

## Decaimientos hadrónicos a dos cuerpos del mesón $B_s$ con mesones excitados orbitalmente en el estado final

### Two-body hadronic $B_s$ decays with orbitally excited mesons in the final state

Miguel Armando Rodríguez-Marquez<sup>I</sup> & José Herman Muñoz-Ñungo<sup>II</sup>.

**Resumen.** En este trabajo se estudian los decaimientos débiles no leptónicos de uno a dos cuerpos del mesón pesado  $B_s$ , considerando mesones excitados orbitalmente en el estado final ( $l=1$  u *ondas-p*): escalares  $S$  ( $2s+1 L_J = {}^3P_0$  con  $J^{PC} = 0^{++}$ ), axiales  $A'$  ( $2s+1 L_J = {}^3P_1$  con  $J^{PC} = 1^{++}$ ) y tensoriales  $T$  ( $2s+1 L_J = {}^3P_2$  con  $J^{PC} = 2^{++}$ ). Se obtienen las fracciones de decaimiento de los canales exclusivos  $B_s \rightarrow SA, AA'$  y  $TA$ , donde  $T, S$ , y  $A'$  se refieren a mesones tensoriales, escalares y vector-axiales, respectivamente, a nivel árbol y asumiendo la hipótesis de factorización. Los cálculos se realizaron en los modelos de quarks de Isgur-Scora-Grinstein-Wise (*ISGW2*) y el Covariant Light Front Approach (*CLFA*), evaluando y comparando los factores de forma correspondientes al elemento de matriz hadrónico  $M_1(l=1)|J_i|B_s$ .

**Palabras clave:** Decaimientos hadrónicos, meson  $B_s$ , factores de forma.

**Abstract.** In this work we have studied the two-body nonleptonic  $B_s$  decays, considering orbitally excited mesons in the final state ( $l=1$  or *ondas-p*): scalar  $S$  ( $2s+1 L_J = {}^3P_0$  with  $J^{PC} = 0^{++}$ ), axial  $A'$  ( $2s+1 L_J = {}^3P_1$  with  $J^{PC} = 1^{++}$ ) and tensor  $T$  ( $2s+1 L_J = {}^3P_2$  with  $J^{PC} = 2^{++}$ ). We calculate the branching ratios of the exclusive  $B_s \rightarrow SA, AA'$  and  $TA$ , channels, where  $T, S$ , and  $A'$  mean tensor, scalar and axial mesons, respectively, at tree level and assuming the factorization hypothesis. The branching ratios were computed in the Isgur-Scora-Grinstein-Wise quark model (*ISGW2*) and the Covariant Light Front Approach (*CLFA*), evaluating and comparing the form factors corresponding to the hadronic matrix element  $M_1(l=1)|J_i|B_s$ .

**Keywords:** Decays hadronic,  $B_s$  meson, form factors.

I Estudiante de maestría en ciencias en Física. Universidad del Tolima, barrio Santa Elena parte alta. CP. 73000-6299. Ibagué, Tolima, Colombia.

II Doctor en Física, director del grupo Quark de la Universidad del Tolima, barrio Santa Elena parte alta. CP. 73000-6299. Ibagué, Tolima, Colombia. jhmunoz@ut.edu.co

## 1. INTRODUCCIÓN

Los estudios de los decaimientos débiles no leptónicos de uno a dos cuerpos del mesón pesado mesón  $B_s$  ( $s\bar{b}$ ) son muy importantes, ya que debido a su masa puede decaer de diversas maneras, permitiendo un amplio campo de trabajo a nivel teórico y experimental (por ejemplo en el Large Hadron Collider (*LHC*) (CERN 2014). Adicionalmente, estos decaimientos permiten estudiar violación de la simetría de conjugación de carga y paridad- *CP* (Nir, 2005), física más allá del Modelo Estándar (*ME*) (Glashow, 1961), poner a prueba los modelos de quarks y medir elementos de la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (*CKM*) (Cabibbo, 1973). Además, los decaimientos del mesón *B* con mesones excitados orbitalmente en el estado final actualmente podrían estar al alcance de la física experimental, como por ejemplo en las fábricas de mesones *B* (*BABAR* (Slac, 2014), *KEK* (Belle, 2014), *LHCb* (CERN 2014)).

