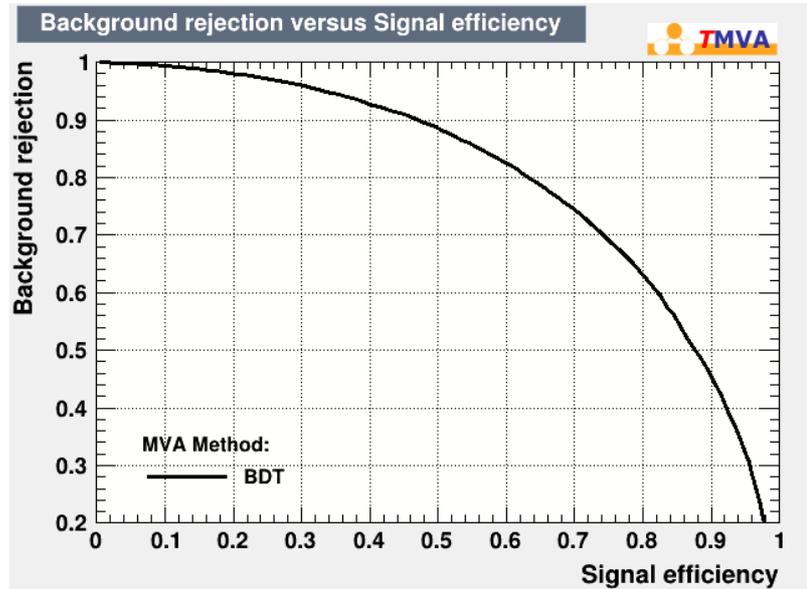


Figura 53 Roc Curve contendo Eficiência do Sinal x Rejeição do Fundo

É importante notar que a eficiência do sinal é um parâmetro que deve caminhar em conjunto com a significância, pois uma significância alta pode ser resultado de um descarte de grande parte do fundo e também de uma parcela considerável de sinal. A figura 54 mostra o comportamento dos diferentes cortes na amostra levando em conta não só a significância, mas também a eficiência.

