



Universidade de Santiago de Compostela

Facultade de Física
Departamento de Física de partículas

Traballo de fin de grao

Busca da desintegración $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$

Autora: Sofía Otero Ugobono
Titor: Abraham Antonio Gallas Torreira

Abraham Antonio Gallas Torreira, Profesor do Departamento de Física de Partículas da Universidade de Santiago de Compostela,

INFORMA:

Que o presente traballo, titulado **Busca da desintegración** $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$, foi realizado por **Sofía Otero Ugobono** baixo a súa dirección no Departamento de Física de Partículas da Universidade de Santiago de Compostela como Traballo de fin de Grao.

E para que así conste, asina en Santiago de Compostela, 4 de setembro de 2014.

Abraham Antonio Gallas Torreira

Resumo

Neste traballo realízase un estudo da canle de desintegración $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$ cos datos recollidos polo experimento LHCb do CERN nos anos 2011 e 2012. Cunha luminosidade de 1 fb^{-1} e unha enerxía no centro de masas de 7 TeV no 2011 e 2 fb^{-1} e 8 TeV no 2012, a cantidade de sucesos desta desintegración medidos foi de $39,5 \pm 8,2$ en 2011 e 55 ± 11 en 2012, cunhas significancias de $5,70\sigma$ e $5,52\sigma$, respectivamente. Ademais, levouse a cabo o cálculo do cociente de ramificación da desintegración e da razón entre este e o cociente de ramificación da desintegración $B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0}$, obtendo $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}) = (0,88 \pm 0,15) \cdot 10^{-6}$ e $\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0})}{\mathcal{B}(B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0})} = 0,088 \pm 0,014$. Estes resultados compáranse cos valores establecidos polo modelo estándar e cos obtidos anteriormente pola colaboración do LHCb. Esta é a mellor medida desta magnitude feita ata agora, considerando unicamente as incertezas de orixe estatístico.

Resumen

En este trabajo se realiza un estudio del canal de desintegración $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$ con los datos recogidos por el experimento LHCb del CERN en los años 2011 y 2012. Con una luminosidad de 1 fb^{-1} y una energía en el centro de masas de 7 TeV en 2011 y 2 fb^{-1} y 8 TeV en 2012, la cantidad de sucesos de esta desintegración medidos fueron $39,5 \pm 8,2$ en 2011 y 55 ± 11 en 2012, con unas significancias de $5,70\sigma$ y $5,52\sigma$, respectivamente. Además, se llevó a cabo el cálculo del cociente de ramificación de la desintegración y de la razón entre este y el cociente de la desintegración $B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0}$, obteniendo $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}) = (0,88 \pm 0,15) \cdot 10^{-6}$ y $\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0})}{\mathcal{B}(B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0})} = 0,088 \pm 0,014$. Estos resultados se comparan con los valores establecidos por el modelo estándar y por los obtenidos anteriormente por la colaboración LHCb. Esta es la mejor medida de esta magnitud hecha hasta ahora, considerando únicamente las incertidumbres de origen estadístico.

Abstract

The purpose of this study is analysing the decay channel $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$ using data samples collected by the LHCb at CERN during the 2011 and 2012 runs. With a luminosity of 1 fb^{-1} and a centre of mass energy of 7 TeV in 2011 and 2 fb^{-1} and 8 TeV in 2012, the number of events of this decay was of $39,5 \pm 8,2$ in 2011 and 55 ± 11 in 2012, with significances of $5,70\sigma$ and $5,52\sigma$, respectively. Furthermore, the branching fraction of this decay and the ratio between it and the branching fraction of $B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ were calculated, resulting in $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}) = (0,88 \pm 0,15) \cdot 10^{-6}$ and $\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0})}{\mathcal{B}(B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0})} = 0,088 \pm 0,014$. These results are compared to those established by the standard model and to those obtained previously by the LHCb collaboration. This is the best measurement of this magnitude achieved so far, taking into account solely the statistical uncertainties.

Índice

1. Introducción	1
2. O experimento	2
2.1. Gran Colisionador de Hadróns	2
2.2. LHCb	3
2.2.1. Características do detector	3
2.2.2. Disparo electrónico (<i>Trigger</i>)	6
2.2.3. VELO	7
3. Motivación física	8
3.1. Interese das canles $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$ e $B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0}$	8
3.2. Matriz CKM	10
3.3. Cocientes de ramificación	11
3.3.1. Cálculo de $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0})$	11
3.3.2. Relación entre $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0})$ e $\mathcal{B}(B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0})$	12
3.4. Distribución angular	13
4. Selección de eventos	14
4.1. O paquete TMVA	16
4.1.1. Funcionamento da BDT	17
4.1.2. Aplicación da BDT	17
5. Modelo de axuste da masa invariante dos catro corpos	20
5.1. Resultados do axuste	22
5.2. Obtención dos cocientes de ramificación	23
6. Conclusións	25

1. Introducción

Unha das preguntas máis interesantes da física que aínda non está resolta é a que se debe a asimetría bariónica, asimetría entre materia e antimateria, do noso Universo, composto exclusivamente de materia. Sábese que a violación \mathcal{CP} pode ser a clave para explicar esta asimetría, pero a magnitude da violación \mathcal{CP} predita polo modelo estándar (SM) non é suficiente como para dar conta dunha asimetría bariónica tan grande como a observada. Unha das formas de abordar esta discrepancia é postular a existencia de novas partículas elementais e interaccións alén do SM, que actúen como fontes de violación \mathcal{CP} . Estas novas partículas e interaccións poderían estar asociadas a niveis de enerxía extremadamente altos, o cal explicaría por que non foron detectadas aínda. Consecuentemente, isto implica que a súa detección directa non sexa en absoluto trivial, pero podería ser que estas partículas e interaccións se manifestaran como pequenas desviacións dalgúns observables con respecto ás predicións do SM. Esta é a razón pola cal resulta de moita importancia realizar estudos de alta precisión sobre a violación \mathcal{CP} . En particular, a análise de asimetrías \mathcal{CP} en procesos de corrente neutra con cambio de sabor son cruciais para a comprobación do SM. Exemplos deste tipo de desintegracións son as dúas canles estudadas neste traballo. A canle principal, centro de todo este estudo: $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$. E a canle secundaria, cuxo estudo é fundamental para o cálculo de observables asociados á canle principal: $B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0}$. A razón pola que estes procesos son interesantes para a procura de nova física¹ é que neles se producen transicións entre quarks nas que a violación \mathcal{CP} predita polo SM é tan baixa que non debería ser posible medila. Polo tanto de obterse un valor non nulo isto implicaría a presenza de física máis aló do SM.

Neste traballo utilízanse os datos obtidos no experimento LHCb do CERN nos anos 2011 e 2012 para estudar a desintegración $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$. Especificamente, os observables que se pretenden medir a partir da análise son o cociente de ramificación da desintegración $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$ $\left(\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}) \right)$ e a razón entre os cocientes de ramificación das dúas canles de estudo $\left(\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0})}{\mathcal{B}(B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0})} \right)$. Os valores experimentais obtidos serán comparados cos valores preditos polo SM e cos únicos valores experimentais obtidos ata agora [1]. Os valores teóricos do cociente de ramificación para o $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$ varían levemente segundo o método de cálculo empregado. No marco da factorización da cromodinámica cuántica (QCD) o valor predito é de $(0, 4_{-0,3}^{+0,5}) \cdot 10^{-6}$ [2] mentres que no marco da QCD perturbativa o valor esperado é $(0, 65_{-0,23}^{+0,33}) \cdot 10^{-6}$ [3]. En canto á razón $\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0})}{\mathcal{B}(B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0})}$, o valor teórico predito polo SM é $(0, 043_{-0,046}^{+0,075})$ [2]. Por outra banda, os únicos valores experimentais publicados ata agora destas magnitudes son:

$$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}) = \left(1, 10 \pm 0, 24(stat) \pm 0, 14(syst) \pm 0, 08 \left(\frac{f_d}{f_s} \right) \right) \cdot 10^{-6}$$

$$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0})}{\mathcal{B}(B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0})} = 0, 113 \pm 0, 024(stat) \pm 0, 013(syst) \pm 0, 009 \left(\frac{f_d}{f_s} \right)$$

¹Física non comprendida polo SM.

2. O experimento

2.1. Gran Colisionador de Hadróns

O Gran Colisionador de Hadróns (LHC²) é o maior acelerador de partículas do mundo. Foi construído no complexo de aceleradores do CERN³ en Xenebra, Suíza. Especificamente, atópase a unha profundidade media de 100 m, no anel de 27 km de circunferencia no que previamente estivera o LEP⁴. No interior do acelerador viaxan, en sentido oposto, dous feixes de protóns. Cada feixe consiste en 2808 paquetes de $1,15 \cdot 10^{11}$ protóns cada un. Cunha enerxía máxima por protón de 7 TeV⁵ ao producirse a colisión entre os feixes a enerxía dos pares de protóns no centro de masas (\sqrt{s}) é de 14 TeV. Para conseguir que os feixes acaden estas enerxías primeiro prodúcese un único feixe que atravesa unha serie de pre-aceleradores, indicados a continuación dende o primeiro, conectado directamente á fonte de protóns, ata o último antes de que as partículas ingresen ao LHC: *LINAC 2*, *Proton Synchrotron Booster* (PSB), *Proton Synchrotron* (PS), *Super Proton Synchrotron* (SPS). Á saída do SPS a enerxía do feixe é de 450 GeV, previo á entrada ao LHC este feixe é dividido en dous. Xa no túnel do LHC ambos feixes son acelerados ata acadar os 7 TeV cada un. Por medio de imáns supercondutores prodúcese un campo magnético de 8,3 T que permite manter a traxectoria circular dos feixes de protóns dentro do LHC. Cómpre aclarar que, para o correcto funcionamento dos imáns, estes encóntranse dentro dun crióstato con He superfluído a 1,9 K. Do mesmo xeito que a refrixeración dos imáns é imprescindible para a operación do LHC, tamén o é manter o ultra alto baleiro dentro dos condutos polos que viaxan os feixes.