Se realiza el cálculo de los decaimientos débiles a nivel árbol no leptónicos de uno a dos cuerpos del mesón pesado  $B_s$ . Los mesones involucrados en el estado final son excitados orbitalmente ( $l=1$  u *ondas-p*): escalares  $S$  ( $^{2s+1}L_J = ^3P_0$  con  $J^{PC} = 0^{++}$ ), axiales  $A'$  ( $^{2s+1}L_J = ^3P_1$  con  $J^{PC} = 1^{++}$ ) y tensoriales  $T$  ( $^{2s+1}L_J = ^3P_2$  con  $J^{PC} = 2^{++}$ ). Se obtienen las fracciones de decaimiento, asumiendo la hipótesis de factorización, de los canales exclusivos  $B_s \rightarrow SA, AA'$  y  $TA'$ , donde *T*, *S*, y *A'* se refieren a mesones tensoriales, escalares y vector-axiales, respectivamente. Los cálculos se realizaron en los modelos de quarks de Isgur-Scora-Grinstein-Wise (*ISGW2*) (Scora & Isgur, 1995) el cual es la versión mejorada del modelo Isgur-Scora-Grinstein-Wise (*ISGW*) (Isgur & Scora, 1989) y el Covariant Light Front Approach (*CLFA*) (Verma, 2012) para evaluar y comparar los factores de forma correspondientes al elemento de matriz hadrónico  $M_1(l=1)|J_i|B_s$ .

No se consideraron decaimientos en los cuales los mesones tensorial, escalar y vector-axial ( $^1P_1$ ) se forman a partir del vacío cuántico, porque el elemento de matriz  $T|J_i|0$  es cero y los elementos  $S|J_i|0$  y  $A'|J_i|0$ , los cuales son proporcionales a las constantes de decaimiento respectivas, son muy pequeños (aproximadamente cero), por ello, son procesos muy suprimidos. El presente trabajo es una ampliación a los estudios realizados en (Muñoz & Zapata; 2009; Mayorga et al., 2003).

## 2. MARCO TEÓRICO

### 2.1 Dinámica de los procesos $B_s \rightarrow M_1 M_2$

El hamiltoniano efectivo débil,  $H_{eff}$  que gobierna los procesos hadrónicos  $B_s \rightarrow M_1 M_2$  está dado por Buras (1995).

$$H_{eff}(\Delta B=1) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[ V_{ub}V_{uq}^* (C_1(\mu)O_1^u(\mu) + C_2(\mu)O_2^u(\mu)) + V_{cb}V_{cq}^* (C_1(\mu)O_1^c(\mu) + C_2(\mu)O_2^c(\mu)) + V_{tb}V_{tq}^* \sum_{i=3}^{10} (C_i(\mu)O_i^t(\mu)) \right] + h.c. \quad (1)$$

donde  $G_F$  es la constante de Fermi,  $V_{ij}$  son los elementos de la matriz  $CKM$ ,  $C_i(\mu)$  son los coeficientes de Wilson que evolucionan con la escala de energía desde  $\mu \approx M_W$  hasta  $\mu \approx m_b$ . Estos coeficientes dependen de la escala de energía  $\mu$  y del esquema de renormalización. Además, incluyen los efectos de corta distancia de la interacción fuerte. Los operadores  $O_i$  en los procesos a nivel árbol están dados por operadores corriente-corriente (nivel árbol).

$$O_1^u = (\bar{q}_\alpha u_\alpha)_{V-A} \cdot (\bar{u}_\beta b_\beta)_{V-A}, \quad O_2^u = (\bar{q}_\alpha u_\beta)_{V-A} \cdot (\bar{u}_\beta b_\alpha)_{V-A}, \quad (2)$$

$$O_1^c = (\bar{q}_\alpha u_\alpha)_{V-A} \cdot (\bar{u}_\beta b_\beta)_{V-A}, \quad O_2^c = (\bar{q}_\alpha u_\beta)_{V-A} \cdot (\bar{u}_\beta b_\alpha)_{V-A},$$

los símbolos  $\alpha$  y  $\beta$  son índices de color, la corriente  $(\bar{q}_\alpha u_\alpha)_{V-A}$  es  $\bar{q}_i \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q^i$ . La suma sobre todos los quarks activos se realiza a la escala  $\mu = O(m_b)$ .