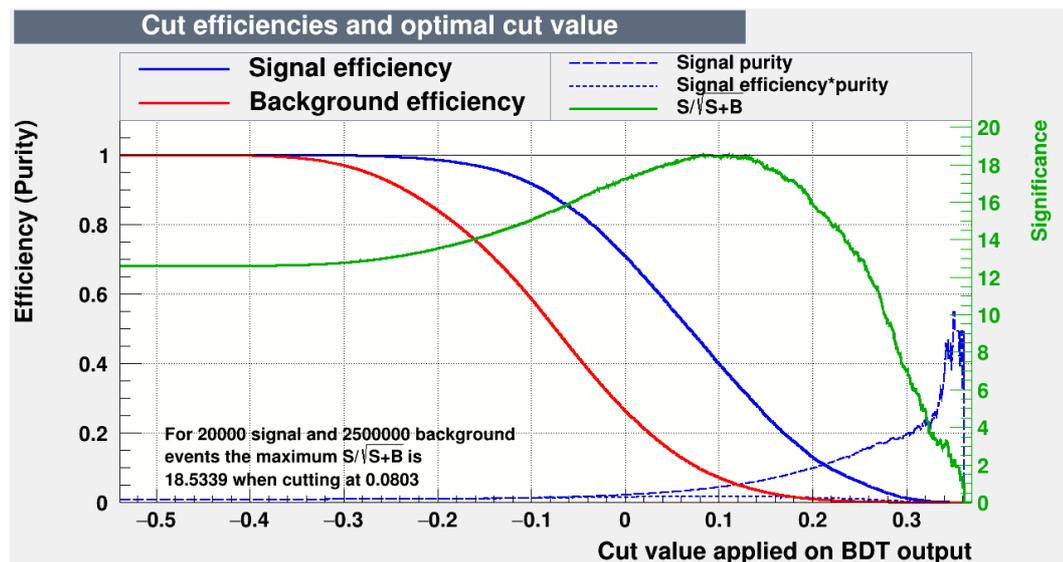


Figura 54 Qualidade dos Cortes do BDT

Durante a fase de treinamento do BDT, embora todas as variáveis físicas do capítulo anterior tenham sido utilizadas, a massa invariante funcionou como variável espectadora, e o objetivo foi verificar a presença ou não de um pico no espectro de massa invariante após treinar a máquina. Ao utilizar a massa invariante como variável espectadora, elimina-se a tendenciosidade do método, visto que o que se deseja é justamente um pico em um valor específico de massa.

A seguir, as figuras (55 a 59) descrevem a evolução do espectro de massa invariante em função dos cortes aplicados no BDT.

