



Università degli Studi di Padova

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

# **Studio dell’universalità leptonica nei decadimenti semileptonici del B**

Laureando: Giacomo Da Molin

Relatore: Franco Simonetto

Co-Relatore: Stefano Lacaprra

Anno accademico 2018-2019

# INDICE

1. Introduzione e motivazioni.....	1
1.1. Universalità leptonica nel modello standard.....	1
1.2. Osservabili studiate .....	3
2. Universalità leptonica nei decadimenti senza b.....	5
2.1. Decadimenti elettrodeboli .....	5
2.2. Decadimenti puramente leptonici del muone e del tau .....	7
2.3. Decadimenti da adroni non b .....	8
3. Decadimenti del B: esperimenti studiati.....	11
3.1. Beauty-Factory: Belle e BaBar .....	11
3.2. LHCb.....	12
4. Universalità in $b \rightarrow s + l + \bar{l}$ .....	15
5. Universalità in $b \rightarrow c + l + \bar{\nu}_l$ .....	21
5.1. $R(D)$ e $R(D^*)$ .....	21
5.2. Indagine sull'universalità leptonica tra $\mu$ ed $e$ .....	25
6. Conclusioni.....	35
Bibliografia .....	36

# 1. Introduzione e motivazioni

La nostra conoscenza del mondo subatomico è attualmente descritta dal modello standard (SM). Esso classifica le particelle elementari tra bosoni, mediatori delle interazioni, e fermioni, che compongono la materia. Questi ultimi sono ulteriormente distinti in quark, soggetti alla forza nucleare forte, e in leptoni, da essa liberi. Il modello standard divide inoltre sia i leptoni che i quark in tre famiglie, in ordine crescente di massa. Scopo della tesi è discutere la cosiddetta universalità leptonica, ossia la caratteristica dei tre leptoni carichi di avere comportamento identico a meno delle differenze dovute alla massa. Si sono infatti osservate non poche anomalie in cui, come vedremo, sembra che nei decadimenti alcuni leptoni siano “preferiti” rispetto ad altri e pertanto le probabilità di decadimento sperimentali siano sensibilmente diverse da quelle previste. La ricerca e la misura di precisione di decadimenti rari ha già portato in passato ad ampliare la conoscenza delle particelle elementari, come nel caso della scoperta della violazione di CP nei decadimenti dei  $K_L$ , che ha portato Kobayashi e Maskawa all'ipotesi di una terza famiglia di fermioni nel Modello Standard.

Questa tesi nasce dal desiderio di analizzare queste anomalie e presentare un quadro generale degli studi dell'universalità leptonica, sotto forma di studio bibliografico. Dapprima, nel capitolo 1, si presenterà nel dettaglio cosa prevede il modello standard, le correnti e le osservabili studiate in questi articoli. Nel capitolo 2 si presenterà un excursus dell'universalità leptonica fuori dalla fisica dei quark b, in quanto quest'ultimo ambito presenta il maggior numero di anomalie ed esso verrà ripreso più estensivamente nei capitoli successivi. Nel capitolo 3 saranno illustrati i principali esperimenti che svolgono attualmente ricerca in questo campo e forniranno gran parte dei risultati che analizzeremo successivamente. Nel capitolo 4 si affronterà l'anomalia presentata dal decadimento  $b \rightarrow s + l + \bar{l}$ , e nel capitolo 5 si tratterà del processo  $b \rightarrow c + l + \bar{\nu}_l$ , dapprima guardando i risultati degli esperimenti per R(D) e R(D\*) riguardanti il  $\tau$  e i leptoni leggeri e successivamente con uno studio originale in cui si combineranno i dati ricavati dalle suddette collaborazioni per ricavare una stima dell'universalità leptonica tra i leptoni leggeri in questi decadimenti.

## 1.1. Universalità leptonica nel modello standard

Il modello standard prevede un leptone carico e il corrispondente neutrino per famiglia. Le tre particelle cariche negativamente sono identiche in tutto fuorché nella massa. Pertanto, esse, con sufficiente energia nel sistema di riferimento del centro di massa di un decadimento  $\sqrt{s}$ , dovranno essere prodotte con equiprobabilità ed avere comportamento cinematico simile a

meno degli effetti dovuti alla massa, che sono spesso trascurabili ad alte energie. In particolare, le costanti di accoppiamento (ovvero “quanto intensamente interagiscono” con una determinata forza) elettrica e debole dovranno essere uguali per  $e, \mu, \tau$ . Questo comportamento è noto come universalità leptonica (LU).

Mentre misurare la carica elettrica è immediato, non così semplice è per l’interazione debole. Per verificare l’universalità in questo ambito conviene distinguere due processi. Il primo è quello delle “Flavour-Changing Charged Currents” (FCCC), rappresentato ad esempio dal caso di  $B \rightarrow D + \tau + \bar{\nu}_\tau$ , caratterizzato da diagrammi di Feynman ad albero (figura 1). Tale nome deriva dal fatto che la corrente cambia il sapore dei quark coinvolti e che essa utilizza il bosone mediatore  $W$ , il quale è carico elettricamente.

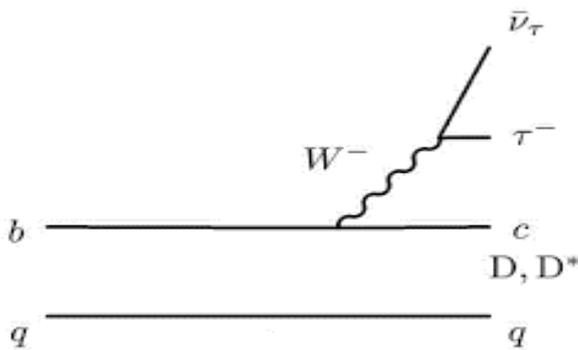


Figura 1: Esempio di diagramma ad albero

Il secondo tipo di processo è dato da FCNC, “Flavour-Changing Neutral Currents”, dette neutre in quanto utilizzano come bosone mediatore  $Z$ , il quale è privo di carica elettrica. Un esempio che vedremo è quello di  $B \rightarrow K + l + \bar{l}$ , e questi decadimenti vengono rappresentati da diagrammi di Feynman a loop (figura 2).

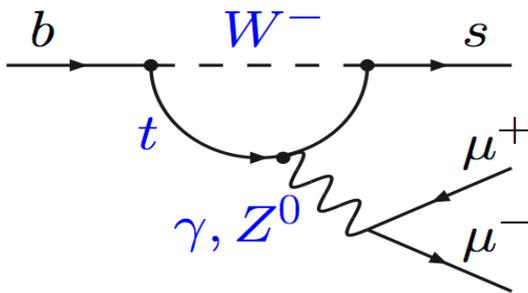


Figura 2: Esempio di diagramma a loop, in particolare della tipologia detta “pinguino”.

Questi due processi saranno discussi separatamente. Ciò perché i decadimenti ad albero avvengono con probabilità molto maggiore rispetto a quelli a loop, e pertanto, nel caso possano accadere entrambi, il secondo fenomeno è soppresso. In linea teorica particelle appartenenti a nuova fisica (NP) possono essere prodotte in entrambi i casi; tuttavia le FCCC, più comuni, sono già state ampiamente studiate senza fornire grandi indizi di NP. Più interessanti nella ricerca sono quindi le rare correnti FCNC, nel cui loop potrebbero essere prodotte e annichilate particelle non appartenenti allo SM.

## 1.2. Osservabili studiate

Scopo degli esperimenti che presenteremo sarà quello di ricavare rapporti di grandezze simili, come ad esempio di frequenze di decadimento, in cui numeratore e denominatore differiranno solo per leptone prodotto. Si sceglie di esprimere le stime finali in forma di rapporto perché nei processi studiati vi sono spesso particelle “spettatrici” o altri effetti, come ad esempio quelli di Quantum Electrodynamics (QED), che influenzano nello stesso modo entrambe le grandezze. In questo modo queste incertezze aggiuntive dovute ad altre interazioni, alla ricostruzione di adroni (che quindi non coinvolgono la parte leptonica, scopo del nostro studio), approssimazioni di modelli (ad esempio fattori di forma adronici, i quali possono essere fattorizzati nella lagrangiana dello SM rispetto alla parte leptonica) o sistematiche comuni si semplificano nel rapporto, consentendoci di ottenere stime sufficientemente accurate da permettere un confronto con la teoria.



## 2. Universalità leptonica nei decadimenti senza b

### 2.1. Decadimenti elettrodeboli

Entrambi i decadimenti studiati avvengono a livello albero. Partiamo dallo studio del bosone neutro Z. Esso è stato osservato in collisori  $e^+e^-$  come LEP (con i rivelatori DELPHI, ALEPH, OPAL, L3),  $p\bar{p}$  come Tevatron e pp come LHC. Z può decadere [1] sia adronicamente (con la produzione di jet), sia in fotoni, neutrini o leptoni carichi. La rilevazione di particelle cariche utilizza la ricostruzione delle tracce, che grazie al campo magnetico del rivelatore, permette di ricostruire l'impulso della particella, mentre per la ricostruzione dell'energia si utilizza l'energia raccolta nel calorimetro (inoltre, in base alla profondità di penetrazione nel calorimetro, si riesce a capire se la particella prodotta è un muone, un elettrone o uno sciame adronico). Nel caso dei  $\tau$  si utilizzano come canali  $\tau \rightarrow \pi + \pi + \nu_\tau$  e  $\tau \rightarrow \pi + \nu_\tau$ . Nei decadimenti adronici della Z è necessario tenere conto che, nei jet adronici prodotti dalla coppia  $q\bar{q}$  e gluoni, sono prodotte anche particelle neutre, le cui tracce non possono essere ricostruite, come si vede anche dalla figura 3. Invece in figura 4 si può osservare le differenze di rivelazione tra le tre famiglie leptoniche.

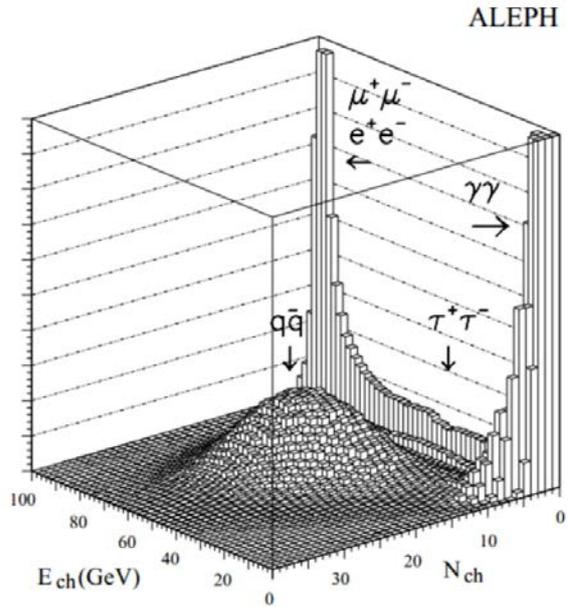
Per il nostro studio leptonico possiamo confrontare le larghezze di decadimento: se vale l'universalità, a meno di fattori dovuti allo spazio delle fasi comunque trascurabili (il più grande, dovuto alla differenza di massa tra tau ed elettrone, varia il risultato dello 0,23%), il rapporto deve valere 1. Sperimentalmente si trova negli esperimenti Z pole [2]:

$$\frac{\Gamma_{Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-}}{\Gamma_{Z \rightarrow e^+ + e^-}} = 1.0009 \pm 0.0028$$

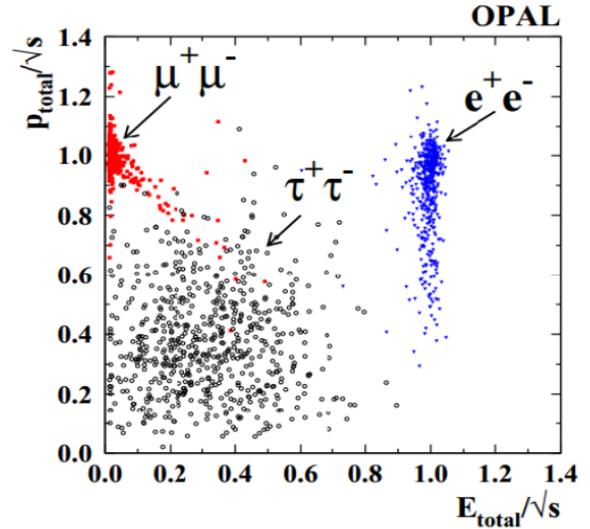
$$\frac{\Gamma_{Z \rightarrow \tau^+ + \tau^-}}{\Gamma_{Z \rightarrow e^+ + e^-}} = 1.0019 \pm 0.0032$$

Invece il più preciso esperimento volto specificatamente a testare LU [3] per la Z porta a:

$$\frac{\Gamma_{Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-}}{\Gamma_{Z \rightarrow e^+ + e^-}} = 0.9974 \pm 0.0050$$



OPAL lepton selection



Sulla sinistra figura 3: Numero di eventi in funzione dell'energia complessiva delle tracce cariche ( $E_{ch}$ ) e del numero di tracce cariche ( $N_{ch}$ ). Le coppie di leptoni leggeri vengono rilevate con tutta la loro energia, mentre gli eventi contenenti  $\tau$  decadono producendo neutrini, la cui energia non viene conteggiata in  $E_{ch}$ . I decadimenti adronici danno vita ai jet (elevato  $N_{ch}$ ) ma un essi vengono prodotte anche particelle neutre (ecco perché  $E_{ch}$  è minore della massa del Z). I fotoni producono particelle cariche via loop. Può accadere che qualcuna di queste particelle sfugga al rivelatore (es. passi nel beam pipe da cui arrivano gli  $e^-e^+$  sorgenti di questi eventi) e pertanto è possibile avere  $N_{ch}$  dispari pur con conservazione della carica.