## 2.2 Hipótesis de factorización

Se asume que a cierta energía, es posible separar los efectos de larga distancia de los efectos de corta distancia, asumiendo que  $O_{i\mu}$  incluye efectos no perturbativos de tal forma que cancela las dependencias de los  $C_{i(\mu)}$  (Buras, 1995). De esta manera se obtiene

$$m(B_s M_1 M_2) = M_1 M_2 |H_{Weak}^{eff}|_{B_s} = \sum_{i=1}^2 C_{i(\mu)} M_1 M_2 |H_{Weak}^{eff}|_{B_{s\mu}}$$

$$\approx C_i M_2 |(J_\alpha)|_{OM_1} |(J^\alpha)|_{B_s} + C_i M_1 |(J_\alpha)|_{OM_2} |(J^\alpha)|_{B_s} \quad (3)$$

donde  $J_\alpha = \bar{q}_\alpha \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b \equiv \bar{q}b$  es la corriente débil y el elemento de matriz hadrónico es expresado como el producto de una constante de decaimiento y de los factores de forma. A esta construcción se denomina hipótesis de factorización mediante la cual se separa los efectos de corta distancia de los efectos de larga distancia (Buras, 1995).. Los coeficientes de Wilson están dados por  $a_i \equiv C_i^{eff} + \frac{1}{N_c} C_{i+1}^{eff}$  (para  $i$  impar) y  $a_i \equiv C_i^{eff} + \frac{1}{N_c} C_{i-1}^{eff}$  (para  $i$  par), donde  $a_{1(2)}$  son los coeficientes de  $QCD$ . En este trabajo asumimos que  $a_{1(2)} \sim C_{1(2)}$  (es decir, se trabaja en el límite en que  $N_c \rightarrow \infty$ ).

**2.3 Fracciones de decaimiento de los procesos  $B_s M_1 M_2$**

Los mesones involucrados en el estado final son excitados orbitalmente ( $l=1$  u *ondas-p*). Se obtienen las fracciones de decaimiento de los canales exclusivos  $B_s \rightarrow SA', AA'$  y  $TA'$ , a nivel árbol, asumiendo la hipótesis de factorización. El desarrollo de cálculos se realiza en los modelos de quarks no relativista *ISGW2* (Muñoz & Zapata, 2009) y en el modelo relativista *CLFA* (Verma, 2012), en los cuales se evalúa los factores de forma correspondientes al elemento de matriz hadrónico  $M(l=1)|J_\mu|B_s$ . El ancho de decaimiento del proceso  $H M_1 M_2$ , con  $H$  un mesón pesado y  $M_1$  y  $M_2$  dos mesones cualquiera está dado por Nakamura et al (2010).

$$= \frac{1}{16\pi} |m|^2 \frac{1}{2} (M_H^2, M_1^2, M_2^2), \quad (4)$$

donde  $|m|^2 = m^* m$  es la amplitud de probabilidad del proceso y  $\lambda$  es la función de Euler. Las expresiones para calcular los anchos de los decaimientos en los procesos  $B_s \rightarrow SA', AA'$  y  $TA'$ , se muestran en la *Tabla 1*, donde  $A'$  se forma a partir del vacío cuántico.  $u_+, c_+, q, l, b_+, k$  y  $h$  son factores de forma.

Proceso	$(B_s M_1 M_2)$
$B_s \rightarrow SA'$	$\left\{  u_{+(t)} ^2 \frac{3}{2} \right\}$
$B_s \rightarrow AA'$	$\left\{ \begin{aligned} & \frac{1}{4m_{A_1}^2}  c_{+(t)} ^2 \frac{5}{2} \\ & + \left( 2m_{A_2}^2  q_{(t)} ^2 + \frac{ l_{(t)} ^2}{4m_{A_1}^2} - \frac{m_B^2 - m_{A_1}^2 - m_{A_2}^2}{2m_{A_1}^2} c_{+(t)} l_{(t)} \right) \frac{3}{2} \\ & + 3m_{A_2}^2  l_{(t)} ^2 \frac{1}{2} \end{aligned} \right\}$

$B_s \rightarrow TA$	$\left[ \frac{ b_{+(t)} ^{2\frac{7}{2}}}{24m_T^4} + \frac{1}{24m_B^4} \left[  k_{(t)} ^2 + 6m_T^2 m_A^2  h_{(t)} ^2 + 2 \left( \frac{m_B^2 - m_T^2 - m_A^2}{2m_{A_1}^2} kb_+ \right) \right]^{\frac{5}{2}} + 5 \frac{m_A^2}{12m_T^2}  k_{(t)} ^2 \frac{3}{2} \right]$
Factor común	$= \frac{G_F^2}{32\pi m_B^3} V_{Qq}^2 V_{q_1 q_2}^2 V_{q_1 q_2}^2 f_{A_2}^2$

Tabla 1. Expresiones para los anchos de decaimiento de  $B_s M_1 M_2$  (Scora & Isgur, 1995)