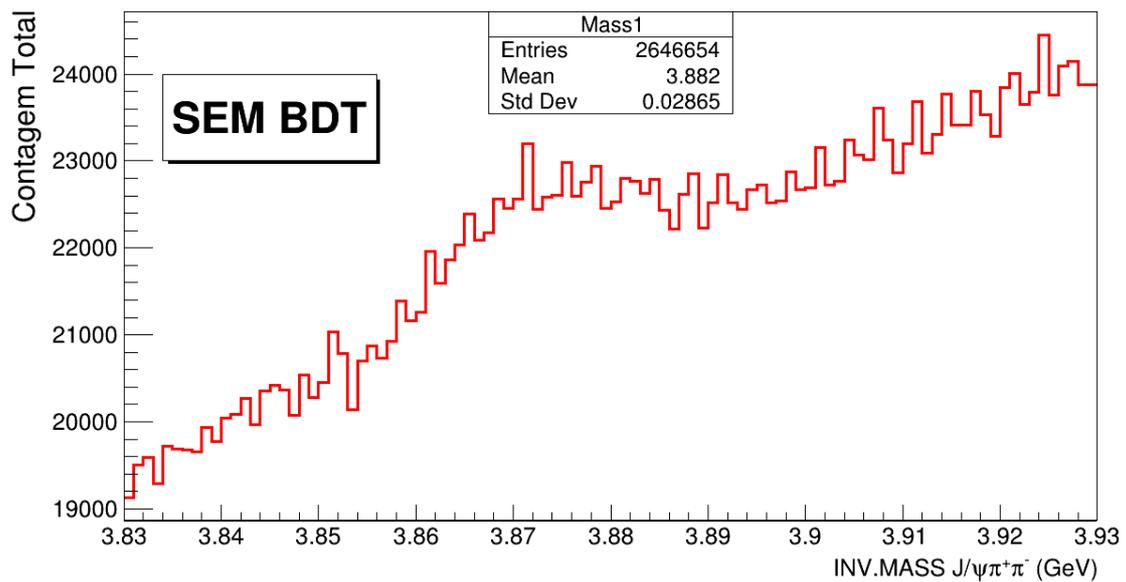


Figura 55 Espectro de Massa Invariante nas Condições Iniciais

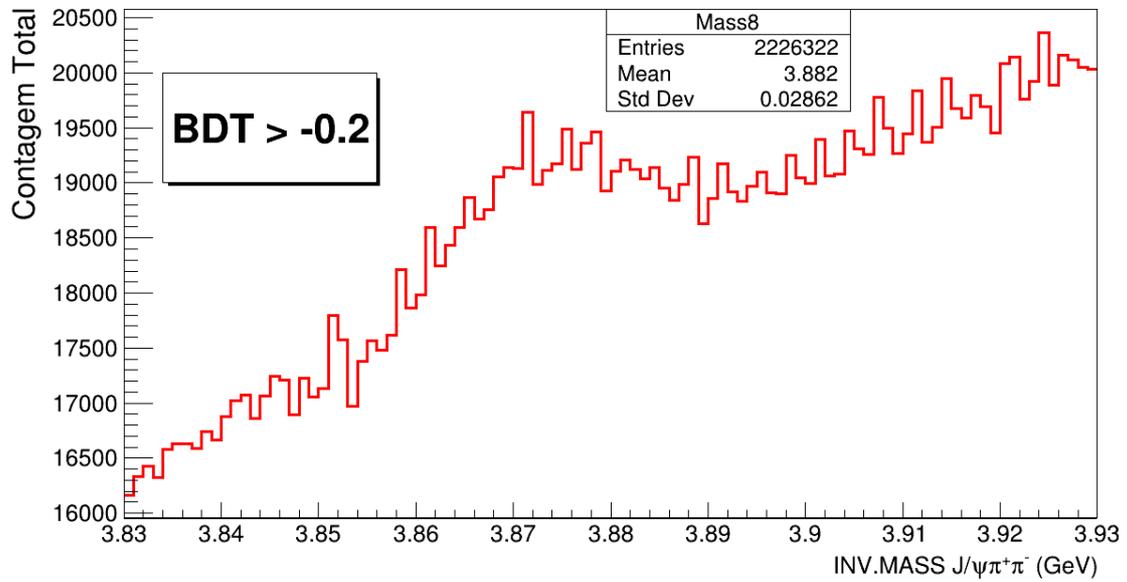


Figura 56 Espectro de Massa Invariante para $BDT > -0.2$

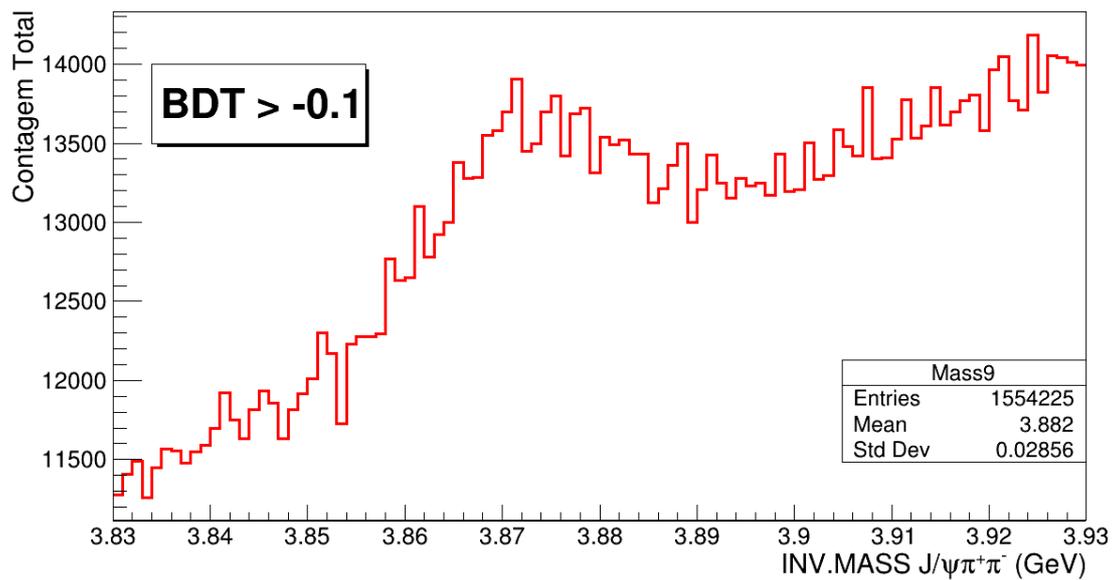


Figura 57 Espectro de Massa Invariante para o Corte $BDT > -0.1$

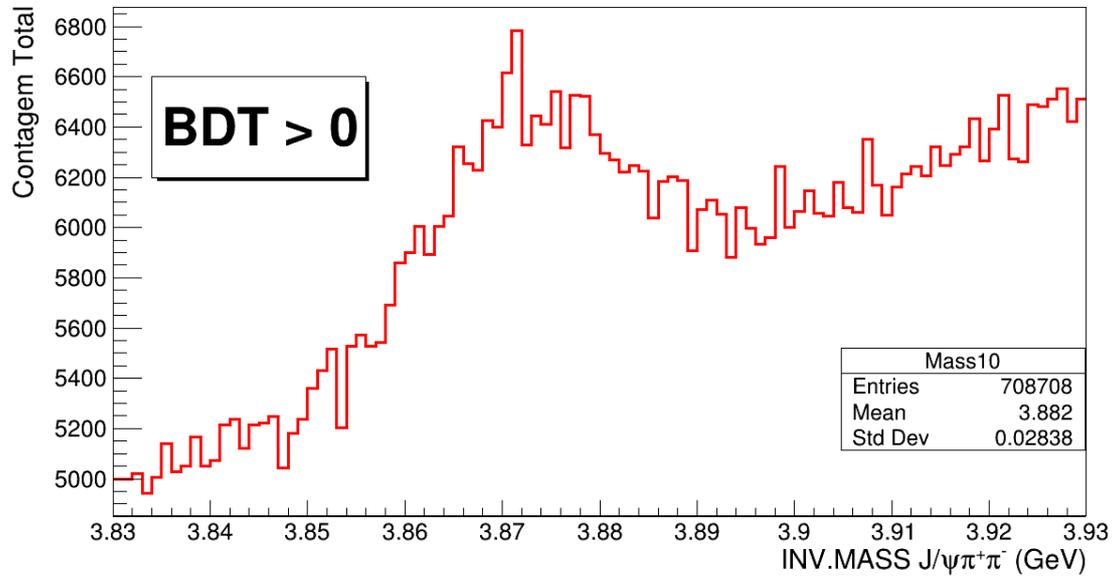


Figura 58 Espectro de Massa Invariante para o Corte $BDT > 0$

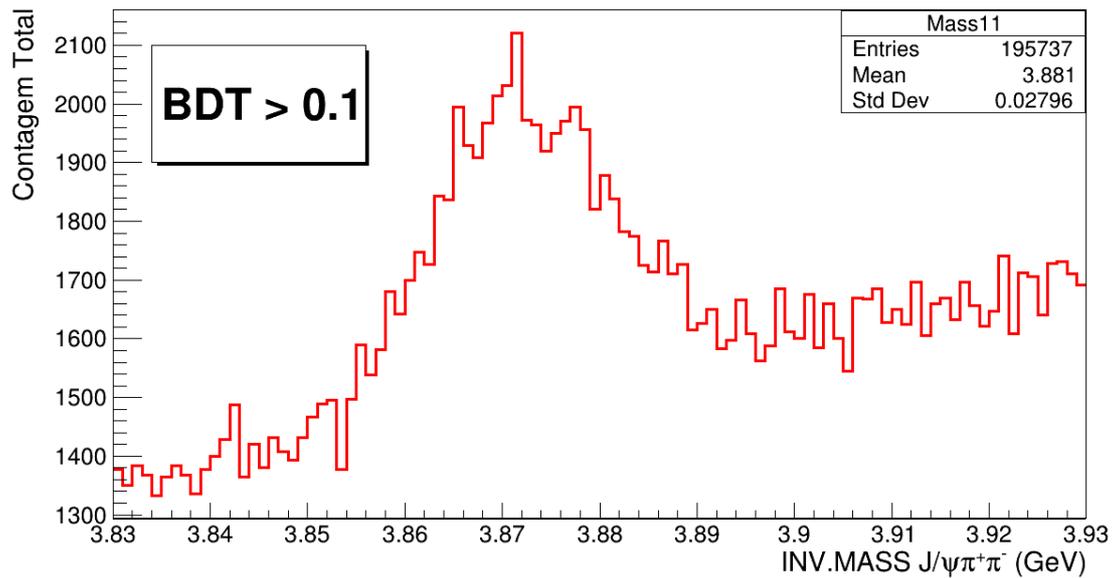


Figura 59 Espectro de Massa Invariante para o Corte $BDT > 0.1$

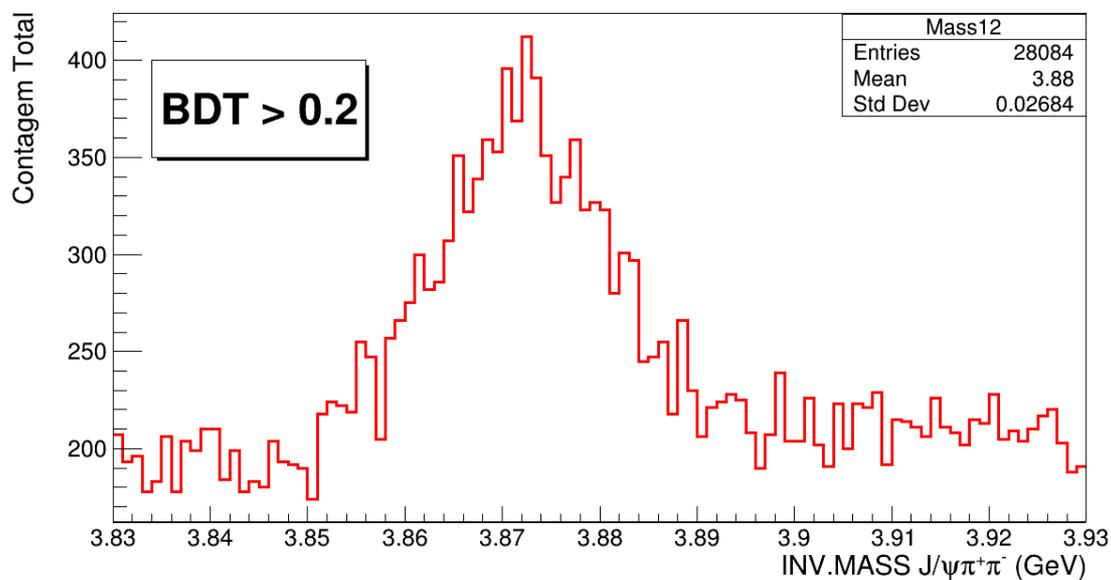


Figura 60 Espectro de Massa Invariante para o Corte BDT > 0.2

Ao utilizar o corte em 0.1, o gráfico da figura 54 mostra que a significância fica em torno de 18 e aproximadamente 40% do sinal é mantido, resultado muito superior ao obtido na seção 5.4. Pela figura 59, fica evidente o pico de X(3872) e revela a abundância de sinal, visto que na fase de