Sulla destra figura 4: confronto di momento ed energia rilevati rispetto quelli attesi (uguali all'unità). Gli elettroni vengono rilevati con tutta l'energia, ma non sempre tutto l'impulso a causa dell'emissione bremsstrahlung, mentre i muoni cedono ben poca energia al calorimetro, essendo molto penetranti. Il tau ha valori diversi in base alla direzione di emissione delle particelle cariche nel suo decadimento.

Dagli stessi esperimenti, grazie alla produzione di  $W^+W^-$ , si può indagare in modo analogo LU anche per il bosone carico. Sono tuttavia presenti incertezze di un ordine di grandezza maggiori rispetto il bosone neutro. Inoltre ATLAS, a LHC, ottiene una misura più precisa [3]:

$$R = \frac{\mathfrak{B}(W \rightarrow e + \nu)}{\mathfrak{B}(W \rightarrow \mu + \nu)} = 0.997 \pm 0.010,$$

dove il simbolo  $\mathfrak{B}$  indica il rapporto di decadimento. Tuttavia il confronto con la terza famiglia produce risultati più distanti dall'unità. Osservando direttamente le costanti di accoppiamento  $g_i$ , si misura [4]:

$$\frac{g_\tau}{g_\mu} = 1.034 \pm 0.013$$

$$\frac{g_\tau}{g_e} = 1.031 \pm 0.013$$

L'universalità è rispettata nei decadimenti dello Z e del W in leptoni leggeri. Più dubbia appare la situazione nel confronto delle costanti di accoppiamento del  $\tau$  e dei leptoni leggeri nei decadimenti del W.

## 2.2. Decadimenti puramente leptonici del muone e del tau

Questo tipo di decadimenti presenta solo correnti FCCC e lo studio dell'universalità si incentra sui decadimenti del  $\tau$ . Infatti, BaBar, cui una descrizione più accurata seguirà nel capitolo 3, studia con un set di dati raccolti a luminosità integrata  $L = 467 \text{ fb}^{-1}$  [5] di due fasci  $e^+e^-$  a  $\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$ , i quali portano alla produzione di  $4.29 \times 10^8$  coppie di  $\tau^+\tau^-$ . Esse vengono ricostruite studiando i prodotti del loro decadimento, sia leptonici ( $\mu$ ,  $e$ ) che adronici ( $\pi$ ,  $K$ ). Si sfrutta un metodo "tag & probe": uno dei due tau prodotti nell'evento viene ricostruito in uno stato finale prefissato (tag), scelto in modo tale che vi siano pochissimi eventi di fondo. Si contano poi gli eventi in cui l'altro tau decade nello stato finale che si vuole misurare (probe). Il rapporto tra il numero di probe e il numero di tag, corretto per effetti di sottrazione dei fondi e di efficienza, fornisce il rapporto di decadimento nello stato finale "probe". Il  $\tau^+$  prodotto viene usato come tag mediante il canale  $\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+ + \bar{\nu}_\tau$ , con lo scopo di minimizzare le incertezze statistiche e sistematiche. Invece i prodotti leptonici e adronici sopracitati derivano dal decadimento del  $\tau^-$  e costituiscono il segnale, che viene ricostruito da parti diverse del rivelatore in base alla particella carica prodotta (per i dettagli si veda capitolo 3). Si controlla infatti che l'evento abbia carica totale nulla e presenti quattro tracce di particelle cariche, 3 di tag e il leptone "probe". Tramite simulazioni, vengono definiti i vincoli da imporre sulla massa ridotta e impulso risultante, in modo da limitare il fondo.

Analizzando i modi leptonici possiamo calcolare non solo le frequenze di decadimento, ma anche il rapporto tra le costanti di accoppiamento  $g_i$ , dove  $i$  è il leptone considerato. Da questa analisi, BaBar, utilizzando la formula sotto riportata, in cui  $f(x) = 1 - 8x + 8x^3 - x^4 - 12x^2 \log x$  è un fattore che tiene conto della differenza di spazio delle fasi disponibile, ed ottiene:

$$\left(\frac{g_\mu}{g_e}\right)_\tau = \sqrt{\frac{\mathfrak{B}(\tau^- \rightarrow \mu^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu)}{\mathfrak{B}(\tau^- \rightarrow e^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_e)} \times \frac{f(m_e^2/m_\tau^2)}{f(m_\mu^2/m_\tau^2)}} = 1.0036 \pm 0.0020$$

Confrontandola con gli altri risultati ottenuti fino ad oggi, si ottiene la seguente media globale (w.a.):

$$\left(\frac{g_\mu}{g_e}\right)_{\tau;w.a.} = 1.0018 \pm 0.0014 ,$$

la quale risulta molto vicina all'unità, prevista dal modello standard. Invece utilizzando direttamente il decadimento del  $\tau$  e del  $\mu$  nell'elettrone, si trova [6]:

$$\left(\frac{g_\tau}{g_\mu}\right)_e = 1.0011 \pm 0.0015$$

Anche questa misura risulta compatibile con l'unità. Utilizzando i tempi di vita medi di  $\tau$  e  $\mu$  ed i decadimenti  $\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$  e  $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$ , si può ricavare [6] un confronto tra le costanti di accoppiamento tra prima e terza famiglia:

$$\frac{g_\tau}{g_e} = 1.0030 \pm 0.0015$$

Distante 2 deviazioni standard dal valore previsto dallo SM.

Da questi risultati sembra quindi possibile la presenza di contributi di nuova fisica (NP), la quale prevede un accoppiamento maggiore con le famiglie più pesanti, coinvolgendo soprattutto il  $\tau$ .

### 2.3. Decadimenti da adroni non b

È possibile verificare LU anche utilizzando i decadimenti di mesoni pseudoscalari. Si tratta di decadimenti con corrente FCCC, in cui, nello studio dei rapporti di larghezza di decadimento, è necessario tener conto della presenza di fattori di elicità. Alcuni studi di questo tipo sono stati effettuati sui mesoni K. Dal rapporto delle larghezze di decadimento è possibile ricavare il valore delle costanti di accoppiamento [4].

Da  $\Gamma_{K \rightarrow \mu + \nu} / \Gamma_{K \rightarrow e + \nu}$  si ottiene:  $\frac{g_\mu}{g_e} = 0.9978 \pm 0.0020$

Da  $\Gamma_{K \rightarrow \pi + \mu + \nu} / \Gamma_{K \rightarrow \pi + e + \nu}$  si ottiene:  $\frac{g_\mu}{g_e} = 1.0010 \pm 0.0025$

Sono successivamente state effettuate ulteriori misure, in accordo con quelle appena riportate. Il Modello Standard prevede il rapporto della larghezza di decadimento di  $K \rightarrow e + \nu$  rispetto a quella di  $K \rightarrow \mu + \nu$  sia pari a  $R = (2.477 \pm 0.001) \times 10^{-5}$ . Sperimentalmente è stato trovato [7]:

$$R = (2.488 \pm 0.010) \times 10^{-5}$$

Misure analoghe sono state effettuate sui pioni [4], ottenendo:

$$\frac{g_\mu}{g_e} = 1.0021 \pm 0.0016$$

Non è ovviamente possibile fare confronti diretti con la terza famiglia di leptoni in quanto kaoni e pioni non sono abbastanza pesanti da produrre  $\tau$ . Tuttavia misurando le frequenze di decadimento di  $\tau^- \rightarrow h^- + \nu_\tau$ , in cui  $h^-$  indica  $\pi^-$  o  $K^-$ , e  $h^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ , si può ricavare[5]  $(\frac{g_\tau}{g_\mu})_\pi = 0.9856 \pm 0.0057$  per i pioni e  $(\frac{g_\tau}{g_\mu})_K = 0.9827 \pm 0.0086$  per i kaoni.

Combinandole con una media pesata si ottiene:

$$(\frac{g_\tau}{g_\mu})_h = 0.9850 \pm 0.0054$$

Un confronto diretto con la terza famiglia è tuttavia possibile con il mesone  $D_s$  l'ultima misura con precisione sufficiente a permettere un confronto con la teoria a nostra disposizione. Ancora una volta utilizziamo lo stesso metodo, ma questa volta confrontando terza famiglia e seconda famiglia (mentre gli elettroni non sono ancora stati rilevati a causa della forte soppressione di elicità) si misura [8]:

$$R_{D_s} = \Gamma_{D_s \rightarrow \tau + \nu} / \Gamma_{D_s \rightarrow \mu + \nu} = 9.95 \pm 0.57 ,$$

mentre lo SM prevede:

$$R_{D_s,th} = 9.76 \pm 0.10$$

Sebbene quest'ultimo risultato sia meno preciso, l'universalità leptonica risulta rispettata nei decadimenti ad albero dei mesoni. Misure su mesoni vettori sono soggette a maggior incertezza a causa dei fattori di forma. Analogamente correnti FCNC non sono ancora state misurate a causa di incertezze adroniche dominanti in questi decadimenti.

La seguente tabella (tabella 1), pur non mostrando tutte le misure precedentemente esposte, fornisce un utile riassunto, elencando i risultati sperimentali presentati in [4].

	$\Gamma_{\tau \rightarrow \mu} / \Gamma_{\tau \rightarrow e}$	$\Gamma_{\pi \rightarrow \mu} / \Gamma_{\pi \rightarrow e}$	$\Gamma_{K \rightarrow \mu} / \Gamma_{K \rightarrow e}$	$\Gamma_{K \rightarrow \pi \mu} / \Gamma_{K \rightarrow \pi e}$	$\Gamma_{W \rightarrow \mu} / \Gamma_{W \rightarrow e}$
$ g_{\mu} / g_e $	1.0018 (14)	1.0021 (16)	0.9978 (20)	1.0010 (25)	0.996 (10)
	$\Gamma_{\tau \rightarrow e} / \Gamma_{\mu \rightarrow e}$	$\Gamma_{\tau \rightarrow \pi} / \Gamma_{\pi \rightarrow \mu}$	$\Gamma_{\tau \rightarrow K} / \Gamma_{K \rightarrow \mu}$	$\Gamma_{W \rightarrow \tau} / \Gamma_{W \rightarrow \mu}$	
$ g_{\tau} / g_{\mu} $	1.0011 (15)	0.9962 (27)	0.9858 (70)	1.034 (13)	
	$\Gamma_{\tau \rightarrow \mu} / \Gamma_{\mu \rightarrow e}$	$\Gamma_{W \rightarrow \tau} / \Gamma_{W \rightarrow e}$			
$ g_{\tau} / g_e $	1.0030 (15)	1.031 (13)			

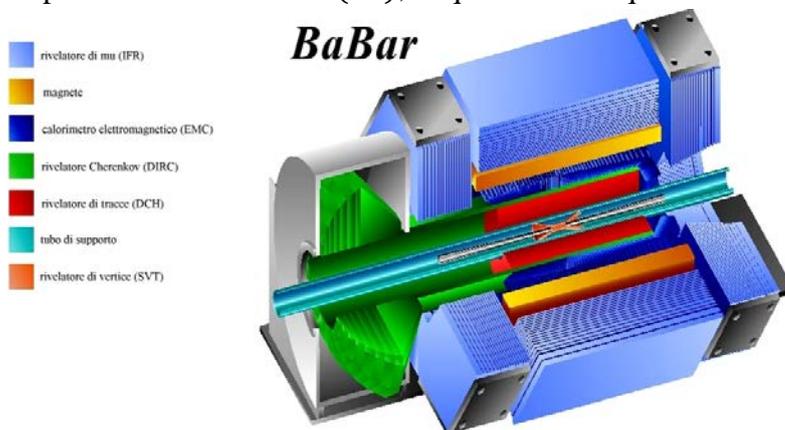
Tabella 1: risultati sperimentali di test di universalità leptonica [4], il cui errore complessivo è indicato tra parentesi. Essi sono disposti nelle tre righe in base a che rapporto di costanti di universalità studiano; sopra ogni misura è inoltre possibile vedere da quale rapporto di larghezze di decadimento è stata ricavata.

### 3. Decadimenti del B: esperimenti studiati

Prima di iniziare a discutere della fisica dei mesoni B, presenteremo molto rapidamente con quali rivelatori viene principalmente svolta la ricerca in questo campo.

#### 3.1. Beauty-Factory: Belle e BaBar

Le B-Factory sono collisori  $e^+e^-$  che operano ad un'energia nel centro di massa che corrisponde alla risonanza  $Y(4S)$ , la quale decade quasi esclusivamente in coppie di mesoni



B.