En catro puntos do colisionador as traxectorias dos feixes son desviadas lixeiramente para que se produza a colisión entre os protóns. En cada unha destas catro zonas do túnel atópanse os principais experimentos: ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*), CMS (*Compact Muon Solenoid*), ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) e LHCb (*Large Hadron Collider beauty*). ATLAS e CMS son dous detectores de propósito xeral que comparten os mesmos obxectivos científicos aínda que o seu deseño e funcionamento é lixeiramente diferente. Ambos pretenden estudar aspectos moi variados da Física como son a procura e estudo das propiedades do bosón de Higgs, as posibles partículas que poderían conformar a materia escura ou as dimensións extra. ALICE investiga a física das interaccións fortes no plasma de quarks e gluóns. Para conseguir estas condicións de extrema densidade enerxética é necesario producir colisións entre núcleos atómicos, para este experimento empréganse as colisións Pb-Pb ou Pb-p. Por último, o LHCb está orientado especificamente ao estudo da violación

²*Large Hadron Collider.*

³*Organisation européenne pour la recherche nucléaire.*

⁴*Large Electron-Positron Collider.*

⁵O LHC foi deseñado para eventualmente acadar esas enerxías, polo de agora en 2011 e 2012 chegou aos 3,5 TeV e aos 4 TeV respectivamente. Espérase que en 2015, cando se poña en marcha novamente despois de 2 anos de mantemento e actualización, acade os 6,5 TeV.

\mathcal{CP} ⁶ e das violacións de simetrías de sabor⁷ principalmente nas desintegracións de hadróns b.

2.2. LHCb

Este detector ten un obxectivo específico, o estudo das desintegracións estrañas e da violación \mathcal{CP} de mesóns B. Os mesóns B son aqueles que están compostos por un quark b e un quark u, d, s ou c. A intención destes estudos é botar luz sobre a asimetría existente no noso Universo entre materia e antimateria. Este tipo de análise require da reconstrución precisa das trazas das partículas involucradas nas desintegracións. En particular resulta necesario reconstruír de xeito preciso o vértice primario (VP), punto de colisión entre os protóns e de produción do hadrón b, ao igual que o vértice secundario (VS), punto onde se produce a desintegración do hadrón b. Debido a que as colisións de protóns se producen na intersección de dous paquetes, existe a posibilidade de que se produzan múltiples colisións case simultáneas indistinguibles para o espectrómetro. En consecuencia, canto maior sexa o número de VP máis difícil resulta identificalos, polo que o aumento da luminosidade, aínda que positivo no sentido de que se producen máis hadróns b, vai en detrimento da detección precisa dos vértices. Para conseguir unha relación óptima entre cantidade de VP e capacidade de discriminación entre eles a luminosidade nominal no LHCb debe ser menor á do LHC, especificamente en 2011 a luminosidade integrada foi de 1 fb^{-1} e en 2012 de 2 fb^{-1} .

2.2.1. Características do detector

O LHCb é un espectrómetro de brazo único cunha cobertura angular de 10 mrad a 300 mrad no plano horizontal e 250 mrad no plano vertical. A diferenza dos demais detectores do LHC o LHCb non rodea o feixe e só cobre unha rexión a baixo ángulo con respecto del. Isto débese a que os pares $b\bar{b}$ son producidos maioritariamente dentro dun mesmo cono de baixo ángulo cara adiante ou cara atrás con respecto á dirección dos feixes de protóns, véxase a figura 1a.

Na figura 2 vese un diagrama do espectrómetro do LHCb, no que se pode ver que está constituído por unha serie de diferentes subdetectores. A continuación indícanse e descríbense brevemente os máis importantes, pero non sen antes comentar algúns detalles sobre unha das pezas máis importante do espectrómetro, o imán. A función do imán é curvar as traxectorias das partículas cargadas para que sexa posible determinar o seu momento. O campo magnético total producido debe ser de 4 Tm para conseguir acadar unha precisión do 0,4 % para momentos de ata 200 GeV.

⁶A violación \mathcal{CP} é a non invariancia das interaccións fundamentais fronte a transformacións combinadas de conxugación de carga (\mathcal{C}) e paridade (\mathcal{P}). A conxugación de carga implica a transformación dunha partícula na súa antipartícula, mentres que a transformación da paridade implica a inversión das coordenadas espaciais dunha partícula. Se non existira a violación \mathcal{CP} a materia e a antimateria comportaríanse do mesmo xeito. Cómpre aclarar que a única forza fundamental que viola \mathcal{CP} é a feble.

⁷Procesos nos que non se conserva o sabor. O sabor é unha propiedade que permite distinguir tipos de partículas. No SM hai 6 sabores de quarks (*up* (u), *down* (d), *strange* (s), *charm* (c), *beauty* ou *bottom* (b) e *truth* ou *top* (t)).

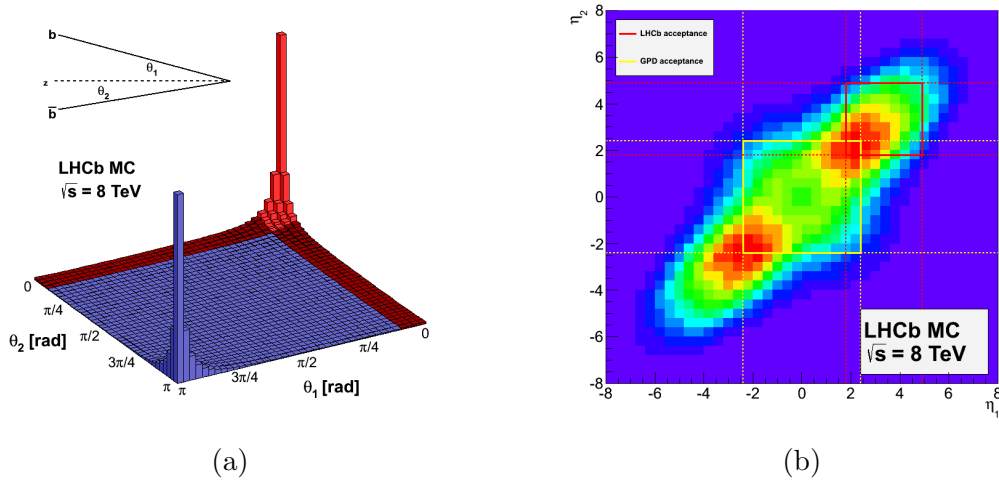


Figura 1: (1a) Ángulos de produción dos quarks b e \bar{b} . (1b) Gráfica na que se comparan as aceptancias dos pares $b\bar{b}$ no LHCb e nos detectores de propósito xeral (GPD).

- **VELO** (*Vertex Locator*): trátase dun detector que permite identificar de xeito moi preciso a posición dos vértices de produción e desintegración dos hadróns b . Na sección 2.2.3 faise unha descrición máis completa do detector debido á súa fundamental importancia no experimento.
- **RICH** (*Ring Imaging Cherenkov*): descomponse en dous, o RICH-1 (antes do imán, ver figura 2) e o RICH-2 (despois do imán). Grazas ao efecto Cherenkov estes detectores poden medir a velocidade das partículas, sabendo o momento das mesmas a partir do sistema de trazado pódese obter a súa masa. Desta forma, coñecendo a masa e a carga das partículas, estas quedan identificadas. O funcionamento do RICH basease na capacidade do detector de rexistrar a radiación Cherenkov emitida polas partículas, radiación emitida nun cono de luz cuxa forma está directamente relacionada coa velocidade da partícula en cuestión.
- **Sistema de trazado**: consiste dun detector antes do imán, o Tracker Turicensis (TT), e de tres despois do imán (Tracking Stations T1, T2, T3). Esta disposición permite medir a posición da partícula en diferentes puntos da súa traxectoria e obter así o raio de curvatura producido polo campo magnético. O valor do raio permite calcular o momento das partículas e o sentido de rotación indica o signo da carga. Nestes detectores empréganse dúas tecnoloxías: o TT e o Inner Tracker (IT)⁸, formado polo centro dos T1, T2 e T3, están constituídos por detectores de microtira de silicio; o chamado Outer Tracker, que comprende a maior parte da superficie dos T1, T2 e T3, está feito de cámaras de deriva tubulares.
- **Sistema de calorímetros**: o sistema de calorímetros posúe diferentes capas: o Scintillating Pad Detector (SPD), o Pre-Shower Detector (PS), o Electromagnetic Calorimeter (ECAL) e o Scintillating Tile Iron Plate Hadron Calorimeter (HCAL). Cada un

⁸Pola súa tecnoloxía de detección ao conxunto do TT e o IT chámase Silicon Tracker.

destes subdetectores cumpre unha función específica, en conxunto permiten a identificación de electróns e hadróns e a medición da súa enerxía e posición.

O deseño dos detectores SPD e PS é idéntico, pero as súas funcións son diferentes polo que a súa electrónica tamén o é. Ao haber unha capa de chumbo de 12 mm o SPD pode identificar se as partículas incidentes son neutras ou están cargadas mentres que o PS determina o carácter electromagnético das partículas.

Pola súa banda o ECAL ten entre as súas funcións a de reconstruír con moita precisión os parámetros cinéticos de partículas neutras e a de medir o momento transverso de electróns, fotóns e π^0 . Por último, o HCAL mide o momento transverso dos hadróns.

- Sistema de detección de muóns:** o interese na detección de muóns baséase na presenza de muóns nos estados finais de moitas desintegracións dos mesóns B, pero tamén en descartar a súa presenza en desintegracións que non os conteñen. O sistema de detección de muóns está constituído por cinco estacións de detección rectangulares, unha algo máis grande que a anterior, cubrindo unha área total de 435 m². Cada estación contén cámaras en cuxo interior hai unha mestura de tres gases: CO₂, Ar e CF₄. Ao atravesar o gas os muóns ionizan os átomos do gas, a avalancha de ionización producida acaba sendo recollida por uns arames no interior da cámara e a corrente producida dá conta do paso dun muón a través da cámara.

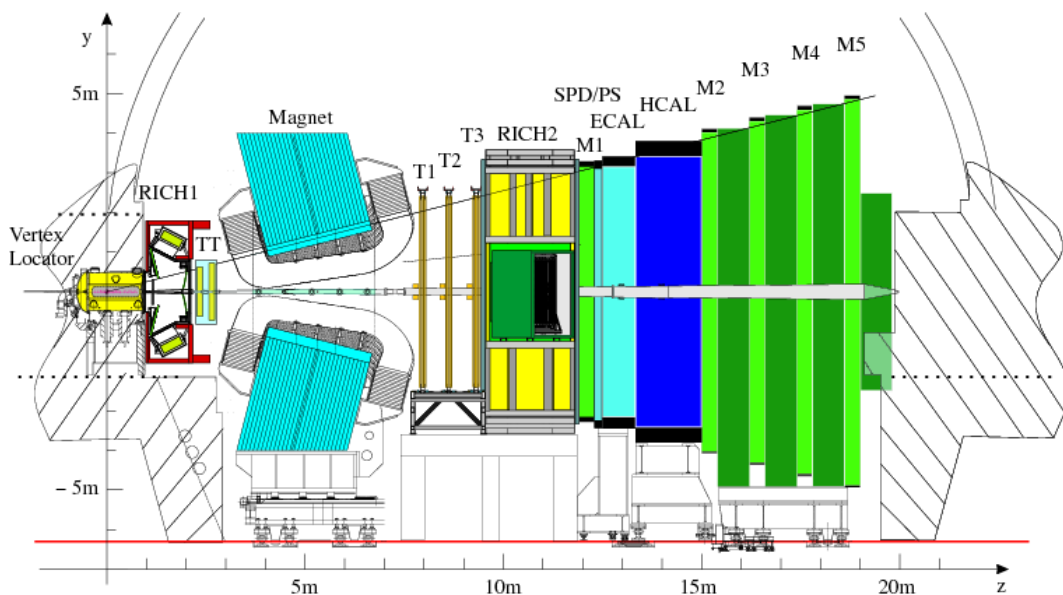


Figura 2: Esquema do LHCb.