treinamento a variável massa apenas atuou como espectadora. Por conseguinte, o método BDT de *Machine Learning* revelou-se a melhor forma de otimização, e o resultado final desta dissertação de mestrado.

6. Conclusão

O presente trabalho foi realizado com o intuito de analisar a performance e a viabilidade do novo detector do experimento ALICE no que se refere à medida de partículas exóticas. Por meio de simulações computacionais, foi possível observar uma ressonância bastante pronunciada no espectro de massa invariante da partícula $X(3872)$, com o auxílio de dois cortes fundamentais i.e. Q e ΔR . A importância dessas medidas no atual contexto em que se encontra a física de partículas está em um maior entendimento da estrutura interna dos hádrons e das características do plasma de quarks e glúons (QGP). A forma como os quarks se arranjam para dar origem às partículas exóticas ainda não é plenamente compreendida, e modelos baseados em tetraquarks compactos, moléculas hadrônicas e estruturas híbridas vêm sendo propostos de forma cada vez mais recorrente. Medir essas partículas em baixos valores de momento transversal é uma estratégia inédita e pode revelar muitas informações a respeito dos mecanismos de hadronização. O uso do ΔR e do Q como parâmetros para discriminação entre sinal e fundo mostrou-se promissor se o objetivo for tão somente o aumento da significância, e já tinha sido utilizado por experimentos anteriores. No entanto, o método BDT de *Machine Learning* apresentou-se como a forma ideal de otimização de cortes, visto que o descarte de sinal é muito menor. A próxima etapa adotada será a medição em colisões entre íons de chumbo, de enorme interesse para a Colaboração ALICE e para toda a comunidade de física de altas energias, pois somente dessa forma será possível mensurar a interação dos exóticos com QGP.