Figura 5: immagine di BaBar

Entrambi i collisori sono detti asimmetrici, in quanto i due fasci da essi prodotti viaggiano a velocità differenti. In questo modo il centro di massa della reazione non è fermo nel nostro sistema di riferimento, ma viaggia in verso concorde al fascio più veloce. Le particelle avranno quindi una direzione di produzione preferenziale nel sistema di riferimento del laboratorio. L'esperimento BaBar (figura 5) utilizza un fascio di elettroni a 9.0 GeV ed uno di positroni a 3.1 GeV, accelerati dall'acceleratore lineare SLAC e fatti viaggiare in modo da scontrarsi al centro del rivelatore con velocità parallele ed opposte dagli anelli di PEP-II. L'apparato è composto [9] da: un rivelatore di vertici (SVT) e un rivelatore di tracce (DCH), che ricostruiscono rispettivamente vertici ed impulso di particelle cariche (tramite la perdita di energia della particella nel gas posizionato all'interno del rivelatore e all'azione di un campo magnetico di 1.5 T); un rivelatore Cherenkov (DIRC), che ricostruisce la velocità della particella (importante per distinguere pioni e kaoni); un calorimetro (EMC) che ricostruisce l'energia di fotoni di particelle cariche non troppo penetranti (come i muoni) tramite gli sciami; vi è infine il rivelatore di muoni, in cui strati di assorbitori rilevano le particelle penetranti giunte fin lì e permettono al flusso magnetico del solenoide esterno al detector di chiudersi.

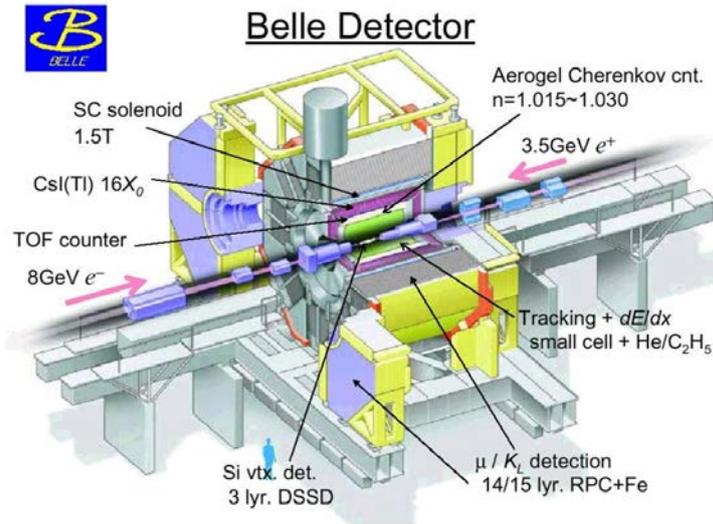


Figura 6: immagine di Belle

In modo pressoché analogo, Belle (figura 6) utilizza lo stesso schema nel suo rivelatore, con l'aggiunta di un time of flight counter (TOF), che aiuta ad indentificare le particelle e funge da trigger, e un ulteriore calorimetro nella sua parte più interna (anch'esso funge da trigger e dà informazioni sulla luminosità mentre ancora è in corso la presa dati). L'acceleratore KEKB fornisce un fascio di  $e^-$  a 8 GeV e  $e^+$  a 3.5 GeV, raggiungendo la stessa massa invariante di BaBar, corrispondente al picco della risonanza  $Y(4S)$ .

### 3.2. LHCb

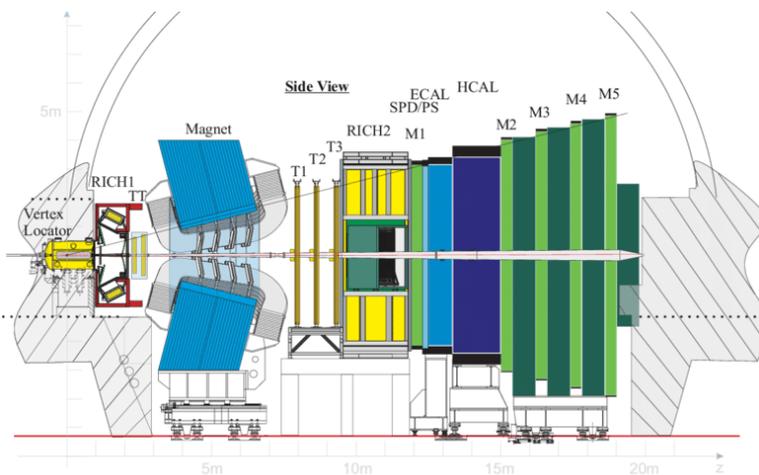


Figura 7: immagine di LHCb

Sfruttando l'energia dell'acceleratore LHC, i mesoni B vengono prodotti principalmente parallelamente al fascio: perciò il rivelatore non è attorno all'intero angolo solido del punto d'interazione, ma è posto "in avanti" al vertice. Perciò LHCb (figura 7) è uno spettrometro a singolo braccio, contenente specifici sottorivelatori. Il più vicino al vertice principale è il rivelatore di vertici, che riesce a ricostruire con estrema precisione vertici primari e secondari

(fornendo un utile criterio di distinzione tra segnale e fondo, soprattutto visto che qui non si usa la risonanza  $Y(4S)$ , e pertanto vengono prodotti molti tipi di particelle, anche non B). Successivamente vi è un primo rivelatore Cherenkov che misura la velocità delle particelle prodotte a basso impulso, un sistema di tracciamento prima e dopo il magnete in figura ed un secondo rivelatore Cherenkov per particelle ad alto impulso. Infine sono posizionati i calorimetri e, ultimi, i rivelatori di muoni.



## 4. Universalità in $b \rightarrow s + l + \bar{l}$

Si tratta di un decadimento con diagramma a loop, quindi della tipologia più sensibile a NP.

Questa tipologia di eventi è stata studiata anche a collisore  $e^+e^-$ , in cui tuttavia sono stati raccolti pochi eventi e i cui risultati hanno precisione statistica insufficiente per permettere confronti con la teoria. Ci concentreremo quindi sui risultati ottenuti da LHCb. Vogliamo studiare il rapporto:

$$R^\circ(K^{(*)}) = \frac{\mathfrak{B}(B \rightarrow K^{(*)} + \mu^- + \mu^+)}{\mathfrak{B}(B \rightarrow K^{(*)} + e^- + e^+)}$$

Vengono anche studiate variabili angolari, ma non ce ne occuperemo in questa tesi. Nella pratica [10][11] tuttavia, per eliminare incertezze correlate si sfrutta la ben nota frequenza di decadimento  $B \rightarrow K^{(*)} + J/\psi$ , utilizzando il doppio rapporto:

$$R(K^{(*)}) = \frac{\mathfrak{B}(B \rightarrow K^{(*)} + \mu^- + \mu^+)}{\mathfrak{B}(B \rightarrow K^{(*)} + J/\psi(\rightarrow \mu^- + \mu^+))} \div \frac{\mathfrak{B}(B \rightarrow K^{(*)} + e^- + e^+)}{\mathfrak{B}(B \rightarrow K^{(*)} + J/\psi(\rightarrow e^- + e^+))}$$

Infatti sono stati svolti test di universalità leptonica sulla risonanza  $J/\psi$ , il cui decadimento leptonic è di tipo albero (ma, contrariamente ai decadimenti presentati nel capitolo 2 che sono decadimenti deboli, questo è un canale elettromagnetico). Per essa si è ottenuto [12]:

$$\frac{\Gamma_{J/\psi \rightarrow e^+e^-}}{\Gamma_{J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-}} = 1.0016 \pm 0.0031$$

Il risultato è in accordo con LU. Pertanto inserire i canali passanti per  $J/\psi$  nel nostro rapporto non turberà il risultato della misura (ovvero, se si dovesse registrare una deviazione dalla LU, si saprebbe che essa non proviene dalla risonanza).

Il canale che ha come stato intermedio la risonanza viene chiamato “risonante”, mentre l’altro è detto semplicemente “non risonante”.

Le previsioni teoriche suggeriscono valori diversi al variare di  $q^2$ , quadrato della massa invariante di due leptoni prodotti: pertanto l’analisi viene svolta divisa in regioni di  $q^2$  separate, tenendo conto anche di ulteriori risonanze che potrebbero aumentare o diminuire la  $\mathfrak{B}$ , alterando quindi il risultato. Ad esempio, nel caso di  $R(K^*)$  [10], si calcola il rapporto nei seguenti intervalli:

- $0.045 \text{ GeV}^2/c^4 \leq q^2 \leq 1.1 \text{ GeV}^2/c^4$ , il cui limite inferiore è dovuto alla massa invariante minima per generare i  $\mu$ , mentre quello superiore per isolare in questo bin la risonanza  $\Phi(1020)$ .

- $1.1 \text{ GeV}^2/c^4 \leq q^2 \leq 6.0 \text{ GeV}^2/c^4$ , il cui limite superiore è scelto per evitare la coda della risonanza  $J/\psi$

Esperimenti di Belle e BaBar si sono spinti a  $q^2$  maggiori, ma come già detto, hanno ottenuto risultati con precisione limitata a causa della bassa statistica. Entrambi i canali possono decadere direttamente in  $K + \pi$  oppure passare per la risonanza  $K^*$  e poi decadere nel kaone e nel pione. Tuttavia queste due configurazioni hanno momento angolare  $L$  diverso:  $K^*$  presenta  $L=1$  ed è detta P-wave, mentre il canale diretto mantiene un  $L=0$  e perciò è detta S-wave. Questa differenza di momento angolare si osserva in differenti distribuzioni angolari dei prodotti. Questo è infatti stato il motivo iniziale di ricerca in questo decadimento, poi passato in secondo piano dopo l'osservazione di violazione di LU che verrà descritta successivamente. Questo studio, sebbene interessante e con possibilità di indagine nella NP, non verrà trattato in questa tesi; ci limiteremo a dire che la componente dominante è risultata essere la P-wave, con componenti di S-wave dell'ordine del percento.

L'apparato sperimentale di LHCb presenta non poche complicazioni nella rivelazione di elettroni. Infatti avendo massa minore, essi sono molto più soggetti all'emissione di fotoni per bremsstrahlung. Ignorare questo fenomeno porterebbe a grossi errori nella ricostruzione dell'impulso dei leptoni e quindi nel calcolo della massa invariante di B per verificare se l'evento appartiene al segnale o al fondo. Si cercano concentrazioni di fotoni nel calorimetro (dette "bremsstrahlung clusters") ed esse, in base all'energia rilevata vengono attribuite ad uno o l'altro leptone (nel caso non sia possibile capire chi dei due è l'emettitore, l'energia viene aggiunta ad uno dei due a caso). Questo processo crea grosse incertezze in quanto: si perdono cluster sotto una certa energia di soglia; entra in gioco l'accettanza e la risoluzione del calorimetro; è possibile che energia prodotta da qualcos'altro venga erroneamente considerata bremsstrahlung cluster. Gli eventi con elettroni devono soddisfare diversi criteri per essere associati al segnale, in base a quali soddisfano (e quindi che trigger lo rivela come segnale) vengono raggruppati in 3 categorie: LOE se è l'elettrone a far scattare il trigger; LOH se è uno degli adroni originato da  $K^*$ ; LOI se è altro, ad esempio una particella dell'altro B prodotto. Molto più pulita è la rivelazione dei muoni: poniamo a titolo esemplificativo la figura 8 [13].