2.2.2. Disparo electrónico (*Trigger*)

A frecuencia de intersección entre paquetes de protóns dentro do LHCb é duns 40 MHz. De todos estes, prodúcense 10 MHz de eventos visibles⁹, dos que 15 kHz son eventos cuxas partículas proveñen na súa totalidade dunha desintegración B. Agora ben, a taxa de produción de desintegracións de mesóns B que resultan de interese para a súa análise é unicamente dunhas centenas de Hz.

Os 10 MHz de eventos visibles producidos resultan imposibles de analizar e gardar en bruto xa que a capacidade de almacenaxe que se dispón, obviamente, non é ilimitada. Resulta, por tanto, necesario reducir a taxa de eventos ata 2 kHz (límite da capacidade de cómputo), pero procurando perder a menor cantidade posible de eventos interesantes. O disparo electrónico, máis coñecido como *Trigger*, é o responsable de levar acabo esta redución na cantidade de datos que se rexistran. O Trigger está organizado en dous niveis, o *Level-0* (L0) e o *High Level Trigger* (HLT):

Level Zero (L0)

As partículas produto dunha desintegración B teñen un momento transverso con respecto ao eixo do feixe (p_T) moito maior ca o das partículas producidas directamente na colisión de protóns. O L0 aproveita esta característica para reducir a taxa de eventos a 1 MHz.

Para desempeñar esta tarefa o L0 recolle datos dos detectores capaces de identificar as partículas con alto p_T (os calorímetros e os sistema de detección de muóns). Ademais emprega dúas capas de Si no VELO especificamente deseñadas para realizar unha reconstrución de vértices simplificada, que permite descartar vértices con múltiples interaccións protón-protón.

High Level Trigger (HLT)

O HLT é un sistema de computación que ten acceso á totalidade da información existente sobre os eventos que xa pasaron polo L0. O HLT executa algoritmos de reconstrución nunha granxa de 1000 computadoradoras de 16 núcleos. O HLT está dividido en dous subniveis: o HLT1 cunha taxa de saída de unhas decenas de kHz e o HLT2 cuxa saída son os 2 kHz que son gravados para a súa posterior análise.

O HLT1 confirma as partículas candidatas do L0 por medio da revisión de datos dos subdetectores, especificamente do sistema de trazado e do VELO. Isto permite seleccionar as partículas a través doutra das propiedades características das partículas de desintegracións B, o alto parámetro de impacto¹⁰ (IP) co vértice de interacción protón-protón. Debido á vida media relativamente prolongada dos mesóns B a súa distancia de voo dende o punto

⁹Defínense como visibles as interaccións nas que se producen como mínimo dúas partículas cargadas con suficientes impactos no VELO e T1-T3 como para ser reconstruídas.

¹⁰O parámetro de impacto dunha partícula respecto dun determinado vértice é a distancia mínima entre o vértice e a dirección definida pola velocidade da partícula.

da colisión p-p ata a súa desintegración é de aproximadamente 1 cm, resultando nun IP alto. Se unha partícula candidata non cumpre as condicións requiridas o evento descártase, conseguindo reducir a taxa de eventos significativamente ¹¹. Esta taxa de eventos permite ao HLT2 facer unha reconstrución completa dos eventos, usando as trazas no VELO como base para o resto do trazado. Outro indicativo de desintegracións B que se busca son vértices secundarios desprazados do vértice primario. Dentro do HLT2 recoñécense dous tipos de seleccións: unha que se ocupa das desintegracións de resonancias útiles para estudos de calibración, a outra ocúpase de conseguir a maior eficiencia posible na reconstrución completa de desintegracións B de interese usando toda a información dispoñible do evento.

2.2.3. VELO

No interior do VELO (ver esquema na figura 3a) é onde se produce a colisión entre os protóns dos feixes do LHC no experimento LHCb. Como se mencionou anteriormente a función do VELO é identificar, entre tódalas partículas producidas nunha colisión, os vértices de produción e desintegración dos mesóns B. Esta tarefa non é en absoluto trivial xa que a vida media dos mesóns B é curta, aínda que prolongada en comparación coa doutras partículas. Isto implica que o voo da partícula ocorre moi preto do feixe, facendo que discernir esta doutras partículas sexa moi complexo. Grazas ao seu deseño o VELO ten unha resolución media para os vértices primarios de $42 \mu\text{m}$ na dirección do feixe e $10 \mu\text{m}$ na dirección perpendicular. Ademais é capaz de acadar unha resolución do IP de $20 \mu\text{m}$ e de entre $220 \mu\text{m}$ e $370 \mu\text{m}$ ¹² na distancia de voo.

O VELO consta de 21 estacións de detección formadas cada unha por dous sensores, o R e o ϕ , de silicio e de forma semicircular, cun raio de aproximadamente 42 mm e un grosor de 0,3 mm (ver figura 3b). No centro de cada sensor hai una abertura circular de 8 mm de raio que permite ao feixe principal do LHC circular sen ser obstaculizado. O sensor R mide a coordenada radial por medio de tiras dispostas acimutalmente. O sensor ϕ mide a coordenada angular ϕ a través de tiras colocadas radialmente. As partículas cargadas producidas nas colisións atravesan os detectores de Si producindo pares electrón-oco, a corrente de electróns producida é detectada empregando electrónica específica para este labor.

Debido a que a abertura circular central do VELO é menor á apertura requirida polo LHC durante a inxección do feixe, a estrutura do VELO debe ser retráctil (na figura 3a vese representada, esquematicamente, esta característica). Ao retraerse durante a inxección e estabilización do feixe ademais de evitarse interferencias do VELO co feixe, tamén se consegue protexer ao VELO dos danos que lle pode producir a incidencia directa do feixe. Por último, cómpre aclarar que para estar tan preto do feixe o VELO debe atoparse dentro do tubo de baleiro do LHC. Para preservar a integridade do sistema primario de baleiro do LHC os sensores están separados do feixe a través dunha blindaxe de aluminio.

¹¹En 2011, por exemplo, a taxa á saída do L0 foi de 870 kHz, mentres que á saída do HLT1 foi de 43 kHz.

¹²Neste caso a resolución depende en gran medida da canle de desintegración baixo estudo.

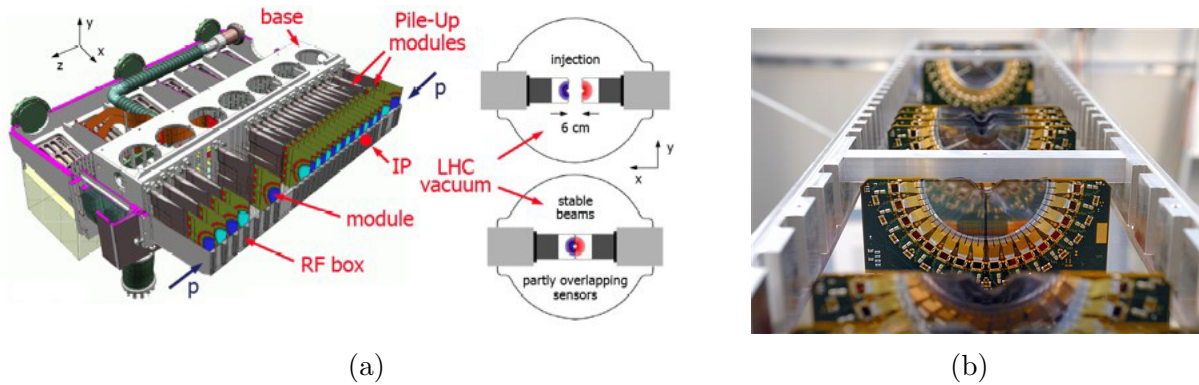


Figura 3: (3a) Esquema do VELO. (3b) Imaxe dos detectores de silicio no VELO.

3. Motivación física

3.1. Interese das canles $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$ e $B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0}$

Como se mencionara na introdución, o estudo deste tipo de procesos permite probar a consistencia do modelo estándar. Ademais, ao tratarse de desintegracións de mesóns B mediados por un lazo (tamén coñecidos como procesos *penguin*¹³), ou sexa que na desintegración se produce un cambio de sabor e non da carga dun dos quarks, resultan ser excelentes candidatos para o descubrimento de nova física máis aló do modelo estándar. En particular, nestas desintegracións prodúcense transicións entre quarks da terceira e segunda xeración¹⁴ ($\bar{b} \rightarrow \bar{s}$) e entre a terceira e a primeira xeración ($\bar{b} \rightarrow \bar{d}$). Como no SM a violación \mathcal{CP} na transición $\bar{b} \rightarrow \bar{s}$ é extremadamente pequena, se resultara ser de tal magnitude que puidera ser observable, iso indicaría física alén do SM.

Os diagramas de Feynman (figura 4) proporcionan as amplitudes de desintegración, que están relacionadas coa probabilidade de que se produza dita desintegración, e depende significativamente das partículas involucradas no proceso. Como en ámbalas dúas canles as partículas “fillas” produto da desintegración ($\phi \bar{K}^{*0}$ para o B_s^0 e ϕK^{*0} para o B_d^0) teñen spin 1, no estado final poden estar en tres estados de polarización diferentes e os tres deben ser

¹³Nome outorgado por J. R. Ellis aos diagramas de Feynman nos que se presenta un proceso de transformación de sabor dun quark a través dun único lazo.

¹⁴Tanto os quarks como os leptóns poden organizarse en pares de partículas, onde cada par se denomina *xeración* ou *familia*. As partículas máis lixeiras e estable conforman a primeira xeración e as partículas máis pesadas e menos estables a segunda e terceira xeración.