7. Referências Bibliográficas

- [1] “Four-Quark Hadrons: an Updated Review”, Angelo Esposito, Andrea L. Guerrieri, Fulvio Piccinini, Alessandro Pilloni and Antonio D. Polosa
(<https://doi.org/10.1142/S0217751X15300021>)
- [2] “X(3872) and its heavy quark spin symmetry partners in QCD sum rules”, Halil Mutuk, Yasemin Saraç, Hasan Gümüş, Altuğ Özpineci
(<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6382-z>)
- [3] **Belle** Collaboration, “Observation of a narrow charmonium-like state in exclusive $B^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- J/\psi$ ”
(<http://arxiv.org/abs/hep-ex/0309032v2>)
- [4] **LHCb** Collaboration, “Quantum numbers of the X(3872) state and orbital angular momentum in its $\rho^0 J/\psi$ decay”
(Physical Review D 92, (2015) 011102)
- [5] **CMS** Collaboration, “Evidence for X(3872) in PbPb collisions and studies of its prompt production at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ ”
(<https://arxiv.org/abs/2102.13048v2>)
- [6] “The First Few Microseconds”, Michael Riordan and William A. Zajc
(SCIENTIFIC AMERICAN, 2006)
- [7] “Hadronization via Coalescence”, V.Greco and C.M. Ko
(<http://arxiv.org/abs/nucl-th/0405040v1>).
- [8] **ALICE** Collaboration, “Letter of intent for ALICE 3: A next-generation heavy-ion experiment at the LHC” (CERN-LHCC-2022-009).
- [9] ALICE O2 Project
(<https://alice-o2-project.web.cern.ch/>)
- [10] Pythia
(<https://pythia.org/>)
- [11] **CDF** Collaboration, “Observation of the Narrow State $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ in $\bar{p}p$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ ”
(<http://arxiv.org/abs/hep-ex/0312021v1>)
- [12] **BaBar** Collaboration, “Study of the $B^- \rightarrow J/\psi K^- \pi^+ \pi^-$ Decay and Measurement of the $B^- \rightarrow X(3872) K^-$ Branching Fraction”
(<http://arxiv.org/abs/hep-ex/0406022v1>)
- [13] **D0** Collaboration, “Observation and Properties of the X(3872) Decaying to $J/\psi \pi^+ \pi^-$ in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ ”
(<http://arxiv.org/abs/hep-ex/0405004v2>)
- [14] “Possible Large Deuteronlike Meson-Meson States Bound by Pions”, Nils A. Törnqvist. (Physical Review Letters, July 1991)
- [15] “Diquarks and Exotic Spectroscopy”, Robert Jaffe and Frank Wilczek
(<http://arxiv.org/abs/hep-ph/0307341v4>)
- [16] “Isospin breaking of the narrow charmonium state of Belle at 3872 MeV as a deuson”, Nils A. Törnqvist (<http://arxiv.org/abs/hep-ph/0402237v2>).
- [17] <https://cms.cern/news/x3872-exotic-charmonium-charming-puzzle>.