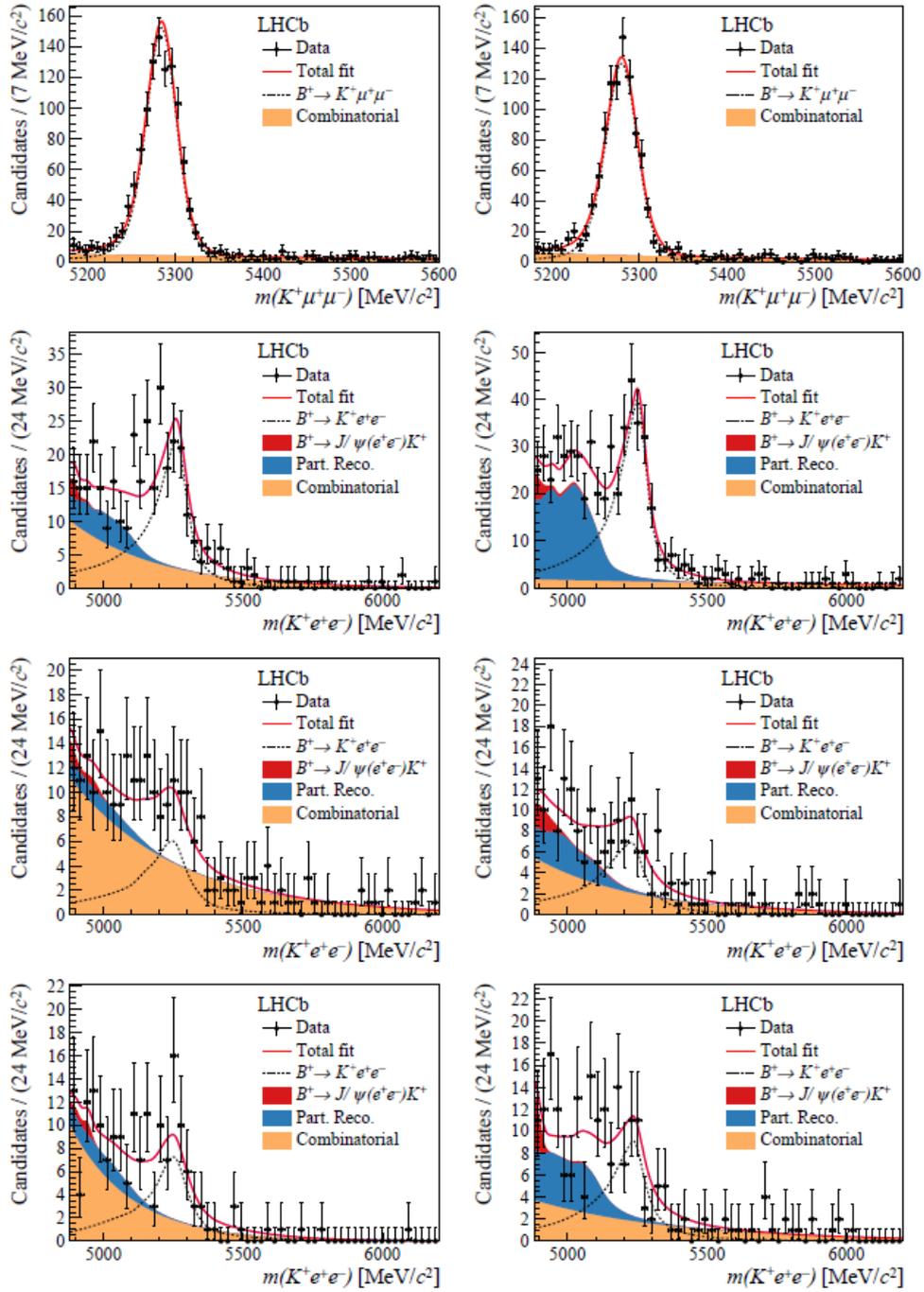


Figura 8: Fit sulla massa invariante di  $K^+l^+l^-$  utilizzando i canali non risonanti [13]. La colonna a sinistra corrisponde ai dati raccolti ad energia nel centro di massa  $\sqrt{s}$  a 7 ed 8 TeV, mentre quella a destra corrisponde a  $\sqrt{s} = 13$  TeV. Nella prima riga si osservano i risultati per i muoni, nelle successive quelle degli eventi elettronici il cui trigger è dato da, rispettivamente, LOE, LOH ed LOI. Si può osservare dall'unità di misura delle ordinate la differenza tra le dimensioni del campione degli elettroni e quello dei muoni.

Gli eventi vengono ricostruiti richiedendo che vi siano due paia di tracce ricostruite con carica opposta (della coppia leptone e antileptone e di  $K^+ + \pi^-$  dal decadimento di  $K^{*0}$ ), che le

masse invarianti siano compatibili con quelle del B per l'intero sistema e del  $K^{*0}$  per i due adroni e che i vertici siano compatibili con l'impulso delle particelle ricostruite. Per escludere il fondo vengono inoltre imposti vincoli sull'impulso di alcuni prodotti finali. Mentre per identificare il canale risonante dei muoni è sufficiente mettere dei vincoli stretti ( $100 \text{ MeV}^2/c^4$  attorno al valore aspettato, circa a  $9.0 \text{ GeV}^2/c^4$ ) sulle masse invarianti quadrate, nel caso elettronico, a causa della scarsa precisione di ricostruzione dovuta a bremsstrahlung che porta quindi a stime imprecise della massa invariante dell'evento, si effettua l'analisi in un canale con vincoli di  $q^2$  molto larghi (tra  $6.0 \text{ GeV}^2/c^4$  e  $11.0 \text{ GeV}^2/c^4$ ).

Con lo scopo di ricavare le frequenze di decadimento, viene effettuato un fit della massa invariante complessiva  $m(K^+\pi^-l^+l^-)$  sulle distribuzioni di ciascuno dei campioni rispetto  $q^2$ : quindi vi sono tre fit nel caso degli elettroni, uno per tipo di trigger che ha segnalato l'evento, e uno solo nel caso dei muoni. Verificato che i risultati di tutti i campioni elettronici concordano, viene effettuato con lo stesso metodo un fit globale.

Quanto a  $R(K)$  [11], si utilizza un metodo simile, ma si utilizza un unico intervallo di  $q^2$ , scelto tra 1 e  $6 \text{ GeV}^2/c^4$ , per i canali non risonanti, e si utilizzano zone più elevate per quelli risonanti (da 8.68 a 10.09 per quello muonico, da 6 a 10.09 per quello elettronico). Anche la ricostruzione varia: ora vi sono tre tracce cariche (i due leptoni e il K) ed un solo vertice. Ciò porta ad un aumento del fondo.

Riportiamo i risultati emersi [11] [10] seguiti da un'immagine che li compara con la teoria (figura 9) e da una tabella con i risultati teorici previsti (figura 10):

$$R(K) = 0.745_{-0.074}^{+0.090}(\text{stat}) \pm 0.036(\text{syst})$$

$$R_{K^{*0}} = \begin{cases} 0.66 \pm_{0.07}^{+0.11}(\text{stat}) \pm 0.03(\text{syst}) & \text{for } 0.045 < q^2 < 1.1 \text{ GeV}^2/c^4, \\ 0.69 \pm_{0.07}^{+0.11}(\text{stat}) \pm 0.05(\text{syst}) & \text{for } 1.1 < q^2 < 6.0 \text{ GeV}^2/c^4. \end{cases}$$

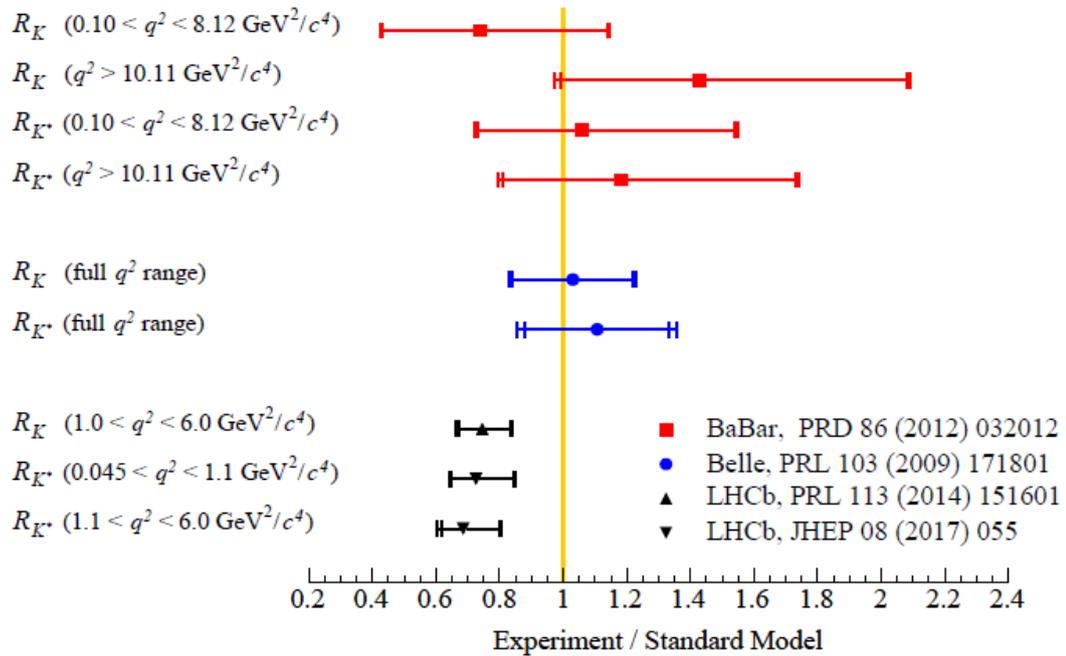


Figura 9: rappresentazione dei risultati sperimentali. Come già detto gli unici con significanza sufficiente a permettere un paragone con l'unità sono quelli di LHCb [10][11].

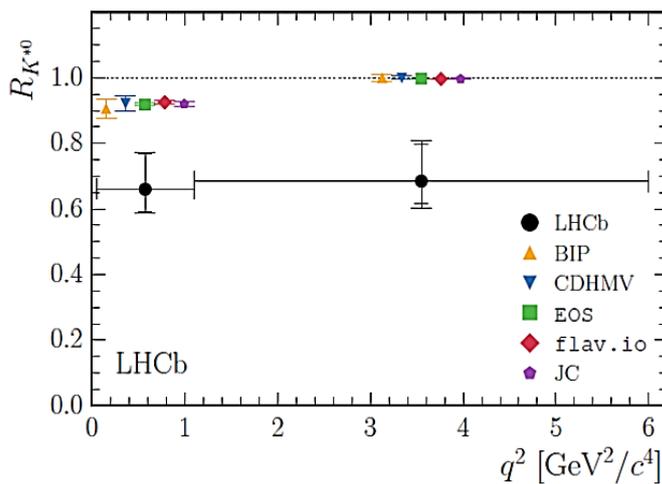


Figura 10: per  $R(K^*)$  confronto dei punti sperimentali (neri) con quelli teorici (colorati). I risultati delle altre collaborazioni non sono riportati perché aventi errore troppo grande per permettere confronti teorici. Per  $R_K$  invece il risultato previsto è l'unità.

I risultati sono in contrasto col modello standard, con una tensione di  $2.6\sigma$ ,  $2.1-2.3\sigma$  e  $2.4-2.5\sigma$  rispettivamente per  $R(K)$ ,  $R(K^{(*)})$  per  $q^2$  bassi e  $(K^{(*)})$  per  $q^2$  medi (il numero preciso di deviazioni standard varia negli intervalli indicati in base alla previsione teorica che si sta considerando).

Un'ulteriore misura [13] di  $R(K)$  è stata effettuata recentemente (Marzo 2019), sempre da LHCb, ed ha portato a:

$$R(K) = 0.846^{+0.060+0.016}_{-0.054-0.014}$$

Dove il primo errore è statistico e il secondo sistematico. Osserviamo che il valore è aumentato, ma a causa della diminuzione dell'errore vi sono ancora  $2.5\sigma$  di tensione col valore previsto dallo SM.

Questi discostamenti dallo SM hanno portato molti esperimenti a programmare misure di questi rapporti di decadimento nei prossimi anni, consapevoli della possibilità di trovare tracce di NP in questa FCNC.

## 5. Universalità in $b \rightarrow c + l + \bar{\nu}_l$

### 5.1. $R(D)$ e $R(D^*)$

Lo studio di  $|V_{ub}|$  e  $|V_{cb}|$  è essenziale per misurare il triangolo dell'unitarietà CKM e verificare sperimentalmente la validità della teoria di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. Durante lo studio dell'elemento di matrice indicante la transizione dal quark  $b$  al  $c$ , alle B-Factory si è notata un'anomalia: i decadimenti semileptonici del B nel tau sembravano avvenire più spesso di quanto prevedesse la teoria. Ciò ha spinto ad indagare anche esclusivamente su questo fenomeno. Diverse ricerche sono state volte alla misura di:

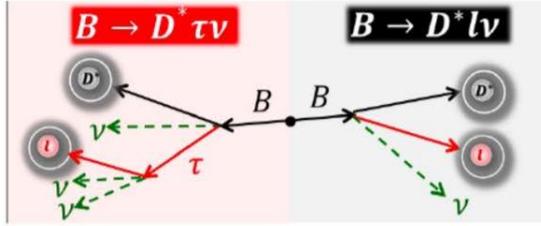
$$R(D^{(*)}) = \frac{\mathfrak{B}(B \rightarrow D^{(*)} + \tau + \bar{\nu}_\tau)}{\mathfrak{B}(B \rightarrow D^{(*)} + l + \bar{\nu}_l)}$$

in cui  $l$  sta per leptone leggero ( $\mu, e$ ) (figura 11).

Per misurare questo rapporto si usa la tecnica del tagging: essa sfrutta il fatto che la risonanza  $Y(4S)$  decade quasi esclusivamente in coppie di mesoni B. Essa consiste nel ricostruire uno dei due B prodotti (detto  $B_{tag}$ ) e considerare quindi tutte le altre particelle rilevate e le tracce nel calorimetro associate all'altro B, detto  $B_{sig}$ . Le informazioni raccolte su  $B_{tag}$  permettono inoltre di ricostruire carica e impulso del  $B_{sig}$  prodotto assieme ad esso.

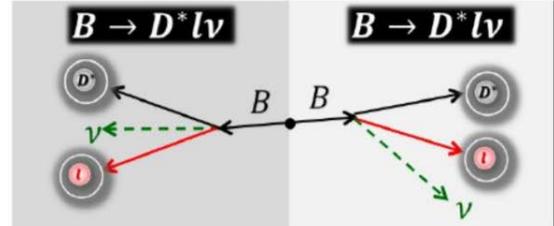
Vi sono due tipi di misure che usano la tecnica del tagging: quelle esclusive, del tipo  $B \rightarrow D^{(*)} + l + \bar{\nu}_l$ , in cui tutti i prodotti del decadimento sono ricostruiti, con la sola eccezione dei neutrini; quelle inclusive  $b \rightarrow X_c + l + \bar{\nu}_l$ , in cui non tutte le particelle finali vengono ricostruite. Nello studio di  $R(D^{(*)})$  si utilizzerà solo la prima. Il tagging esclusivo può essere adronico, se  $B_{tag}$  viene ricostruito usando decadimenti con prodotti finali puramente adronici (sono una piccola parte dei canali di decadimento del B, ma hanno il vantaggio che in essi non vengono prodotti neutrini e quindi il B è completamente ricostruito), oppure semileptonico (molti più eventi ricostruiti, ma vengono prodotti uno o più neutrini che non possono essere rilevati).