No caso dos quarks as xeracións son as seguintes: $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$ $\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$

Cómpre aclarar que os quarks, ademais de dividirse en xeracións divídense en dous tipos: *tipo u*, formado polos quarks u , c e t ; *tipo d*, formado polos quarks d , s e b .

tidos en conta no cálculo da amplitude:

$$A = \sum_k A^{(k)} \quad (1)$$

Dentro do lazo hai tres posibles quarks: \bar{u} , \bar{c} e \bar{t} . Debido á súa elevada masa en comparación cos outros quarks, a contribución do quark \bar{t} é a dominante, polo que a amplitude virá dada por:

$$A_{B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}}^{(k)} = A_s^{(k)} V_{tb}^* V_{ts}, \quad (2)$$

$$A_{B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0}}^{(k)} = A_d^{(k)} V_{tb}^* V_{td}, \quad (3)$$

onde $A_s^{(k)}$ e $A_d^{(k)}$ son coeficientes que inclúen termos cinemáticos e termos asociados á interacción forte. Por outra parte os factores V_{tb}^* , V_{ts} e V_{td} son elementos da matriz de Cabibbo–Kobayashi–Maskawa (matriz CKM), que dan conta do vínculo entre os quarks en cada vértice do diagrama, cada un cun sabor diferente. Para unha descrición detallada da matriz CKM ver a sección 3.2.

As desintegracións conxugadas \mathcal{CP} terían os mesmos diagramas de Feynman pero intercambiando as antipartículas por partículas. Pola súa parte, os elementos da matriz CKM cumpren con que V_{ba} representa o cambio dun quark inicial “a” a un quark final “b”, V_{ba}^* representa o cambio dun antiquark “a” a un antiquark “b” e $V_{ba}^* = V_{ab}$. Isto unido co feito de que os coeficientes $A_{s,d}^{(k)}$ son invariantes baixo transformacións \mathcal{CP} , agás un factor $\eta^{(k)} = \pm 1$ e unha fase, resulta en que: $|A_{B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}}^{(k)}| = |A_{\bar{B}_s^0 \rightarrow \phi K^{*0}}^{(k)}|$ e $|A_{B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0}}^{(k)}| = |A_{\bar{B}_d^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}}^{(k)}|$. O cal significa que a probabilidade desta desintegración é igual para os mesóns $B_{s,d}^0$ que para os $\bar{B}_{s,d}^0$, ou o que é o mesmo, que non hai violación \mathcal{CP} .

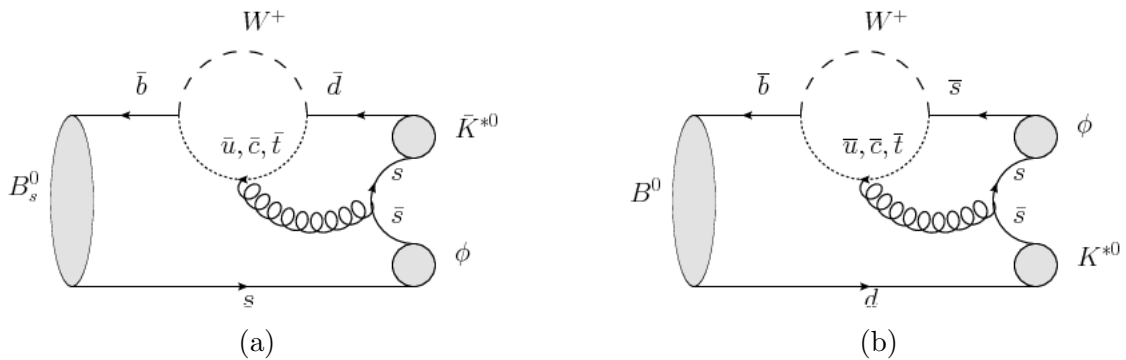


Figura 4: Diagramas de Feynman para as desintegracións: (4a) $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$; (4b) $B^0 \rightarrow \phi K^{*0}$

3.2. Matriz CKM

As desintegracións estudadas neste traballo son mediadas pola interacción feble, xa que esta é a única interacción que permite as transformacións de sabor entre quarks. Dependendo das xeracións entre as que se produce a transformación, esta é máis ou menos probable. A información relativa a estas probabilidades represéntase como unha matriz, onde cada un dos elementos da mesma están directamente relacionados coa probabilidade de que un quark experimente unha transformación de sabor. Esta matriz é coñecida como matriz de Cabibbo–Kobayashi–Maskawa (CKM). A expresión máis xeral desta matriz é:

$$V_{CKM} \equiv \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (4)$$

Onde cada un dos elementos $|V_{ij}|^2$ representan a probabilidade de que un quark tipo u de sabor j se transforme nun tipo d de sabor i . Os procesos de transformación de sabor amosan unha preferencia considerable cara á transformación entre quarks dunha mesma xeración. Os elementos da matriz CKM dan conta destas diferentes tendencias á transformación de sabor, ligadas directamente á intensidade das interaccións febles entre quarks. A continuación (5) preséntanse os datos máis recentes [4] do módulo de cada un dos elementos da matriz CKM. Ademais na figura 5 represéntase de xeito gráfico a diferenza de probabilidade entre unhas transicións de sabor e outras.

$$|V_{CKM}| = \begin{pmatrix} 0,97427 \pm 0,00015 & 0,22534 \pm 0,00065 & 0,00351^{+0,00015}_{-0,00014} \\ 0,22520 \pm 0,00065 & 0,97344 \pm 0,00016 & 0,0412^{+0,0011}_{-0,0005} \\ 0,00867^{+0,00029}_{-0,00031} & 0,0404^{+0,0011}_{-0,0005} & 0,999146^{+0,000021}_{-0,000046} \end{pmatrix} \quad (5)$$

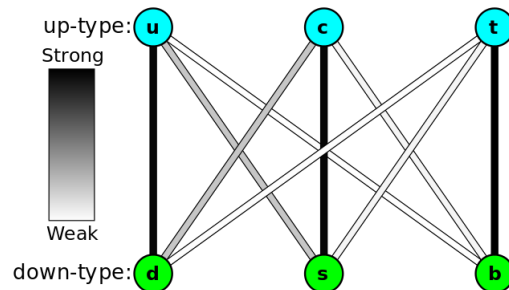


Figura 5: Representación gráfica da diferenza de probabilidade entre unhas transicións de sabor e outras para os quarks. A intensidade das liñas está determinada polo elemento da matriz CKM correspondente a cada transición.

3.3. Cocientes de ramificación

O cociente de ramificación dunha desintegración (\mathcal{B}) é a fracción das partículas que se desintegran por unha determinada canle con respecto ao número total de partículas que se desintegran. Neste traballo preténdese atopar a relación entre os cocientes de ramificación das desintegracións $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$ e $B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0}$, para poder comparar o valor experimental co valor predito de xeito teórico e facer un test de orde de magnitude dalgúns dos elementos da matriz CKM. Así mesmo, preténdese obter o valor do cociente de ramificación da desintegración do mesón B_s^0 ao redor da cal se centra este traballo, $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0})$.

3.3.1. Cálculo de $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0})$

Para realizar o cálculo de $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0})$ é preciso usar o valor máis preciso atopado ata o momento do cociente de ramificación da desintegración $B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0}$: $(9, 8 \pm 0, 6) \cdot 10^{-6}$ [4]. Ambas desintegracións pasan polas mesmas seleccións e teñen unha topoloxía case idéntica. Non obstante, as canles teñen diferentes polarizacións o que podería resultar nunha distribución angular diferente para cada unha e por tanto ocasionar unha discrepancia nas eficiencias de detección. Para compensar este efecto calcúlase o seguinte factor:

$$\lambda_{f_L} = \frac{\epsilon^{B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0}}}{\epsilon^{B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}}} = \frac{1 - 0,29 f_L^{B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0}}}{1 - 0,29 f_L^{B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}}}, \quad (6)$$

onde $\epsilon^{B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0}}$ e $\epsilon^{B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}}$ son as eficiencias para a reconstrución das desintegracións $B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ e $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$, $f_L^{B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0}}$ e $f_L^{B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}}$ son as súas polarizacións lonxitudinais e o factor 0,29 obtense a través dunha simulación. Os cálculos para a obtención de λ_L poden verse en maior detalle en [1], o resultado final é que:

$$\lambda_{f_L} = 1,01 \pm 0,06$$

Outro factor a ter en conta neste cálculo é a diferenza entre as taxas de produción de mesóns B_s^0 e B_d^0 . O cociente que da conta desta diferenza é a relación entre *factores de hadronización* $f_d/f_s = 3,86 \pm 0,22$ [5].

Con todo isto, a expresión do cociente de ramificación ven dada por:

$$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}) = \lambda_{f_L} \cdot \frac{f_d}{f_s} \cdot \mathcal{B}(B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0}) \cdot \frac{N_{B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}}}{N_{B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0}}}. \quad (7)$$

3.3.2. Relación entre $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0})$ e $\mathcal{B}(B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0})$

Como se comentou con anterioridade, a relación entre os cocientes de ramificación de ambas canles pode ser obtida desenvolvendo o cálculo cinemático dos diagramas de Feynman. A expresión xeral ven dada por:

$$\mathcal{B}(B_q^0 \rightarrow VV') = \frac{|V_{tb}^* V_{tq}|^2 \sum_k \int d\phi^{(2)} |A_q^{(k)}|^2}{2M_{B_q^0} \Gamma_{B_q^0}}, \quad (8)$$

onde $\int d\phi^{(2)}$ é a integral no espazo de fases de V e V'^{15} , $\Gamma_{B_q^0}$ é a anchura da desintegración do mesón e $M_{B_q^0}$ é a masa do mesón desintegrado. Para que sexa posible o cálculo da relación entre os cocientes de ramificación do B_s^0 e o B_d^0 deberían coñecerse os valores de $A_{s,d}^{(k)}$, o cal implica o uso de modelos de QCD. Se as desintegracións $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$ e $B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ estiveran relacionadas por unha transformación de U-spin¹⁶ e tendo en conta que as masas dos mesóns B_s^0 e B_d^0 son semellantes, entón sería posible facer a aproximación:

$$\frac{\sum_k \int d\phi^{(2)} |A_s^{(k)}|^2}{M_{B_s^0}} \approx \frac{\sum_k \int d\phi^{(2)} |A_d^{(k)}|^2}{M_{B_d^0}} \quad (9)$$

Xa que o intercambio de quarks $d \leftrightarrow s$ afectaría de xeito desprezable o espazo de fases. Pero a realidade é que a desintegración relacionada con B_s^0 por medio dun intercambio de quarks $d \leftrightarrow s$ é $B_d^0 \rightarrow \rho^0 K^{*0}$. Agora ben, esta desintegración non é *penguin* pura, tamén ten unha contribución tipo *tree*¹⁷. Isto implica que non é tan sinxelo o calculo do cociente de ramificación e non está descrito pola expresión (8). Existe unha forma sinxela de eludir este problema. Pode facerse a aproximación (9), pero tendo en conta que se trata dunha aproximación moi simplificada, xa que non é certo que as desintegracións das canles estudadas estean relacionadas por unha transformación de U-spin. Facéndose esta aproximación preténdese simplemente predicir a orde de magnitude da relación entre os cocientes de ramificación, o valor teórico obtido deste xeito pode verse en (10).

$$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0})}{\mathcal{B}(B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0})} \approx \frac{\tau_{B_s^0} |V_{tb}^* V_{td}|^2}{\tau_{B_d^0} |V_{tb}^* V_{ts}|^2} \approx 0,046 \quad (10)$$

Os valores de τ empregados son os que figuran no PDG [4]: $\tau_{B_s^0} = (1,516 \pm 0,011)10^{-12}$ s e $\tau_{B_d^0} = (1,519 \pm 0,007)10^{-12}$ s.