- [18] “X(3872) Production in Relativistic Heavy-Ion Collisions”, Baoyi Chen, Liu Jiang, Xiao-Hai Liu, Yunpeng Liu and Jiaying Zhao (<https://arxiv.org/abs/2107.00969v2>).
- [19] “A Multi-Phase Transport Model for Relativistic Heavy Ion Collisions”, Zi-Wei Lin, Che Ming Ko, Bao-An Li, Bin Zhang and Subrata Pal (<http://arXiv.org/abs/nucl-th/0411110v3>).
- [20] “Deciphering the Nature of X(3872) in Heavy Ion Collisions”, Hui Zhang, Jinfeng Liao, Enke Wang, Qian Wang and Hongxi Xing (arxiv: 2004.00024v2).
- [21] **ATLAS** Collaboration, “Measurements of $\psi(2S)$ and $X(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector” (JHEP01 (2017) 117).
- [22] “Very high-energy collisions of hadrons”, Richard P. Feynman. (Physical Review Letters, December 1969)
- [23] <https://geant4.web.cern.ch/>
- [24] **LHCb** Collaboration, “Observation of the X(3872) production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ ” (arxiv:1112.5310v2 [hep-ex])
- [25] **CMS** Collaboration, “Measurement of the X(3872) production cross section via decays to $J/\psi\pi^+\pi^-$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ ” (arxiv:1302.3968v2 [hep-ex]).
- [26] “Production of the X(3872) at the Tevatron and the LHC”, Pierre Artoisenet and Eric Braaten (Physical Review D, June 2010)
- [27] <https://evtgen.hepforge.org/>
- [28] “Boosted Decision Trees and Applications”, Yann Coadou. (DOI: 10.1051/epjconf / 201 35502004)
- [29] <https://cp3.irmp.ucl.ac.be/projects/delphes/>
- [30] <https://root.cern/manual/tmva/>
- [31] “Transverse momentum distributions of charmonium states with the statistical hadronization model”, A. Andronic, P. Braun-Munzinger, M. K. Köhler, K. Redlich, and J. Stachel (Phys. Lett. B 797 (2019) 134836, arXiv:1901.09200 [nucl-th]).
- [32] <https://brilliant.org/wiki/newton-raphson-method/>
- [33] “A New Approach to Linear Filtering and Prediction Problems”, Rudolph Emil Kalman (Transactions of the ASME—Journal of Basic Engineering 82, Series D (1960), 35–45)
- [34] “The XYZ states: experimental and theoretical status and perspectives”, Nora Brambilla, Simon Eidelman, Christoph Hanhart, Alexey Nefediev, Cheng-Ping Shen, Christopher E. Thomas, Antonio Vairo, Chang-Zheng Yuan (<https://arxiv.org/abs/1907.07583>)
- [35] “ $X_j(2900)$ states in a hot hadronic medium”, Luciano M. Abreu (<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.036013>)
- [36] **LHCb** Collaboration, “Amplitude analysis of the $B^+ \rightarrow D^+ D^- K^+$ decay” (arXiv:2009.00026)
- [37] “Hadron Molecules and Charmonium Atom”, M.B. Voloshin, L.B. Okun (JETP Lett. 23 (1976) 333-336)
- [38] **LHCb** Collaboration, “Modification of $\chi_{c1}(3872)$ and $\psi(2S)$ production in pPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 8.16 \text{ TeV}$ ” (<https://cds.cern.ch/record/2807146/files/LHCb-CONF-2022-001.pdf>)

[39] “Influence of modified light-flavor hadron spectra on particle yields in the statistical hadronization model”, A. Andronic, P. Braun-Munzinger, D. Gündüz, Y. Kirchoff, M. K. Köhler, J. Stachel, M. Winn (<https://arxiv.org/abs/2011.03826>)

[40] “ $X(3872)$ and T_{cc} : structures and productions in heavy ion collisions”, Hyung-Ok Yoon, Daeho Park, Sungsik Noh, Aaron Park, Woosung Park, Sungtae Cho, Juhee Hong, Yongsun Kim, Sanghoon Lim, Su Houn Lee (<https://arxiv.org/abs/2208.06960>)