Semitauonic signal-side decay and semileptonic tag-side.



Numerator in  $\mathcal{R}(D^*)$

Normalization events are double semileptonic decays.



Denominator in  $\mathcal{R}(D^*)$

Figura 11: esempio di un evento di segnale (a sinistra) e di normalizzazione (a destra) di  $\mathcal{R}(D^{(*)})$  nel caso di tagging semileptonico. Nel caso di tagging adronico i prodotti nella parte destra di entrambe le figure devono essere adroni affinché l'evento venga considerato come candidato a segnale e normalizzazione.

Si assume che i decadimenti studiati in questa sezione siano invarianti per isospin, ovvero che, ad esempio, decadimenti del tipo  $\overline{B}^0 \rightarrow D^{*-} + l^+ + \nu_l$  e  $B^- \rightarrow D^{*0} + l^- + \overline{\nu}_l$  abbiano comportamenti analoghi: perciò con una scrittura del tipo  $B \rightarrow D^* + l + \nu_l$  si intendono tutti i canali che differiscono solo per quark spettatore (e conseguenti cariche), in quanto esso non influisce sulle misure che vogliamo effettuare.

Tutti i decadimenti studiati in questo capitolo presentano diagrammi di Feynman ad albero. Presenteremo ora una lista di articoli e risultati riguardo  $\mathcal{R}(D^{(*)})$ .

**BaBar:** La misura [14] è stata effettuata con un tagging adronico. Il  $\tau$  viene ricostruito per via leptonica, in modo da ottenere una cancellazione di efficienze nel rapporto con la normalizzazione. Viene richiesto l'impulso dei leptoni rilevati nel laboratorio sia maggiore di 300 MeV per gli elettroni e 200 MeV per i muoni. Si richiede inoltre i vertici siano coerenti col decadimento studiato e che la massa del candidato  $D^{(*)}$  sia a meno di 4 deviazioni standard dal valore nominale. Per ricavare le rese di segnale da cui si ricava  $\mathcal{R}(D^{(*)})$ , viene effettuato un fit sulle distribuzioni di  $m_{miss}^2$  e  $|p_l^*|$ . Quest'ultima variabile rappresenta il modulo dell'impulso del leptone nel sistema di riferimento solidale al B. Invece  $m_{miss}^2 = E_{miss}^2 - p_{miss}^2$  sfrutta le informazioni ricavate dalla completa ricostruzione di  $B_{tag}$  per prevedere l'impulso del segnale. Infatti nei decadimenti semileptonici di  $B_{sig}$ , per conservazione del numero leptonico, vengono inevitabilmente prodotti neutrini, i quali non possono essere rilevati da questo genere di esperimenti. Nel caso ne venga prodotto solo uno (normalizzazione) allora la distribuzione del nostro estimatore sarà una gaussiana con picco in 0; nel caso del segnale, si ha l'ulteriore decadimento del  $\tau$  nei leptoni leggeri con emissione di altri neutrini, che comporta un valor medio non nullo di  $m_{miss}^2$ . In figura 12 vediamo i risultati dei fit sulle proiezioni di  $m_{miss}^2$  e  $|p_l^*|$ .

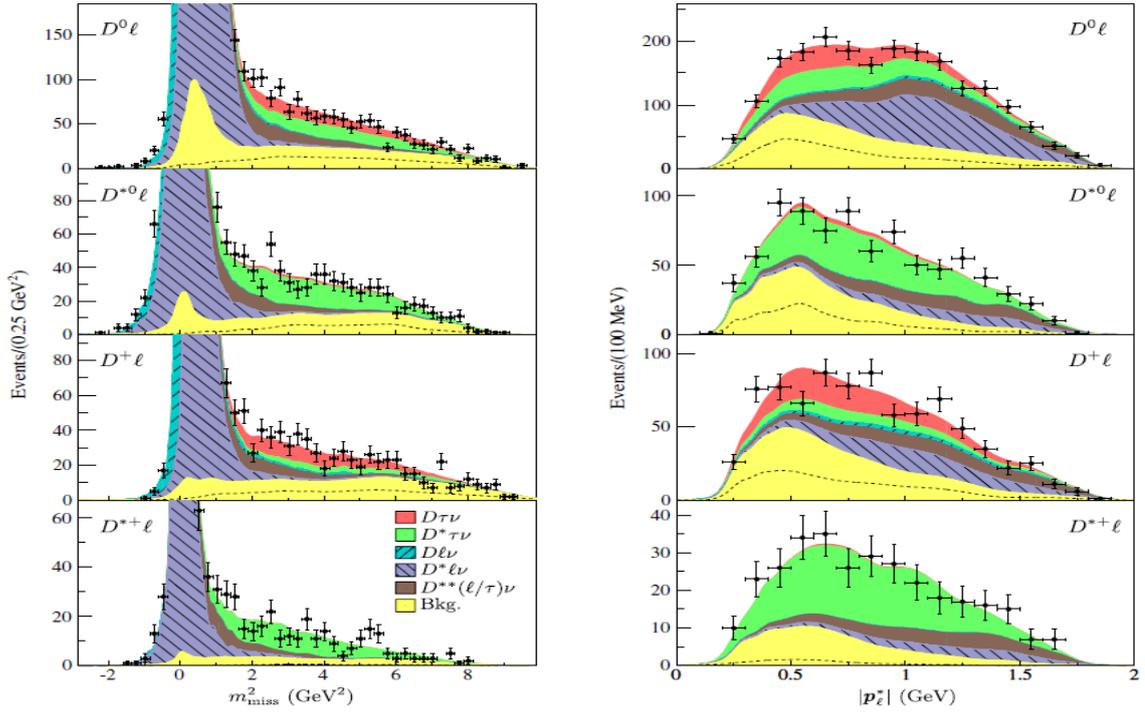


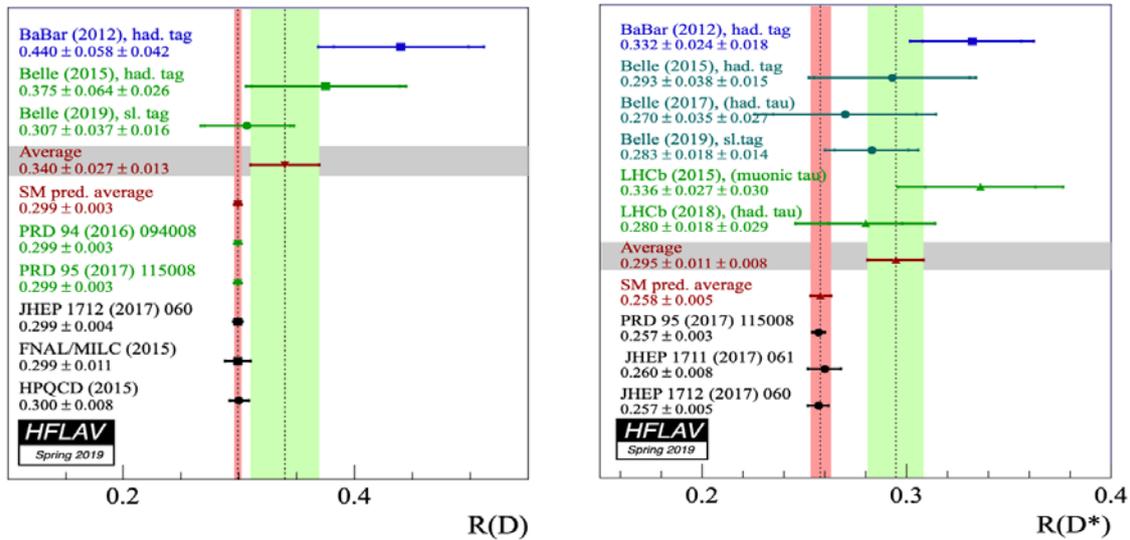
Figura 12: fit [14] delle distribuzioni sulle proiezioni di  $m_{miss}^2$  (a sinistra) e  $|p_l^*|$  (a destra). Ogni immagine rappresenta il particolare caso di isospin indicato in essa. I punti sperimentali, rappresentati in nero, sono ben fittati dalla somma delle distribuzioni dei diversi decadimenti, evidenziati in colori diversi secondo la legenda della figura in basso a sinistra.

**Belle:** La misura più recente [15], presentata questo aprile, è stata effettuata utilizzando tagging semileptonico. Il  $\tau$  è stato ricostruito in canali leptonici, distinguendolo dalla normalizzazione imponendo un vincolo sull'angolo tra  $p_B$  e  $p_{(D^{(*)})l}$ . Il  $D^{(*)}$  è stato ricostruito in canali dipendenti dal sapore, sempre richiedendo la massa degli adroni prodotti fosse compatibile con quella nominale (con vincoli un po' più larghi nel caso nei prodotti finali vi fosse un  $\pi^0$ ). Si utilizzano le variabili del boosted decision tree (BDT), l'energia raccolta nel calorimetro non appartenente a nessuno dei prodotti  $E_{cl}$  e  $m_{miss}^2$  per distinguere ulteriormente segnale, normalizzazione e fondo. Viene effettuato un fit bidimensionale sulle distribuzioni del classificatore BDT e di  $E_{cl}$ , da cui si ricavano la resa del segnale e le frequenze di decadimento. Questo risultato è, come vedremo, di quelli che misurano entrambi gli stati di D, quello più compatibile con la teoria, distante solamente  $1.2\sigma$  dal valore previsto.

**LHCb:** diversamente da Belle e BaBar, LHCb non utilizza la risonanza  $Y(4S)$ , e pertanto la maggior parte dei suoi prodotti non sono coppie di mesoni B. Pertanto non può utilizzare la tecnica del tagging. Inoltre le energie a cui lavora rendono l'individuazione e la ricostruzione degli elettroni piuttosto complicata e soggetta a molte incertezze. Per questo motivo, nello studio di  $R(D^*)$  (non vi sono stati esperimenti volti alla ricerca di  $R(D)$ ), non considerati i canali con elettroni tra i prodotti finali: ci si focalizza sulla ricerca dei muoni e dei tauoni

(ovviamente escludendo il loro canale di decadimento elettronico). Sono stati pubblicati due articoli, relativi a due campioni la cui differenza principale è il canale di ricostruzione del  $\tau$ : un primo utilizza il canale muonico [16], il secondo utilizza il canale  $\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+ + \bar{\nu}_\tau + (\pi_0)$ . Ci concentreremo su questa seconda misura [17], in quanto quella più precisa. In particolare si normalizza la frequenza di decadimento del tau nei 3 (o 4) pioni dividendola per  $\mathfrak{B}(B^0 \rightarrow D^* + 3\pi)$ . Si distingue il segnale dal fondo richiedendo vi siano 6 tracce cariche (i tre pioni del tau e gli adroni del decadimento di  $D^*$ , ricostruito nel canale:  $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 (\rightarrow K^+ + \pi^-) + \pi^-$ ) ed utilizzando l'ottima risoluzione di LHCb nella ricostruzione dei vertici, in particolare vengono posti vincoli su quelli del tau nei 3 pioni e quelli del  $D^*$ . È possibile ricostruire  $p_\tau$  utilizzando gli impulsi dei pioni e la direzione di volo del leptone, a meno di un'ambiguità tra due soluzioni (si sceglie la media delle due), a causa della presenza dell'antineutrino, che non è possibile rilevare. Ciò permette di ricostruire  $q^2$ , massa invariante del tau e del neutrino prodotto nel vertice di B ed il tempo di vita media del leptone carico  $t_\tau$ . Su queste, assieme ad altre variabili del boosted decision tree (BDT), con lo scopo di isolare il fondo in due particelle charmed che poi decadono in 3 pioni, viene effettuato un fit tridimensionale, da cui si ricava la frequenza di decadimento nel segnale. Per la  $\mathfrak{B}(B^0 \rightarrow D^* + 3\pi)$  si richiede i pioni siano originati nel vertice del B, che non vi siano altre particelle prodotte da questi vertici e vi sia un solo candidato B possibile. Per ricavare la frequenza di decadimento di questo canale si effettua un fit sulla massa invariante di tutti i prodotti. Infine  $\mathfrak{B}(B^0 \rightarrow D^{*-} + \mu^+ + \nu_\mu)$  viene ricavata da altri esperimenti.

I risultati sono esposti nelle seguenti figure [18], prima separatamente per  $R(D)$  e  $R(D^*)$  (figura 13 e 14), poi uniti tenendo conto delle correlazioni tra le due stime (figura 15):



Sulla sinistra figura 13: partendo dall'alto, i risultati trovati da BaBar (in blu) e Belle (in verde) con relativa barra d'errore. I risultati sperimentali (in alto) forniscono la media indicata dalla banda verde. Dal basso in nero e successivamente in verde osserviamo invece le stime teoriche, la cui media è indicata nella colonna rossa.

Sulla destra (pagina precedente) figura 14: dall'alto i risultati sperimentali evidenziati di colori diversi in base alla collaborazione che li ha ottenuti, la cui media è rappresentata in rosso e il cui bin corrispondente al 68% del CL è evidenziato in verde. Dal basso in nero le stime teoriche e la loro media, rappresentata in rosso col corrispondente bin evidenziato dello stesso colore.