¹⁵ V e V' representan mesóns vectoriais. Os mesóns vectoriais son todos aqueles que teñen spin 1.

¹⁶Unha transformación de U-spin consiste no intercambio dos quarks $d \leftrightarrow s$.

¹⁷Os diagramas tipo *tree* son aqueles nos que non hai lazos.

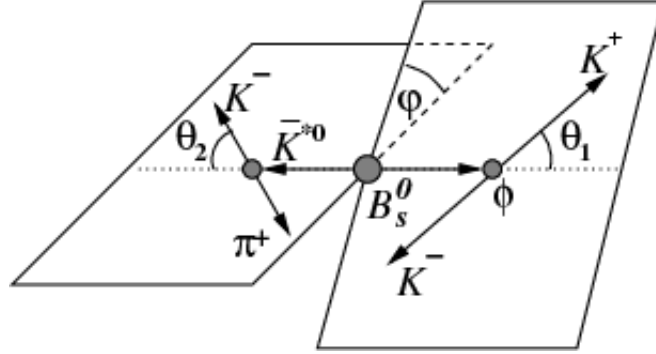


Figura 6: Definición dos ángulos de distribución dos produtos da desintegración $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$.

3.4. Distribución angular

A desintegración $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0} \rightarrow (K^+ K^-)(K^- \pi^+)$ prodúcese a través de dúas partículas intermedias de spin 1 (mesóns vectoriais). A amplitude desta desintegración, e por tanto a distribución angular, pode describirse por medio de tres compoñentes independentes correspondentes a diferentes estados de polarización lineal dos mesóns vectoriais: A_0 , estados de polarización lonxitudinal; A_{\parallel} , estados de polarización transversal á dirección de movemento pero paralelos entre si; A_{\perp} , estados de polarización transversal á dirección de movemento e perpendiculares entre si. Estas amplitudes poden obterse a partir dos tres ángulos nos que se distribúen os produtos da desintegración: θ_1 , θ_2 e φ ¹⁸. Na figura 6 pode verse a convención usada para definir estes ángulos. Na figura 6 vese que θ_1 (θ_2) é o ángulo de emisión do K^+ (K^-) con respecto á dirección oposta á do mesón B_s^0 no sistema de referencia no centro de masas de ϕ (\bar{K}^{*0}). Así mesmo, φ defínese como o ángulo entre os planos de desintegración de \bar{K}^{*0} e ϕ no sistema centro de masas de B_s^0 .

Facendo unha análise da distribución angular da desintegración resulta posible atopar os valores das fraccións de polarización (f_j , con $j = L, \parallel, \perp$) e da diferenza de fase entre A_0 e A_{\parallel} (δ_{\parallel}). Unha das formas posibles de abordar este estudo é o realizado en [1], onde se fai unha análise da polarización integrada no tempo e promediada no sabor. A análise faise asumindo que a fase de violación \mathcal{CP} é nula e que se producen mesóns B_s^0 e \bar{B}_s^0 en igual proporción. A expresión empregada para o axuste dos datos é (11), coa adición dalgúns termos extra que dan conta onda S e das contribucións de interferencia.

$$\begin{aligned} \frac{d^3\Gamma}{d\cos\theta_1 d\cos\theta_2 d\phi} &\propto |A_0|^2 \cos^2\theta_1 \cos^2\theta_2 + \frac{1}{2} |A_{\parallel}|^2 \sin^2\theta_1 \sin^2\theta_2 \cos^2\phi \\ &+ \frac{1}{2} |A_{\perp}|^2 \sin^2\theta_1 \sin^2\theta_2 \sin^2\phi + \frac{1}{2\sqrt{2}} |A_0| |A_{\parallel}| \cos\delta_{\parallel} \sin 2\theta_1 \sin 2\theta_2 \cos\phi \end{aligned} \quad (11)$$

A partir do axuste da distribución angular das partículas na reacción $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$

¹⁸Estes ángulos están definidos con respecto ao sistema de referencia da helicidade.

obtéñense os valores de δ_{\parallel} e de A_0 , A_{\parallel} e A_{\perp} . Con estes últimos é posible calcular as fraccións de polarización por medio da ecuación:

$$f_j = \frac{|A_j|^2}{(|A_0|^2 + |A_{\parallel}|^2 + |A_{\perp}|^2)} \quad (12)$$

Neste traballo non se realiza unha análise da distribución angular xa que supera a complexidade pretendida dun Traballo de fin de Grao. Debido ao gran valor físico que ten a realización de dita análise nesta desintegración, queda a porta aberta para futuros estudos en maior profundidade desta canle.

4. Selección de eventos

Neste traballo analízanse dúas mostras de datos do LHCb, unha tomada en 2011 cunha luminosidade integrada de 1 fb^{-1} e $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ e outra recollida en 2012 cunha luminosidade integrada de 2 fb^{-1} e $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. Debido a que as condicións de funcionamento do LHC non foron as mesmas en ambos anos, os datos analízanse separadamente. Finalmente, apróveitanse os resultados obtidos das dúas mostras para obter un resultado máis preciso que o que se obtería cunha única mostra.

Como xa se explicou anteriormente, o primeiro paso para a selección de eventos de interese é o sistema de trigger. A continuación o software do LHCb aplica automaticamente a cada canle unha serie de cortes (ver táboa (1)), coñecidos como *stripping*. O *stripping* permite reducir considerablemente o número de eventos almacenados para a súa posterior análise, mantendo con gran eficiencia os eventos de interese. Unha vez almacenados os datos é preciso realizar máis cortes para mellorar o cociente sinal/ruído. Antes de afondar no tipo de seleccións realizadas, cómpre enumerar e describir cada unha das variables empregadas.

- **Masa:** Obviamente unha das variables empregadas é a masa das partículas. A través do cuadrimento das partículas “netas”¹⁹ reconstrúense as masas das “fillas” e da “nai”.
- **p_T :** Trátase do momento transverso, que é a proxección do momento dunha partícula no eixo perpendicular ao eixo do feixe. Esta é unha das variables máis importantes xa que, debido elevada masa dos mesóns B, as partículas produto da súa desintegración poden acadar valores altos de p_T . Esta propiedade permite, por tanto, distinguir os eventos provenientes da desintegración dun mesón B do fondo, que maioritariamente provén da combinación de partículas producidas directamente no VP.

¹⁹No caso da desintegración do B_s^0 estudada neste traballo, as partículas “netas” son K^+K^- (provenientes da desintegración de ϕ) e $K^-\pi^+$ (da desintegración de K^{*0}).

- **DOCA:** Consiste na distancia de máxima aproximación entre as trazas das partículas “fillas” (ϕK^{*0}) e aporta información sobre a calidade do vértice secundario.
- **Distancia de voo (ctau):** A distancia que percorre unha partícula dende o vértice no que foi producida ata o punto no que se desintegra.
- **PID:** Esta variable esta relacionada coa identificación de partículas. Especificamente trátase dunha relación entre as hipóteses de masa dunha traza, noutras palabras, a que partícula se corresponde unha determinada traza. Esta variable ven definida pola seguinte ecuación:

$$\text{PID}_{\text{hk}} = \ln \left(\frac{\mathcal{L}(h)}{\mathcal{L}(k)} \right) \quad (13)$$

Onde $\mathcal{L}(h)$ e $\mathcal{L}(k)$ son as probabilidades de que unha determinada traza sexa a partícula “h” e “k”, respectivamente. O LHCb detecta electróns, fotóns, kaóns, muóns e protóns, polo que existe un valor de PID para cada unha destas partículas agás os fotóns.

- **IP e IPS:** O IP xa fora definido ao describir o trigger, onde se comentara que no caso dos mesóns B se espera un valor de IP alto, debido á relativamente longa vida media destas partículas. Esta magnitude está definida como a distancia mínima entre un determinado vértice e a dirección definida pola velocidade da partícula en cuestión. O IPS ou IP/χ^2 é unha variante do parámetro de impacto onde é pesado pola inversa da incerteza estimada pola reconstrución (χ^2).
- **Vertex χ^2 e χ^2/ndof :** O primeiro é o valor de χ^2 dun vértice, mentres que o segundo (χ^2/ndof) é o valor de χ^2 reducido, isto é o cociente entre o valor de χ^2 e o número de graos de liberdade.
- **DIRA:** Defínese como o coseno do ángulo entre o momento do mesón B e a dirección de voo entre o vértice primario e o secundario.
- **Dm e phim:** Son dúas variables de reconstrución de masas que permiten descartar eventos que poderían ser confundidos con desintegracións $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$, cando en realidade son efecto da desintegración $B_s^0 \rightarrow \phi \phi$. Para a eliminación destes eventos fanse os seguintes cortes nestas variables: $|\text{Dm} - 5366, 77| > 50$; $|\text{phim} - 1019, 455| > 10$.

Táboa 1: Cortes do *stripping* para $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$

	Cortes
Para tódalas trazas p_T	> 500 MeV
Para tódalas trazas $IP\chi^2$	> 9
$PID_{K\pi}(K^\pm)$	> 0
$PID_{K\pi}(\pi^\pm)$	< 10
Ventá de masas do K^{*0}	± 150 MeV
$p_T(K^{*0})$	> 900 MeV
K^{*0} vertex χ^2	< 9
Ventá de masas do ϕ	± 25 MeV
$p_T(\phi)$	> 900 MeV
ϕ vertex χ^2	< 9
Ventá de masas do B_s^0	± 500 MeV
B_s^0 DOCA	$< 0,3$ mm
B_s^0 vertex χ^2/ndof	< 15

4.1. O paquete TMVA

Os cortes automáticos feitos polo *stripping* non descartan suficiente fondo, debe facerse unha selección a maiores. Fanse algúns cortes rectangulares que permiten reducir o fondo producido por desintegracións diferentes a da canle que se quere analizar. O problema dos cortes rectangulares é que non son óptimos á hora de maximizar a significancia²⁰ do sinal. Resulta necesario, por tanto, aplicar outro tipo de selección máis complexa que simples cortes rectangulares nas variables. En particular úsase o paquete de ferramentas TMVA de ROOT[6]. Este permite procesar, avaliar e aplicar clasificacións e técnicas de regresión multivariante²¹. De tódalas ferramentas dispoñibles no paquete TMVA, neste traballo úsase a BDT (*Boosted Decision Trees*).

Esta ferramenta consegue analizar as variables que diferencian sinal de fondo e permite xerar una clasificación do seu comportamento. Para executar estas tarefas o programa require que lle sexan introducidas dúas mostras de datos ortogonais entre si²², unha rica en sinal e outra en fondo. Deste xeito, ao analizar unha nova mostra pódese engadir unha nova variable que indica a probabilidade de que o evento sexa sinal ou fondo. Esta nova variable chámase *BDT* e toma valores entre -1 e 1. Se un evento ten $BDT = -1$, entón con total seguridade ese evento forma parte do fondo. Polo contrario, se un evento ten $BDT = 1$, entón con total seguridade ese evento forma parte do sinal.

²⁰A significancia do sinal é un parámetro que relaciona o sinal co fondo e ven dada pola expresión $\frac{S}{\sqrt{S+B}}$. Onde S é o sinal e B o fondo.

²¹A análise multivariante consiste nun método estatístico que permite determinar as contribucións de varios factores nun evento ou resultado. Isto é feito tendo en conta, de xeito simultáneo, o comportamento de varias variables e as súas correlacións.

²²Isto quere dicir que non deben compartir ningún evento e que non posúen ningún suceso que vaia a ser posteriormente analizado.

4.1.1. Funcionamento da BDT

Como xa se dixo, a BDT require dunha mostra de sinal e doutra do fondo que lle permitan atopar variables para diferenciar os eventos dunha e doutra. A BDT é un clasificador cunha estrutura de árbores binarias (ver figura 7). O programa analiza cada variable, unha por unha, facéndoas pasar por diferentes pasos onde se verifica se cumpren ou non con algunha condición. Dependendo de se cumpren o non a condición é o seguinte paso ao que van. Este proceso continúa ata que a variable cumpra cun determinado criterio que frea o proceso. Esta estrutura acaba formando toda unha serie de rexións que conteñen datos que acaban sendo clasificados como sinal ou fondo, segundo a cantidade de eventos que caeran nesa rexión provenientes da mostra de fondo ou sinal. A todo este procedemento chámase “adestramento” da BDT.

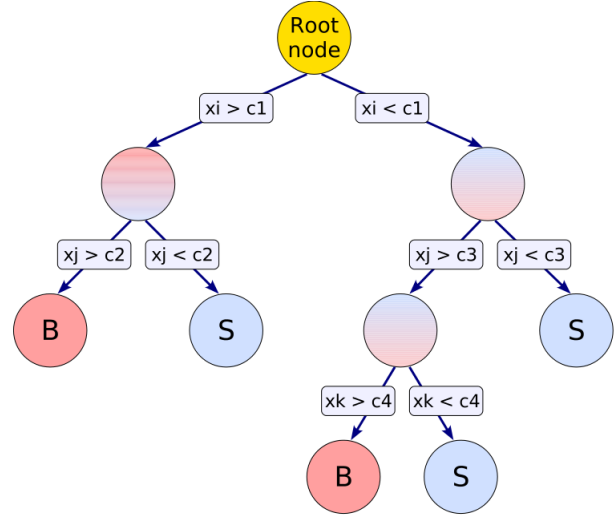


Figura 7: Esquema simplificado do funcionamento dunha BDT.

4.1.2. Aplicación da BDT

Debido ás diferenzas entre as condicións de traballo do LHCb en 2011 e 2012, adestráronse e aplicáronse BDTs separadas para a análise dos datos de cada ano. Como xa se sabe, para realizar o adestramento da BDT hai que entregarlle unha mostra de sinal e unha de fondo. Neste traballo decidiuse usar como mostra de sinal e fondo datos reais. Ou sexa, colléronse a totalidade dos datos dun ano (recollidas nun tipo de arquivo denominado N-tupla) e dividíronse en dúas N-tuplas²³ **A** e **B**. A idea, grosso modo, é adestrar unha BDT coa N-tupla **A** para aplicala na N-tupla **B** e viceversa. Este procedemento lévase a cabo cos datos de 2011 e 2012 por separado. A continuación explícase en detalle o método.

Comézase facendo o adestramento dunha BDT coa N-tupla **A**, para poder facer isto é necesario definir cales dos datos da N-tupla **A** serán introducidos na BDT como sinal e cales como fondo. O sinal defínese como o que está dentro da ventá de masas do B_d ($|M(B_d^0) - 5280| < 30$ MeV) e o fondo son tódolos demais eventos. En primeira instancia pode semellar estraño que no sinal non se inclúa a ventá de masas do B_s^0 . Son dúas as razóns polas que isto non se fai: usando só o sinal do B_d^0 aproveitase un sinal que ten unha topoloxía case igual á do B_s^0 e as condicións de detección son equivalentes, pero evitando o

²³O método de división das N-tuplas foi por medio dun programa escrito en python que divide a N-tupla en dúas.

problema de producir algún tipo de nesgo na selección de datos a causa de usar o propio sinal no adestramento; a zona delimitada pola ventá de masas do B_s^0 encóntrase dominada polo fondo xa que a desintegración que se pretende estudar é pouco frecuente, polo que incluír esa zona na mostra de sinal implicaría “contaminar” con eventos do fondo á mostra do sinal. Unha vez obtida a BDT a partir da N-tupla \mathbf{A} , aplícase sobre a N-tupla \mathbf{B} obténdose unha N-tupla \mathbf{B}' . Esta nova N-tupla é igual á \mathbf{B} pero cunha variable extra que antes non tiña, a variable BDT . Unha vez feito isto, procédease ao adestramento doutra BDT distinta por medio da N-tupla \mathbf{B} , para logo ser aplicada na N-tupla \mathbf{A} e así obter a N-tupla \mathbf{A}' que é igual á N-tupla \mathbf{A} pero co engadido da variable BDT .

Antes de obter as N-tuplas \mathbf{A}' e \mathbf{B}' deben revisarse os resultados do adestramento da BDT, os cales son producidos polo propio programa en forma de gráficas. De tódalas gráficas producidas hai 4 delas que son os máis importantes:

- **Gráficas dos coeficientes de correlación lineal das variables de entrada:**

Na figura 8 poden verse as gráficas obtidas nos adestramentos das BDT para os datos de 2012 (non se inclúen as gráficas de 2011 por cuestións de espazo). O ideal sería que a correlación entre variables diferentes fora nula. Obviamente iso non ocorre, pero si se cumpre que en xeral a correlación resulte ser baixa, salvante algunhas variables. A partir desta e outras análises o programa pode facer unha clasificación (*ranking*) das variables dándolle, neste caso, maior peso a aquelas variables que están menos correlacionadas.

- **Gráfica das distribucións normalizadas do fondo e sinal en función do valor da variable BDT :**

Esta gráfica permite estimar cal é o corte na variable BDT óptimo para que a maior parte de eventos seleccionados sexan sinal e non fondo. Idealmente non se produciría solapamento algún entre o sinal e o fondo, polo que sería posible atopar un valor de BDT que elimine todo o fondo deixando unicamente o sinal. Na realidade isto non ocorre, a aspiración é que a zona de intersección sexa o máis pequena posible e, ante todo, que os máximos de ambas distribucións estean ben separados e sexan perfectamente distinguibles. Isto asegura que o corte na BDT non elimine sinal en demasía. Nas figuras 9 vense as gráficas obtidas nos adestramentos das BDT para os datos de 2012 (novamente non se inclúen as gráficas de 2011 por cuestións de espazo).

- **Gráfica da significancia en función do valor de BDT .**

Esta é unha das gráficas máis importantes xa que permite atopar de forma precisa o valor de corte na variable BDT que optimiza a discriminación entre sinal e fondo. Dado que este valor de BDT é o que maximiza a significancia, indicando a cantidade que se espera de eventos de fondo e sinal a gráfica adáptase a eses valores e entrega o valor máximo de significancia e o valore de BDT asociado a este. Na figura 10 móstrase, a modo de exemplo, unha das gráficas obtidas cos datos de 2011.

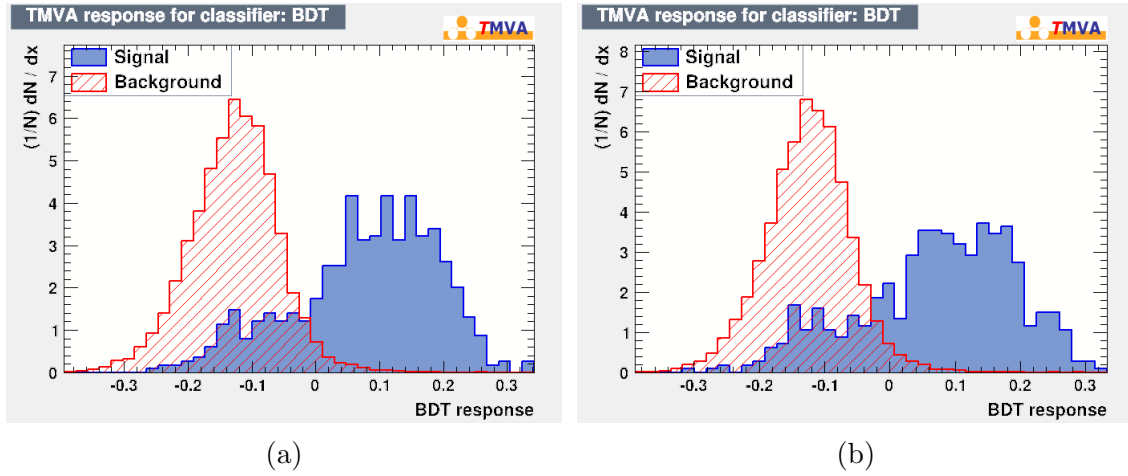


Figura 9: Distribucións normalizadas do fondo e sinal en función do valor de BDT para as mostras de datos 2012.

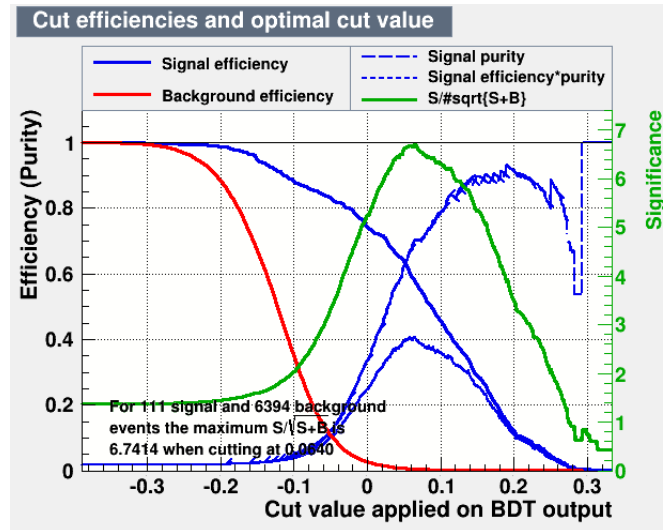


Figura 10: Gráfica da significancia en función do valor de BDT .