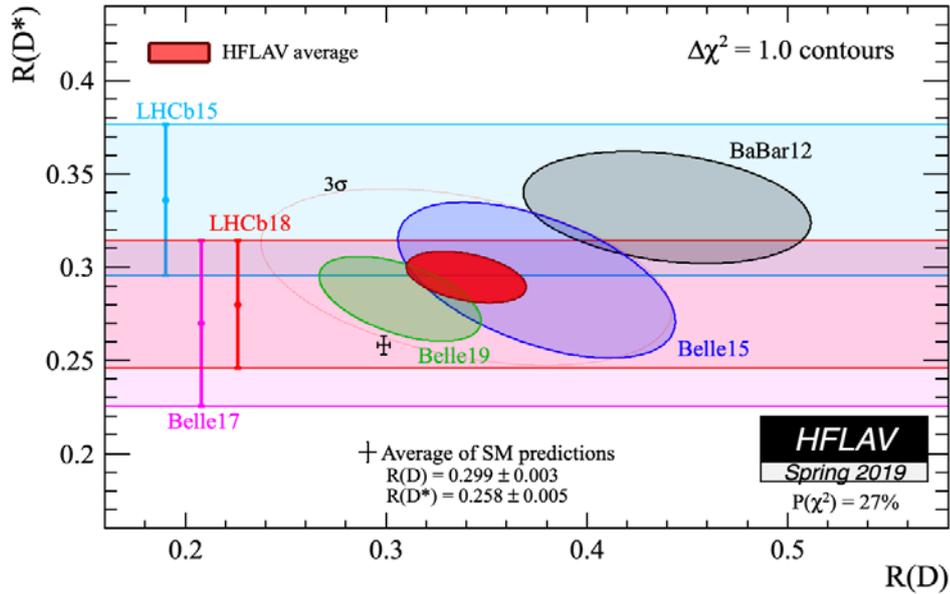


Figura 15: Aree di accordo col 68% di CL rispetto ai risultati rispettivamente indicati. Il valore atteso teorico è rappresentato da una crocetta nera. Come già detto, delle misure di  $R(D)$  e  $R(D^*)$ , la stima di Belle 2019 è la più vicina al valore atteso ( $1.2\sigma$ ). La media rimane tuttavia lontana ( $3.08\sigma$ ).

Sebbene la media sia ancora lontana da un accordo con la teoria, le misure più recenti sembrano avvicinarsi ai valori previsti. Nuovi esperimenti sono in corso (Belle2, LHCb) per migliorare ulteriormente la statistica e testare in modo più preciso la possibilità di effetti di NP in questo decadimento.

## 5.2. Indagine sull'universalità leptonica tra $\mu$ ed $e$

Nello studio di  $R(D^{(*)})$  si suppone che i comportamenti dei leptoni carichi leggeri, muone ed elettrone, siano uguali, e perciò nel confronto con la frequenza di decadimento in  $\tau$ , si utilizza la generica lettera  $l$ . Scopo di questo capitolo sarà verificare la validità di questa ipotesi tramite un opportuno studio bibliografico svolto sugli articoli che hanno calcolato  $|V_{cb}|$  tenendo separati i campioni elettronici e muonici. L'obiettivo di questa analisi sarà ricavare:

$$R(D^{(*)})_{e/\mu} = \frac{\mathfrak{B}(B \rightarrow D^{(*)} + e + \bar{\nu}_e)}{\mathfrak{B}(B \rightarrow D^{(*)} + \mu + \bar{\nu}_\mu)}$$

Presentiamo ora gli articoli da cui estrarremo i nostri dati, ordinati per collaborazione. Si noti che mentre gli studi di  $R(D^{(*)})$  derivano sempre necessariamente da analisi tagged, quelli di  $|V_{cb}|$  possono essere svolti sia col precedentemente descritto metodo di tagging, sia senza, ovvero untagged. Il metodo untagged cerca di ricostruire tutto l'evento assieme: le tracce la cui somma è compatibile con un decadimento di un B vengono considerate segnale e nel caso vi siano più ricostruzioni possibili, si sceglie quella la cui massa invariante complessiva è più vicina alla massa prevista del B. Ciò porta a campioni di dimensioni maggiori a scapito di incertezze sistematiche più alte.

**BaBar:** Una prima misura [19] si focalizza sui decadimenti in  $D^*$  tramite un approccio untagged, utilizzando la ricostruzione delle masse delle particelle decadute e le posizioni dei vertici per distinguere i decadimenti. Si richiede che il candidato  $D^*$  e il leptone carico abbiano origine nello stesso vertice e stiano all'interno di un cono centrato sulla direzione di volo del  $D^*$ . Ciò esclude il  $\tau$ , in quanto esso, se prodotto in questo decadimento semileptonico, decade poi in  $\mu$  o  $e$ , e solo questi sono rilevati: pertanto non soddisfano la richiesta di origine dal vertice. Il segnale viene quindi diviso in intervalli rispetto a variabili cinematiche (figura 16) e vengono effettuati fit sulle proiezioni di queste, prima con tutti i candidati di segnale e poi con i modi di decadimento separati. Anche il secondo articolo considerato utilizza un'analisi untagged [20], svolta utilizzando sia  $D$  che  $D^*$ . Gli elettroni sono identificati da una verosimiglianza usando i dati della traiettoria nella camera di tracciamento, dei calorimetri e l'angolo della radiazione Cherenkov, mentre i muoni da una rete neurale che utilizza le informazioni di calorimetro e del rivelatore di muoni. Si effettua prima un fit tridimensionale rispetto variabili cinematiche (figura 16) e successivamente si effettua un fit globale.

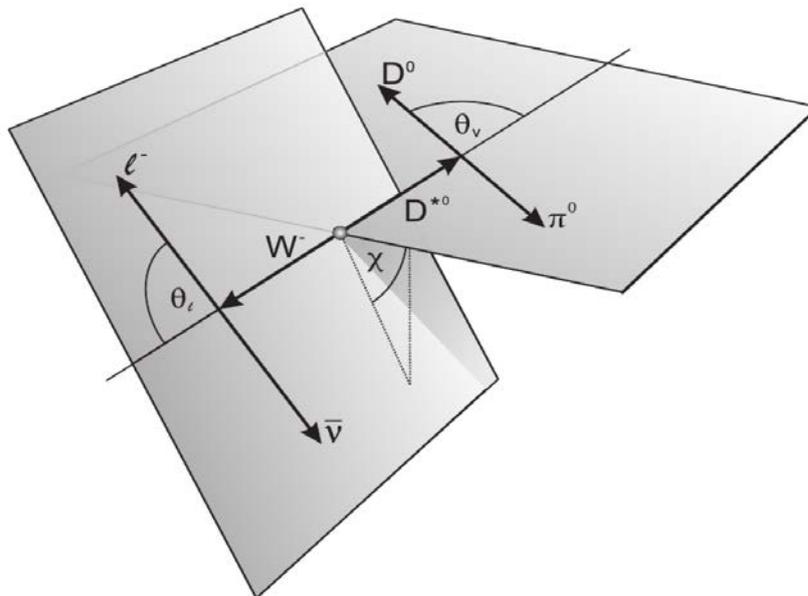


Figura 16: Cinematica del decadimento in  $D^*$  nel sistema di riferimento solido al B. Le variabili cinematiche che descrivono completamente il decadimento sono il rinculo adronico  $\omega$  (prodotto delle quadrimomento dei mesoni B e D, non in figura) e i 3 angoli:  $\theta_l$  angolo tra il leptone e la direzione di

volo del bosone W virtuale;  $\theta_\nu$ , tra la direzione di volo di  $D^*$  e quella di  $D$ ;  $\chi$  tra il piano in cui giacciono le direzioni di volo del leptone e del neutrino e quello dei due adroni prodotti dal decadimento di  $D^*$ .

**Belle:** Una prima misura utilizza un tagging adronico [21] per ricavare  $R(D)$ , in cui  $B_{tag}$  viene ricostruito da 32 stati finali diversi. Si utilizzano vincoli cinematici sui prodotti del decadimento e la variabile  $m_{miss}^2$  per distinguere segnale da fondo. I dati vengono raccolti in bin di rinculo adronico  $\omega$ , a loro volta divisi in base canale considerato (ovvero se il decadimento parte da un B carico o neutro e da che leptone viene prodotto). Utilizzando distribuzioni di probabilità (PDF) date da Montecarlo, viene effettuato sull'istogramma di  $m_{miss}^2$  di ciascun bin un fit, allo scopo di ricavare la larghezza di decadimento dei canali interessati (quelli del D e leptone) e distinguerli da quelli contenenti un  $D^*$ . Utilizzando le larghezze di decadimento differenziali ricavate in questo modo, si effettua un fit globale per ricavare l'elemento della matrice CKM. Un'altra si concentra su  $R(D^*)$  [22] con un'analisi untagged: il  $D^*$  viene ricostruito solo utilizzando solo il canale  $D^{*-} \rightarrow \overline{D^0}\pi_s^-$  (la "s" a pedice del pione sta per "slow", infatti questi pioni vengono prodotti con basso impulso) e successivamente  $\overline{D^0} \rightarrow K^-\pi^+$ , il quale ha incertezza sistematica limitata (come già detto l'analisi untagged presenta grossi errori sistematici). La presa dati è divisa in due campioni, in quanto essa è stata interrotta per cambiare configurazione del rivelatore: i campioni di dati sono quindi riferiti alla prima e alla seconda configurazione, dette rispettivamente SVD1 e SVD2. Per riconoscere il segnale, oltre a richiedere che le masse invarianti e i vertici siano consistenti con quanto previsto, si utilizza come discriminante l'angolo tra l'impulso del B e quello del sistema  $D^* + leptone$ . I dati vengono divisi in intervalli in base alle variabili cinematiche (figura 16) e tramite fit vengono ricavate le frequenze di decadimento, da cui si trovano fattori di forma e  $|V_{cb}|$  utilizzando due fit con parametrizzazioni diverse che danno comunque risultati consistenti. Una terza [23], utilizzando sempre il mesone eccitato, utilizza nuovamente un tagging adronico. Si utilizzano gli stessi metodi dei precedenti tag adronici, ricostruendo l'evento ed utilizzando  $m_{miss}^2$  come discriminante. I dati vengono divisi in bin in base alle stesse variabili cinematiche (figura 16), su cui viene effettuato un fit, da cui si ricava l'elemento di matrice CKM. Si è inoltre provata un'analisi untagged [24] coinvolgendo sia lo stato fondamentale che quello eccitato del mesone D. Sono stati utilizzati due rivelatori differenti e due configurazioni diverse: ciò ha portato a creare quattro campioni analizzati separatamente. Per ricostruire gli eventi si utilizzano i criteri già citati (ricostruzione vertici e masse, utilizzo del coseno dell'angolo già citato nella descrizione dell'altra misura untagged di Belle [22]). Si misurano gli impulsi e le quantità necessarie a costruire le variabili cinematiche (figura 16) dell'evento e si effettuano i fit sui bin di queste ultime, che portano a risultati consistenti.

Tra gli articoli precedentemente descritti, alcune pubblicazioni [22][23] hanno già calcolato questo rapporto: in tal caso ci limiteremo a riportarlo. Altre [21][20] hanno già calcolato le frequenze di decadimento nei due casi, ma non hanno calcolato il rapporto: qui il nostro contributo principale sarà osservare le incertezze sistematiche e capire in che misura esse sono

correlate. Altri ancora [19][24], pur effettuando l'analisi separatamente su muoni ed elettroni, non hanno riportato le frequenze di decadimento separate. In quest'ultimo caso sfrutteremo il fatto che, l'elemento di matrice  $V_{cb}$  moltiplicato per il fattore di forma  $F(1)$ , dipende quadraticamente dalle frequenze di decadimento nel modo considerato. Pertanto:

$$\frac{\mathfrak{B}(B \rightarrow D^{(*)} + e + \bar{\nu}_e)}{\mathfrak{B}(B \rightarrow D^{(*)} + \mu + \bar{\nu}_\mu)} = \sqrt{\frac{(F(1)|V_{cb}|)_e}{(F(1)|V_{cb}|)_\mu}}$$

In cui i pedici a destra dell'uguale indicano da quale canale è stata ricavata la misura.

Purtroppo LHCb ha scelto di utilizzare solo i muoni nella normalizzazione, in quanto in quell'ambiente sperimentale è complicato ricostruire precisamente gli elettroni. Pertanto non potremo usare misure di LHCb in questa sezione.

Per ricavare gli errori sistematici si guardano le fonti di errore: vengono considerati scorrelati i contributi dovuti all'identificazione leptonica, quello dovuto alla misidentificazione del leptone (falsi  $e/\mu$ ) e le correzioni radiative. Questi contributi vengono sommati quadraticamente e divisi per l'errore sistematico totale: abbiamo trovato la frazione di errore sistemato scorrelata. Come ipotesi di lavoro assumiamo che, anche dopo medie di risultati di più campioni, la frazione di errore scorrelata sia sempre la stessa, chiamiamola  $s/tot$ . Ne segue che quella correlata sia  $c/tot$ , con  $c = 1 - s$ .