5. Modelo de axuste da masa invariante dos catro corpos

A identificación dos eventos do sinal faise analizando a composición do espectro da masa dos catro corpos do estado final da desintegración: $K^+K^-K^-\pi^+$. Para realizar o axuste da masa dos catro corpos empregáronse un conxunto de funcións que permiten modelar e axustar o fondo e os picos de sinal esperados. A continuación coméntase cales foron as funcións empregadas e as razóns para o seu uso.

■ **Crystall-Ball + Gaussiana:**

Úsase a suma entre unha *Crystall-Ball* (ec. (14)) e unha Gaussiana concéntrica para o axuste dos picos do B_s^0 e o B_d^0 . A *Crystall-Ball* é a que contén a maior parte da estatística. A súa forma é similar a unha Gaussiana, pero cunha “cola de bremsstrahlung” que describe procesos de emisión de fotóns nos mesóns do estado final ao interactuar co medio. A Gaussiana parametriza os eventos reconstruídos cunha menor resolución. Trátase de eventos nos que as partículas moi probablemente sufriron unha colisión forte contra algún dos detectores.

$$f(x; \alpha, n, \bar{x}, \sigma) = H \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right) & \text{para } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha, \\ A \cdot \left(B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma}\right)^{-n} & \text{para } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha, \end{cases} \quad (14)$$

onde

$$A = \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right), \quad B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|$$

e os parámetros a e n describen a cola de bremsstrahlung. Valores altos destes parámetros indicarían que a cola de bremsstrahlung é desprezable.

■ **ARGUS convolucionada cunha Gaussiana:**

Estas funcións representan ás desintegracións parcialmente reconstruídas. A orixe destes eventos poden ser desintegracións do B_d^0 ou B_u^\pm a ϕ e K ou K_i^* (estados excitados do K). O kaón excitado acaba desintegrándose a un pión que ou ben non foi detectado ou ben non foi incluído no cálculo da masa invariante dos catro corpos. A forma da función é:

$$f_P(m) \propto m' \left(1 - \frac{m'^2}{m_0^2}\right) \Theta(m_{PhysBkg} - m') e^{-k_{PhysBkg} \cdot m'} \otimes G(m - m'; \sigma_{PhysBkg}), \quad (15)$$

onde Θ é a función chanzo de Heaviside, \otimes representa a convolución entre ambas funcións, m' é a variable sobre a cal se calcula a integral de convolución, $G(m - m'; \sigma_{PhysBkg})$ é unha función de distribución de probabilidade Gaussiana cunha desviación estándar $\sigma_{PhysBkg}$, que representa a resolución experimental, e $m_{PhysBkg}$ que é un parámetro libre.

■ **Exponencial decrecente:**

$$f_C(m) \propto e^{-r_{Comb} \times m} \quad (16)$$

Esta función permite parametrizar o fondo combinatorio produto da incorrecta identificación dalgunha partícula.

■ **Histograma a partir dun toy Monte-Carlo:**

Para axustar eventos producidos das desintegracións $\Lambda_b^0 \rightarrow pK\phi$ nas que o protón se confunde cun kaón, úsase un histograma obtido a partir dun toy Monte-Carlo que

representa o espectro da desintegración. Como non se trata dunha función se non dun histograma, ao facer o axuste o único parámetro libre é o número de eventos presentes no histograma.

5.1. Resultados do axuste

Para levar a cabo os axustes dos datos de 2011 e 2012 en cada caso foi necesario obter o valor de corte da variable BDT óptimo, que permite discriminar do xeito máis efectivo o fondo do sinal. Debido a como foron obtidas as BDTs de cada ano (ver sección 4.1.2), existen dous valores de corte da variable BDT por ano. O valor utilizado correspóndese coa media dos dous valores obtidos. Como se mencionou para poder atopar este valor de corte é necesario indicarlle ao programa a cantidade de eventos de sinal e fondo que se esperan. Cómpre aclarar que este número refírese á cantidade de eventos de sinal e fondo que se espera antes de aplicar o corte na BDT. Lémbrese que aínda que idealmente existiría un valor de BDT que separa todo o fondo de todo o sinal, na realidade isto non é así. De feito, ao aplicar o corte pérdense algúns dos eventos pertencentes ao sinal, poucos, pero hai que telos en conta á hora de optimizar a BDT.

A estimación de eventos de fondo esperados é moi sinxela de obter. Basta con contar, por medio de ROOT, cantos hai nunha ventá de ± 30 MeV ao redor da masa do B_s^0 (en 2011 782 e en 2012 6394). Isto é así porque a cantidade de eventos de sinal é tan pequena que sen a aplicación de cortes é desprezable fronte ao fondo. Non é tan trivial o cálculo do número de eventos de sinal esperados. Para determinar este valor é necesario ter en conta que a relación entre a cantidade de desintegracións $B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ e $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$ debe ser aproximadamente constante. Este feito vai permitir calcular a cantidade de eventos $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$ esperados. Coñecendo esta relación e sabendo a cantidade de eventos que hai no pico do B_d^0 da mostra que se quere analizar, é posible calcular a cantidade de eventos que se esperan no sinal do B_s^0 . Tendo en conta que no artigo correspondente á primeira observación²⁴ da desintegración $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$ [1] se obtiveron os seguintes resultados²⁵:

$$N_s = 30 \pm 6 ; N_d = 1000 \pm 32 ; \quad \text{cunha significancia de: } 6, 2\sigma \quad (17)$$

A expresión xeral para o cálculo da cantidade de eventos esperados no sinal é:

$$n_s = n_d \cdot 30/1000 \quad (18)$$

Onde n_d é o número de eventos no pico do B_d^0 cando non se aplica corte algún sobre a variable BDT . Para determinar esta cantidade faise un axuste “cegado”²⁶ dos datos e sen corte na variable BDT . Desta forma pódese estimar n_s por medio de (18) e así obter o valor

²⁴Nese artigo [1], a análise fíxose sobre datos de 2011, os mesmos datos que se empregan neste traballo.

²⁵ N_s e N_d son a cantidade de eventos detectados no pico do B_s^0 e do B_d^0 , respectivamente.

²⁶O termo “cegado” débese a que ao realizar este axuste non é posible ver os resultados numéricos ou gráficos obtidos na ventá de masas do B_s^0 . A idea disto é evitar que a observación dos resultados, aínda que sexan preliminares, influencie a análise que se está a desenvolver.

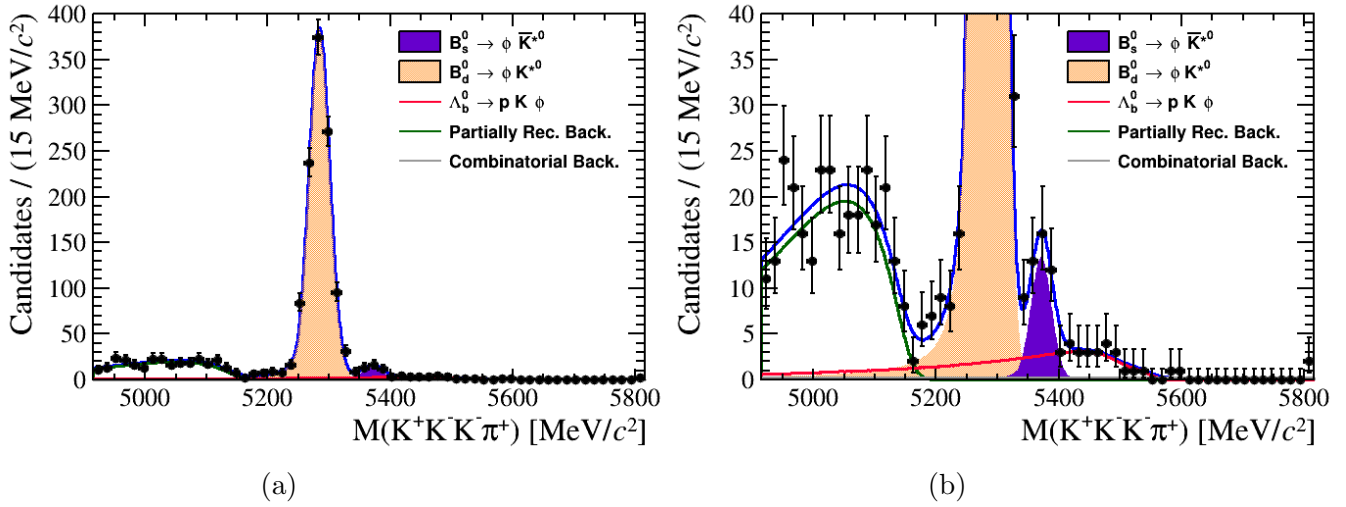


Figura 11: Espectro da masa invariante dos catro corpos $K^+K^-K^-\pi^+$ para a mostra de 2011. Os puntos mostran os datos, a liña azul indica o axuste total resultante, a zona sombreada en violeta é o sinal $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$, a rexión sombreada en laranxa é o sinal $B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0}$, a liña gris é o fondo combinatorio, a liña verde é o fondo producido polas desintegracións parcialmente reconstruídas e a liña rosada son os Λ_b^0 mal identificados. Á esquerda amósase a gráfica completa, á dereita o aumento da rexión de interese.

óptimo de corte da variable BDT . Unha vez feito isto pode procederse ao axuste dos datos. Nas figuras 11 e 12 poden verse as gráficas cos axustes obtidos cos datos de 2011 e 2012. Na táboa 2 preséntanse os resultados dos axustes.

Táboa 2: Resultados dos axustes.

Parámetro	Resultado 2011	Resultado 2012
$N_{B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}}$	$39,5 \pm 8,2$	55 ± 11
$N_{B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0}}$	1126 ± 35	2849 ± 58
Significancia	$5,70\sigma$	$5,52\sigma$

Ao comparar os resultados obtidos para os datos de 2011 cos resultados publicados (17) vese que son consistentes, tendo en conta as incertezas das medidas. En canto aos resultados de 2012, esperábase que a cantidade de eventos fora do dobre das de 2011. Como se pode ver, resulta ser algo menor da esperada, o cal pode deberse a fluctuacións estatísticas ou á identificación incorrecta dalgúns sucesos.

5.2. Obtención dos cocientes de ramificación

A partir dos resultados na táboa 2 e a través da ecuación (7) pódese calcular o cociente de ramificación $\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0})$. Ademais, pode ser obtida a razón entre os cocientes de rami-

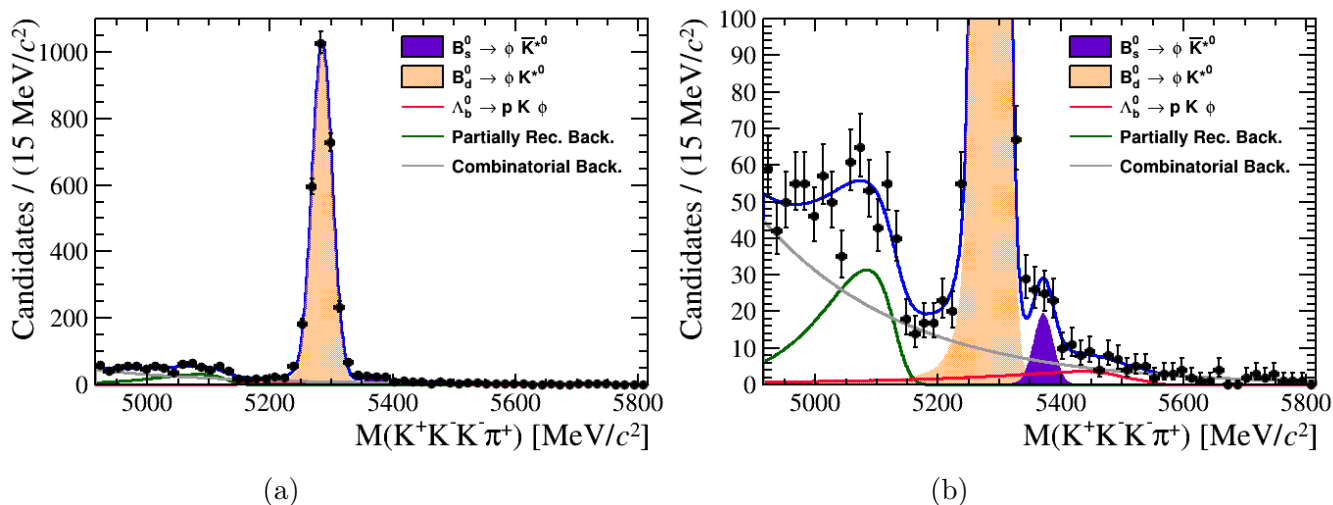


Figura 12: Espectro da masa invariante dos catro corpos $K^+K^-K^-\pi^+$ para a mostra de 2012. Os puntos mostran os datos, a liña azul indica o axuste total resultante, a zona sombreada en violeta é o sinal $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$, a rexión sombreada en laranxa é o sinal $B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0}$, a liña gris é o fondo combinatorio, a liña verde é o fondo producido polas desintegracións parcialmente reconstruídas e a liña rosada son os Λ_b^0 mal identificados. Á esquerda amósase a gráfica completa, á dereita o aumento da rexión de interese.

ficación das canles de estudo $\left(\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0})}{\mathcal{B}(B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0})}\right)$, para así comparar os resultados experimentais co predito polo modelo estándar (ver ec. (10)). Na táboa 3 pódense ver tanto os resultados obtidos a partir dos datos de 2011 e 2012 como a media ponderada destes resultados.

Táboa 3: Cocientes de ramificación

Parámetro	Resultado 2011	Resultado 2012	Media ponderada
$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0})$	$(1,34 \pm 0,31) \cdot 10^{-6}$	$(0,74 \pm 0,17) \cdot 10^{-6}$	$(0,88 \pm 0,15) \cdot 10^{-6}$
$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0})}{\mathcal{B}(B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0})}$	$0,137 \pm 0,031$	$0,075 \pm 0,016$	$0,088 \pm 0,014$

Comparando os resultados da táboa 3 cos valores teóricos e experimentais presentados na sección 1, vese que son compatibles. No que respecta especificamente á razón entre cocientes de ramificación, ao comparalos tres valores obtidos co valor aproximado (10) calculado na sección 3.3.2, vese que existe entre ambos un factor en torno a 2. Isto era de esperar sendo que o obtido en (10) é unha mera aproximación que só da idea da orde do valor.

A compatibilidade dos datos cos valores teóricos preditos polo SM indica que o SM é capaz de describir correctamente os procesos físicos que están ao ocorrer nestas desintegracións. Isto, en principio, implicaría que os observables estudados neste traballo non son afectados, polo menos de xeito significativo, por posibles interaccións ou partículas non incluídas no modelo estándar. Para poder confirmar que isto é así son necesarios valores teóricos e experimentais máis precisos.

6. Conclusións

Como resultado da análise dos datos de 2011 e 2012 obtivéronse un total de candidatos a $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$ de $39,5 \pm 8,2$ en 2011 e 55 ± 11 en 2012. Estes resultados tradúcense en significancias de $5,70\sigma$ e $5,52\sigma$, respectivamente. Dado que en 2012 a luminosidade de traballo do LHCb foi do dobre da de 2011, esperábase que houbera o dobre de eventos. Non obstante, a cantidade de sucesos obtidos resultou ser menor do agardado. Isto pode deberse a flutuacións estatísticas ou á incorrecta identificación dalgúns eventos.

O cociente de ramificación obtido a partir da media ponderada dos cocientes de ramificación medidos cos datos de cada ano é:

$$\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}) = (0,88 \pm 0,15) \cdot 10^{-6};$$

este valor foi obtido usando a desintegración $B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ como canle de normalización. Esta é a mellor medida desta magnitude feita ata agora, considerando unicamente as incertezas de orixe estatístico²⁷. O resultado é aproximadamente o dobre do valor predito polo SM no marco da factorización de QCD, que é de $(0,4_{-0,3}^{+0,5}) \cdot 10^{-6}$ [2]. Por outra banda, tamén é algo maior que o valor predito pola QCD perturbativa, $(0,65_{-0,23}^{+0,33}) \cdot 10^{-6}$ [3]. Non obstante, tódolos resultados son compatibles dentro de 1σ . Así mesmo, o resultado é consistente co valor experimental obtido en [1]: $(1,10 \pm 0,24(stat) \pm 0,14(syst) \pm 0,08 \left(\frac{f_d}{f_s}\right)) \cdot 10^{-6}$.

Por último, o valor obtido da razón entre os cocientes de ramificación das desintegracións $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$ e $B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0}$ é:

$$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0})}{\mathcal{B}(B_d^0 \rightarrow \phi K^{*0})} = 0,088 \pm 0,014.$$

Este valor é o dobre do valor predito polo SM $(0,043_{-0,046}^{+0,075})$ [2], aínda que tendo en conta as incertezas ambos resultados son perfectamente compatibles. O resultado é tamén consistente co obtido en [1]: $0,113 \pm 0,024(stat) \pm 0,013(syst) \pm 0,009 \left(\frac{f_d}{f_s}\right)$.

Tódolos resultados obtidos ao longo deste traballo entran dentro do predito polo modelo estándar. Para confirmar se isto se debe a que non hai interaccións ou partículas máis aló do SM que afecten a este proceso ou se a súa influencia é moi pequena, é necesario mellorar a precisión das estimacións teóricas e experimentais.

²⁷O tratamento das incertezas sistemáticas das medidas está alén dos obxectivos deste traballo de investigación.

Referencias

- [1] LHCb Collaboration, *First observation of the decay $B_s^0 \rightarrow \phi \bar{K}^{*0}$* , JHEP 11 (2013) 092, arXiv:1306.2239v3.
- [2] J. Beneke, J. Rohrer, and D. Yang, *Branching fractions, polarisation and asymmetries of $B \rightarrow VV$ decays*, Nucl. Phys. **B774** (2007) 64, arXiv:hep-ph/0612290.
- [3] A. Ali et al., *Charmless non-leptonic B_s decays to PP , PV and VV final states in the $pQCD$ approach*, Phys. Rev. **D76** (2007) 074018, arXiv:hep-ph/0703162.
- [4] J. Beringer et al.(PDG), PR **D86**, 010001 (2012) and 2013 update for the 2014 edition (<http://pdg.lbl.gov>)
- [5] LHCb Collaboration, *Updated average f_s/f_d b -hadron production fraction ratio for 7 TeV pp collisions*, CERN-LHCb-CONF-2013-011 (2013).
- [6] A. Hoecker et al., *TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis*, PoS ACAT:040 (2007), arXiv:physics/0703039.
- [7] <http://home.web.cern.ch/>
- [8] O. S. Brüning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole, P. Proudlock, *LHC Design Report - v.1: the LHC Main Ring*, CERN-2004-003-V-1 (2004).
- [9] ATLAS Collaboration, *ATLAS: technical proposal for a general-purpose pp experiment at the Large Hadron Collider at CERN*, CERN-LHCC/94-43 (1994).
- [10] CMS Collaboration, *Technical Proposal*, CERN-LHCC/94-38 (1994).
- [11] ALICE Collaboration, *ALICE: Technical proposal for a Large Ion collider Experiment at the CERN LHC*, CERN-LHCC/95-71 (1995).
- [12] LHCb Collaboration, *LHCb : Technical Proposal*, CERN-LHCC/98-004 (1998).
- [13] <http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb-public/>
- [14] V. Niess (LHCb Collaboration), *Commissioning of the LHCb preshower detector with cosmic rays and first LHC collisions*, J. Phys.: Conf. Ser. **293** 012060 (2011).
- [15] I. Machikhiliyan (LHCb calorimeter group), *The LHCb electromagnetic calorimeter*, J. Phys.: Conf. Ser. **160** 012047 (2009).
- [16] A. A. Alves Jr et al., *Performance of the LHCb muon system*, JINST **8** P02022 (2013).
- [17] R. Aaij et al., *The LHCb trigger and its performance in 2011*, JINST **8** P04022 (2013).
- [18] LHCb Collaboration, *LHCb trigger system : Technical Design Report*, CERN-LHCC-2003-031 (2003).

-
- [19] LHCb Collaboration, *LHCb VELO (VERtex LOcator) : Technical Design Report*, CERN-LHCC-2001-0011 (2001).
- [20] S. Perazzini, *Measurement of branching fractions and CP violation for charmless charged two-body B decays at LHCb*, Tese de doutoramento, Università di Bologna, Italia (2012).
- [21] A. S. Dighe et al., *Angular distributions and lifetime differences in $B_s \rightarrow J/\psi \phi$ decays*, Phys.Lett. B369 (1996) 144-150, arXiv:hep-ph/9511363.
- [22] P. Gandini, *Observation of CP Violation in $B^\pm \rightarrow DK^\pm$ Decays*, Springer (2013).