Sia  $\sigma_{tot}$  l'errore sistematico totale. Poiché gli errori si sommano in quadratura si ha che l'errore sistematico scorrelato  $\sigma_s$  risulta:

$$\sigma_s = \sqrt{(1 - c^2)} \times \sigma_{tot}$$

Nelle seguenti propagazioni dell'errore verranno propagati singolarmente l'errore statistico, completamente scorrelato tra set di dati diversi, e quello sistematico scorrelato, che grazie alle suddette operazioni, non presenta contributi di correlazione di cui tener conto nella propagazione. Riportiamo, come esempio, la procedura utilizzata in [19]:

Dati i contributi degli errori statistici (figura 17):

	$\rho^2$	$R_1(1)$	$R_2(1)$	$\mathcal{F}(1) V_{cb}  \times 10^3$	$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu_\ell) \times 10^2$
<b>Statistical Error</b>	<b>0.094</b>	<b>0.131</b>	<b>0.077</b>	<b>0.41</b>	<b>0.05</b>
PID, tracking, $\mathcal{B}(D^0)$	0.003	0.006	0.002	0.75	0.21
Soft- $\pi$ efficiency	0.013	0.005	0.001	0.46	0.18
$D^*l$ vertex fit	0.014	0.010	0.008	0.06	0.06
$B$ -momentum variation	0.013	0.040	0.017	0.29	0.14
Radiative corrections	0.005	0.004	0.000	0.19	0.07
$D^{**}$ composition	0.011	0.008	0.009	0.10	0.07
Background estimates	0.006	0.004	0.002	0.04	0.04
<b>Partial Systematic Error</b>	<b>0.027</b>	<b>0.043</b>	<b>0.021</b>	<b>0.95</b>	<b>0.33</b>
$B^0$ lifetime	-	-	-	0.10	0.03
$B\bar{B}$ normalization	-	-	-	0.19	0.05
$\mathcal{B}(D^* \rightarrow D^0 \pi)$	-	-	-	0.13	0.04
$f_{+-}/f_{00}$	0.003	0.003	0.002	0.25	0.07
<b>Total Systematic Error</b>	<b>0.027</b>	<b>0.043</b>	<b>0.021</b>	<b>1.01</b>	<b>0.34</b>

Figura 17: tabella dei contributi di errore di [19]. In questo articolo ricaviamo la stima da  $F(1)|V_{cb}|$ , pertanto ai nostri fini basta considerare quella colonna.

Sono considerati scorrelati PID, stima del fondo (fatta in modo diverso nei due campioni) e correzioni radiative. Come ipotesi di lavoro, supponiamo PID sia circa la metà della somma dei contributi cui è messo assieme: consideriamo quindi sia 0.38. La parte correlata è quindi  $\frac{c}{tot} = 1 - \frac{\sqrt{0.38^2 + 0.19^2 + 0.04^2}}{1.01} = 0.58$ . Da ciò si ricava (con  $\sigma_{tot}$  quello sistematico della stima del nostro campione, invece l'1.01 riportato in tabella è quello della media delle stime)  $\sigma_s = \sqrt{(1 - c^2)} \times \sigma_{tot}$ , il quale viene propagato.

Sono stati utilizzati i seguenti risultati, in cui il primo errore è quello statistico mentre il secondo è sistematico. Ricordiamo inoltre che  $\mathfrak{B}$  sta per frequenza di decadimento,  $F(1)$  è un fattore di forma e  $V_{cb}$  l'elemento di matrice CKM. Presentiamo i valori utilizzati per il successivo calcolo delle stime per il D nella tabella 2; analogamente mostriamo quelli per  $D^*$  in tabella 3.

$R(D)_{e/\mu}$			
FONTE	Osservabile	Canale	Valore
<b>BELLE[21]</b>	$\mathfrak{B}$	$D^- e^+$	$2.44 \pm 0.06 \pm 0.12$
	$\mathfrak{B}$	$D^- \mu^+$	$2.39 \pm 0.06 \pm 0.11$
	$\mathfrak{B}$	$D^0 e^+$	$2.57 \pm 0.05 \pm 0.13$
	$\mathfrak{B}$	$D^0 e^+$	$2.58 \pm 0.05 \pm 0.13$
<b>BABAR[20]</b>	$\mathfrak{B}(fit\ 1)$	$De$	$2.38 \pm 0.03 \pm 0.14$
	$\mathfrak{B}(fit\ 1)$	$D\mu$	$2.26 \pm 0.04 \pm 0.16$
	$\mathfrak{B}(fit\ 2)$	$De$	$2.38 \pm 0.04 \pm 0.15$
	$\mathfrak{B}(fit\ 2)$	$D\mu$	$2.25 \pm 0.04 \pm 0.17$

Tabella 2: presentazione dei dati che saranno utilizzati per le stime di  $R(D)_{e/\mu}$ , ordinati per fonte.

Nell'articolo di BaBar sono state effettuate due analisi: la prima in cui le frequenze di decadimento viene ricavata da un fit che utilizza i valori dei fattori di forma  $R_1$  e  $R_2$  dati dalla teoria, nella suddetta tabella indicato come "fit1"; una seconda che li lascia come parametri liberi (fit 2). Le due stime sono perciò derivate dallo stesso campione statistico tramite fit diversi: sono pertanto correlate. Sempre per lo stesso articolo [20], valgono considerazioni analoghe per il caso di  $D^*$ .

$R(D^*)_{e/\mu}$			
FONTE	Osservabile	Campione	Valore
<b>BELLE[24]</b>	$F(1) V_{cb} $	A: $e^+$	$34.8 \pm 0.5 \pm 1.2$
	$F(1) V_{cb} $	A: $\mu^+$	$34.6 \pm 0.6 \pm 1.2$
	$F(1) V_{cb} $	B: $e^+$	$34.8 \pm 0.4 \pm 1.1$
	$F(1) V_{cb} $	B: $\mu^+$	$34.8 \pm 0.4 \pm 1.1$
	$F(1) V_{cb} $	C: $e^+$	$34.8 \pm 0.5 \pm 1.1$
	$F(1) V_{cb} $	C: $\mu^+$	$34.8 \pm 0.5 \pm 1.1$
	$F(1) V_{cb} $	D: $e^+$	$34.8 \pm 0.6 \pm 1.2$
	$F(1) V_{cb} $	D: $\mu^+$	$34.8 \pm 0.6 \pm 1.2$
<b>BABAR[19]</b>	$F(1) V_{cb} $	$K + \pi + e$	$34.76 \pm 0.61 \pm 0.61$
	$F(1) V_{cb} $	$K + \pi + \mu$	$34.55 \pm 0.66 \pm 0.65$
	$F(1) V_{cb} $	$K + \pi + \pi + \pi + e$	$33.3 \pm 1.27 \pm 0.96$
	$F(1) V_{cb} $	$K + \pi + \pi + \pi + \mu$	$34.14 \pm 1.1 \pm 0.98$
	$F(1) V_{cb} $	$K + \pi + \pi^0 + e$	$34.86 \pm 0.64 \pm 1.46$
	$F(1) V_{cb} $	$K + \pi + \pi^0 + \mu$	$34.38 \pm 0.74 \pm 1.46$
<b>BELLE[22]</b>	$R(D^*)_{e/\mu}$	/	$1.01 \pm 0.01 \pm 0.03$
<b>BELLE[23]</b>	$R(D^*)_{e/\mu}$	/	$1.04 \pm 0.05 \pm 0.01$
<b>BABAR[20]</b>	$\mathfrak{B}(fit\ 1)$	$D^*e$	$5.45 \pm 0.03 \pm 0.22$
	$\mathfrak{B}(fit\ 1)$	$D^*\mu$	$5.27 \pm 0.04 \pm 0.37$
	$\mathfrak{B}(fit\ 2)$	$D^*e$	$5.50 \pm 0.05 \pm 0.23$
	$\mathfrak{B}(fit\ 2)$	$D^*\mu$	$5.34 \pm 0.04 \pm 0.37$

Tabella 3: presentazione dei risultati utilizzati per le stime di  $R(D^*)_{e/\mu}$ , ordinati per fonte ed osservabile.

Belle [24] ha raccolto 4 campioni (detti A,B,C,D) analizzati separatamente, che differiscono per rivelatore o algoritmo di tracking. Le altre misure di Belle avevano già effettuato il confronto tra le frequenze di decadimento di elettrone e muone, seppur con precisione limitata.

Utilizzando la procedura descritta all'inizio del paragrafo, dalle misure elencate ricaviamo  $R(D^{(*)})_{e/\mu}$ , presentati nella tabella 4:

$R(D)_{e/\mu}$			
Riferimento	Fonte	Ricavato da:	Valore:
A)	Belle[21]	$\mathfrak{B}$ , canale $D^-$	$1.021 \pm 0.036$ (stat.)
B)	Belle[21]	$\mathfrak{B}$ , canale $D^0$	$0.996 \pm 0.027$ (stat.)
C)	BaBar[20]	$\mathfrak{B}$ , fit 1	$1.053 \pm 0.023 \pm 0.080$
D)	BaBar[20]	$\mathfrak{B}$ , fit 2	$1.057 \pm 0.026 \pm 0.086$
$R(D^*)_{e/\mu}$			
E)	Belle[24]	$F(1) V_{cb} $ , campione A	$1.003 \pm 0.011 \pm 0.019$
F)	Belle[24]	$F(1) V_{cb} $ , campione B	$1.007 \pm 0.008 \pm 0.018$
G)	Belle[24]	$F(1) V_{cb} $ , campione C	$1.007 \pm 0.010 \pm 0.018$
H)	Belle[24]	$F(1) V_{cb} $ , campione D	$0.996 \pm 0.012 \pm 0.019$
I)	BaBar[19]	$F(1) V_{cb} $ , campione $K + \pi$	$1.003 \pm 0.013 \pm 0.011$
L)	BaBar[19]	$F(1) V_{cb} $ , campione $K + \pi + \pi + \pi$	$0.988 \pm 0.025 \pm 0.016$
M)	BaBar[19]	$F(1) V_{cb} $ , campione $K + \pi + \pi^0$	$1.007 \pm 0.014 \pm 0.025$
N)	Belle[22]	$R(D^*)_{e/\mu}$	$1.01 \pm 0.01 \pm 0.03$
O)	Belle[23]	$R(D^*)_{e/\mu}$	$1.04 \pm 0.05 \pm 0.01$
P)	BaBar[20]	$\mathfrak{B}$ , fit 1	$1.034 \pm 0.010 \pm 0.076$
Q)	BaBar[20]	$\mathfrak{B}$ , fit 2	$1.030 \pm 0.015 \pm 0.075$

Tabella 4: Stime di  $R(D^{(*)})_{e/\mu}$ , ordinate per mesone prodotto, fonte e origine della stima.

I risultati da Belle[21] (A, B) sono privi di errore sistematico. Ciò perché tutte le sorgenti di errore sistematico elencate nell'articolo risultavano completamente correlate. Infatti si afferma che l'incertezza di identificazione di particelle (PID) è stata semplificata tramite una calibrazione del tag con un campione inclusivo (ovvero in cui solo il leptone viene rilevato). Tuttavia non è specificato che ipotesi sono state utilizzate in questa calibrazione: se fosse stata utilizzata, tra queste, anche l'universalità leptonica, allora la nostra stima non avrebbe significato, in quanto, in tal caso, l'universalità leptonica sarebbe imposta da questa procedura. I risultati di BaBar [20] (C, D, P, Q), come già detto, sono, a due a due, risultati dello stesso campione statistico su cui è stato effettuato un fit prima vincolando dei parametri e successivamente lasciandoli liberi. Pertanto C è fortemente correlato statisticamente a D e lo stesso vale per P e Q. Non essendo in alcun modo calcolabile tale correlazione senza aver a disposizione i dati grezzi, abbiamo scelto, vista la consistenza delle due stime, di utilizzare in entrambi i casi solamente quella ottenuta coi parametri vincolati ovvero C e P. Inoltre queste stime presentano errore sistematico molto elevato: ciò è dovuto non solo al fatto che sono state rilevate tramite analisi untagged (che, come già detto, hanno incertezze statistiche minori a prezzo di errori sistematici maggiori), ma soprattutto al fatto che dell'errore sistematico, gran parte del contributo è del PID del leptone, il quale è scorrelato nei canali elettronici e muonici e pertanto non si semplifica (nel caso muonico del  $\mathfrak{B}$  nel  $D^*$  è ben 82% del sistematico totale). Pertanto, vista la grande incertezza, l'esclusione di Q dalla media pesata di  $R(D^*)_{e/\mu}$  non varia sensibilmente il risultato finale. Inoltre nel BaBar [19] (I, L, M) la percentuale di errore sistematico correlato è stata ricavata dai contributi sistematici della media dei risultati dei tre campioni. Tuttavia non è vero che gli errori di tali campioni sono

affetti dalla stessa percentuale di errore di PID: infatti osserviamo che l'errore sistematico del campione con  $\pi^0$  è molto maggiore rispetto agli altri, a causa delle difficoltà di ricostruzione di questo. In quel campione in particolare, quindi, prendendo la percentuale di errore correlata leptonicamente della media, si prende un errore correlato più alto di quello reale; al contrario, negli altri due campioni, per effetto della media, l'errore correlato è sottostimato. Tuttavia in mancanza di informazioni sui contributi di errore dei singoli campioni, si continuerà ad usare l'ipotesi di lavoro già citata. I risultati nel caso  $R(D^*)_{e/\mu}$  sono rappresentati nel grafico sottostante (figura 18), in cui in rosso è segnalata la previsione teorica, e in blu i risultati ottenuti dalla nostra analisi (sulle ascisse si trova la lettera corrispondente alla misura, secondo la convenzione della tabella 4) e le cui barre d'errore si riferiscono all'incertezza totale, somma quadratica del contributo statistico del sistematico:

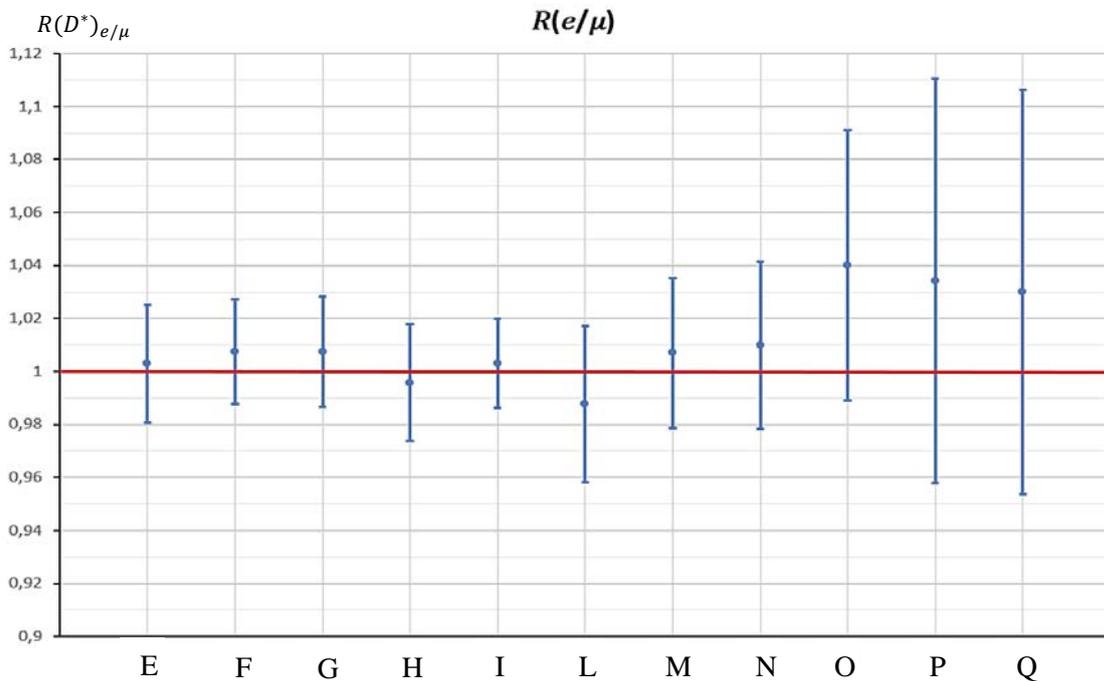


Figura 18: Grafico raffigurante in rosso l'aspettazione teorica e in blu le misure di  $R(D^*)_{e/\mu}$ . L'ascissa indica da quale fonte è stato tratto il risultato corrispondente, in riferimento alla tabella 4. Gli errori raffigurati sono quelli complessivi, somma quadratica dei contributi statistici e sistematici.

Se A, B non sono affetti da ipotesi di universalità nella calibrazione del tag, allora, sommando quadraticamente errore statistico e sistematico, tramite media pesata di A, B e C (non consideriamo D in quanto, come detto, è statisticamente correlato con C) si ottiene:

$$R(D)_{e/\mu} = 1.008 \pm 0.021$$

Chiaramente compatibile con l'unità. Va tuttavia detto che questa media deriva da solamente tre misure, di cui due possibilmente invalidate (A,B) al fine di testare LU. Pertanto il nostro test di LU non è molto stringente.

Ben più ampio è il campione di  $R(D^*)_{e/\mu}$ . Assumendo tutti gli errori sistematici siano scorrelati, si somma quadraticamente errore statistico e sistematico di tutte le misure tranne Q, e si ottiene, tramite media pesata il valore di  $R(D^*)_{e/\mu}$ . Il suo errore statistico viene ricavato dall'errore della media pesata utilizzando solo le incertezze statistiche di ogni misura; la procedura è analoga per l'errore sistematico. Indicando col primo errore il contributo statistico e con il secondo quello sistematico, si ottiene:

$$R(D^*)_{e/\mu} = 1.004 \pm 0.004 \pm 0.005$$

L'universalità leptonica tra prima e seconda famiglia appare quindi rispettata.



## 6. Conclusioni

Abbiamo raccolto i risultati degli esperimenti svolti a testare LU. Al di fuori della fisica dei mesoni B, l'universalità leptonica, anche se testata solo su decadimenti con diagramma ad albero, sembra essere verificata (è il caso dei decadimenti da mesoni non B e risonanze) o comunque, anche dove i risultati non risultano perfettamente compatibili con l'unità come negli accoppiamenti tra prima e terza famiglia leptonica nel caso dei W e dei decadimenti puramente leptonici, vi è un'assenza di forti indizi di NP.

Più delicata appare la verifica nella fisica dei B. Nei decadimenti semileptonici del B in mesoni charmed, processo ad albero, abbiamo verificato LU tra le due famiglie di leptoni leggeri, ottenendo:

$$R(D^*)_{e/\mu} = 1.004 \pm 0.004 \pm 0.005 ,$$

compatibile con l'unità. Nel confronto invece tra  $\tau$  e leptoni leggeri, sebbene la media globale sia ancora lontana dai risultati previsti dal modello standard, misure recenti [15], grazie a campioni statistici migliori ed analisi più sofisticate, sembrano avvicinarsi a quanto previsto da LU. Nel campo dei processi a loop, come quello  $b \rightarrow s + l + \bar{l}$ , si è invece ancora lontani da avvicinamenti al modello standard e appare perciò il campo più fecondo per ricerche su NP. Nuove misurazioni a luminosità maggiore sono già state programmate da LHCb e da BelleII, sia sul rapporto delle frequenze di decadimento che sullo studio di variabili angolari (con lo scopo di capire se gli operatori che agiscono su questo decadimento sono solo quelli previsti dalla lagrangiana dello SM), come si mostra in figura 19 [25].

Table 67: Belle II sensitivities of angular observables for the  $B \rightarrow K^* \ell^+ \ell^-$  decay. Some numbers at Belle are extrapolated to  $0.71 \text{ ab}^{-1}$ . The number for each bin is needed for a global fit.

Observables	Belle $0.71 \text{ ab}^{-1}$	Belle II $5 \text{ ab}^{-1}$	Belle II $50 \text{ ab}^{-1}$
$R_K (1 < q^2 < 6 \text{ GeV}^2)$	28%	11%	3.6%
$R_K (q^2 > 14.4 \text{ GeV}^2)$	30%	12%	3.6%
$R_{K^*} (1 < q^2 < 6 \text{ GeV}^2)$	26%	10%	3.2%
$R_{K^*} (q^2 > 14.4 \text{ GeV}^2)$	24%	9.2%	2.8%
$R_{X_s} (1 < q^2 < 6 \text{ GeV}^2)$	32%	12%	4.0%
$R_{X_s} (q^2 > 14.4 \text{ GeV}^2)$	28%	11%	3.4%

Figura 19: precisione prevista delle future misure di BelleII.

Questo campo rimane quindi uno dei più fertili per la ricerca di NP.

## Bibliografia

- [1] Lacaprara Stefano, “Lesson 1: Measurement at Z pole”,  
[www2.pd.infn.it/~lacaprar/Didattica/StandardModel/](http://www2.pd.infn.it/~lacaprar/Didattica/StandardModel/)
- [2] The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, “Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance”, Phys. Rept. 427 (2006) 257, arXiv:hep-ex/0509008.
- [3] ATLAS collaboration, M. Aaboud et al., Precision measurement and interpretation of inclusive  $W^+$ ,  $W^-$  and  $Z/\gamma^*$  production cross sections with the ATLAS detector”, Eur. Phys. J. C77 (2017) 367, arXiv:1612.03016.
- [4] A. Pich, “Precision Tau Physics”, Prog. Part. Nucl. Phys. 75 (2014) 41, arXiv:1310.7922.
- [5] The BABAR Collaboration, B. Aubert, et al. “Measurements of Charged Current Lepton Universality and  $|V_{us}|$  using Tau Lepton Decays to  $e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ ,  $\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ ,  $\pi^- \nu_\tau$  and  $K^- \nu_\tau$ ”, Phys.Rev.Lett.105:051602,2010, arXiv:0912.0242
- [6] Abner Soffer, “B-Meson Decays into Final States with a tau Lepton”, arXiv:1401.7947
- [7] NA62 collaboration, C. Lazzeroni et al., “Precision Measurement of the Ratio of the Charged Kaon Leptonic Decay Rates”, Phys. Lett. B719 (2013) 326, arXiv:1212.4012.
- [8] HFLAV collaboration, Y. Amhis et al., “Averages of b-hadron, c-hadron, and  $\tau$ -lepton properties as of summer 2016”, Eur. Phys. J. C77 (2017) 895, arXiv:1612.07233.
- [9] BaBar collaboration website,  
<https://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/doc/workbook/detector/detector.html>
- [10] LHCb collaboration, R. Aaij et al., “Test of lepton universality with  $B^0 \rightarrow K^{*0} + l^- + l^+$  decays”, JHEP 08 (2017) 055, arXiv:1705.05802.
- [11] LHCb collaboration, R. Aaij et al., “Test of lepton universality with  $B^+ \rightarrow K^+ + l^- + l^+$  decays” Phys. Rev. Lett. 113, 151601
- [12] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D 98, 030001 (2018)
- [13] LHCb collaboration, R. Aaij et al., “Search for lepton-universality violation in  $B^+ \rightarrow K^+ + l^- + l^+$  decays”, Phys. Rev. Lett. 122 (2019) 191801, arXiv:1903.09252
- [14] The BaBar Collaboration, J. P. LEES et al. , “Measurement of an excess of  $\bar{B} \rightarrow D^{(*)} + \tau^- + \bar{\nu}_\tau$  decays and implications for charged Higgs bosons”, Physical Review D 88, 072012 (2013)
- [15] Belle collaboration, A. Abdesselam et al., “Measurement of R(D) and R(D\*) with a semileptonic tagging method”, arXiv:1904.08794

- [16] LHCb collaboration, R. Aaij et al., “Measurement of the ratio of branching fractions  $BR(B^0 \rightarrow D^{*-} + \tau^+ + \nu_\tau)/BR(B^0 \rightarrow D^{*-} + \mu^+ + \nu_\mu)$ ”, Phys. Rev. Lett. 115, 111803 (2015), arXiv:1506.08614
- [17] LHCb collaboration, R. Aaij et al., “Measurement of the ratio of the  $B^0 \rightarrow D^{*-} + \tau^+ + \nu_\tau$  and  $B^0 \rightarrow D^{*-} + \mu^+ + \nu_\mu$  branching fractions using three-prong  $\tau$ -lepton decays”, Phys. Rev. Lett. 120, 171802 (2018), arXiv:1708.08856
- [18] HFLAV collaboration, <https://hflav-eos.web.cern.ch/hflav-eos/semi/spring19/main.shtml>
- [19] The BABAR Collaboration, B. Aubert et al., “Determination of the form-factors for the decay and  $B^0 \rightarrow D^* + l + \bar{\nu}_l$  of the CKM matrix element  $|V_{cb}|$ ”, Phys. Rev. D77 (2008) 032002, arXiv:0705.4008
- [20] BaBar collaboration, B. Aubert et al., “Measurements of the Semileptonic Decays  $B \rightarrow Dlv$  and  $B \rightarrow D^*lv$  Using a Global Fit to  $DXlv$  Final States”, Phys. Rev. D79 (2009) 012002, arXiv:0809.0828.
- [21] Belle collaboration, R. Glattauer et al., Measurement of the decay  $B \rightarrow D + l + \bar{\nu}_l$  in fully reconstructed events and determination of the Cabibbo-Kobayashi-Maskawamatrix element  $|V_{cb}|$ , Phys. Rev. D93 (2016) 032006, arXiv:1510.03657.
- [22] Belle collaboration, A. Abdesselam et al., “Measurement of CKM Matrix Element  $|V_{cb}|$  from  $B \rightarrow D + l + \bar{\nu}_l$ ”, arXiv:1809.03290
- [23] Belle collaboration, A. Abdesselam et al., “Precise determination of the CKM matrix element  $|V_{cb}|$  with  $B^0 \rightarrow D^{*+} + l^- + \bar{\nu}_l$  decays with hadronic tagging at Belle”, BELLE-CONF-1612, arXiv:1702.01521
- [24] Belle collaboration, W. Dungen et al., “Measurement of the form factors of the decay  $B^0 \rightarrow D^{*-} + l^+ + \nu_l$  and determination of the CKM matrix element  $|V_{cb}|$ ”, Phys. Rev. D82 (2010) 112007, arXiv:1010.5620.
- [25] “The Belle II Physics Book” - Belle-II Collaboration (Kou, E. et al.) arXiv:1808.10567 KEK Preprint 2018-27, BELLE2-PUB-PH-2018-001, FERMILAB-PUB-18-398-T, JLAB-THY-18-2780, INT-PUB-18-047, UWThPh 2018-26