Bajo la hipótesis de factorización, la amplitud de probabilidad es:

$$m = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{Qq} V_{q_1 q_2} \left[ a_1 M_2 |(J_\alpha)| OM_1 |(J^\alpha)| B_s + C_2 M_1 |(J_\alpha)| OM_2 |(J^\alpha)| B_s \right] \quad (5)$$

donde  $G_F$  es la constante de Fermi (Nakamura et al., 2010),  $H$  es el mesón pesado que decae (para el presente trabajo  $H \equiv B_s$ ),  $a_i$  ( $i=1,2$ ) son los coeficientes efectivos de  $QCD$  con emisión externa y emisión interna: (Verma, 2012; Cheng & Chiang, 2010; Muñoz & Quintero, 2010),  $V_{ij}$  son los elementos de matriz  $CKM$  para las transiciones  $Q_i \rightarrow Q_j$  donde  $Q_i = b$  y  $Q_j = u, c$ .

### 3. RESULTADOS Y ANÁLISIS

#### 3.1 valores numéricos.

Los valores numéricos utilizados para obtener las fracciones de decaimiento, de los canales  $B_s \rightarrow SA'$ ,  $AA'$  y  $TA'$  son:

$G_F = 1.166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$  es la constante de Fermi (Nakamura et al., 2010).

Constantes de decaimiento (MeV):  $f_{K_1(1400)} = 139,2^{+45.6}_{-41.3}$ ,  $f_{K_1(1270)} = 169,5^{+45.6}_{-41.3}$  (Verma, 2012; Cheng & Chua, 2010),  $f_{a_1} = 238 \pm 10$  (Cheng & Chua, 2010; Castro & Muñoz, 2011),  $f_{\chi_{c_1}} = 315,2 [16]$ ,  $f_{D_{s1}} = 53,6^{+14}_{-12.1}$  Verma, 2012.

- Valores de elementos de la matriz  $CKM$  (Nakamura, 2010):  $V_{ud}=0.97425$ ,  $V_{us}=0.2252$ ,  $V_{cb}=0.0406$ ,  $V_{ub}=0.00389$ .
- Factores de  $QCD$  (Verna, 2012; Cheng & Chiang, 2010; Muñoz & Quintero, 2010):  $a_1=1.046$  y  $a_2=-0.2$ .
- Masas de los mesones (MeV) (Nakamura, 2010):  $m_{B_s^0}$  (5367)= 5367,5±1.8,  $m_{D_{S_0}^{*+}}$  (2317)=2317,8±0.6,  $m_{K_0^{*+}}$  (1430)=1425±50,  $m_{K_1^-}$  (1400)=1403±7,  $m_{K_1^-}$  (1270)=1272±8,  $m_{D_{S_1}^{*+}}$  (2536) = =2535,29±2,  $m_{D_{S_2}^{*+}}$  (2573)=2572,6±0.9,  $m_{K_2^{*+}}$  (1430)=1425±50.
- Masas de los quarks (GeV) (Scora & Isgur, 1995; Isgur & Scora, 1989):  $m_u=m_d=0.33$ ,  $m_c=1.82$ ,  $m_s=0.55$ ,  $m_b=5.2$ .
- Valores del parámetro  $\beta$  para los diferentes mesones (GeV) (Scora & Isgur, 1995):  $\beta_{B_s} = 0.54$ ,  $\beta_{f_2^0} = 0.33$ ,  $\beta_{D_{S_0}^{*+}} = 0.38$ ,  $\beta_{K_{S_0}^{*+}} = 0.30$ ,  $\beta_{D_{S_2}^{*+}} = 0.38$ .
- Tiempo de vida media  $\tau_{B_s} = 1.47 \times 10^{-12}$  s [13].

### 3.2 Factores de forma para los procesos $B_s \rightarrow S, A'$ y $T$ en los modelos $ISGW2$ y $CLFA$

El comportamiento de los factores de forma para las transiciones  $B_s \rightarrow S, A'$  y  $T$  es polinomial en el modelo  $ISGW2$  (Scora & Isgur, 1995) y en el modelo  $CLFA$  son multipolares (Verma, 2012).

Canal exclusivo	<i>ISGW</i>		<i>CLFA</i>	
	$t=0$	$t_{m\acute{a}x}$	$t=0$	$t_{m\acute{a}x}$
$B_s^0 \rightarrow D_{S_0}^{*+}$ (2317)	0.271	0.188	0.245	0.54
$B_s^0 \rightarrow K_0^{*+}$ (2317)	0.716	0.227	0.25	0.579

**Tabla 2.** Factor de forma  $u_s$  para la transición  $B_s \rightarrow S$  en los modelos  $ISGW2$  y  $CLFA$  en  $t=0$  y  $t_{m\acute{a}x}$ .

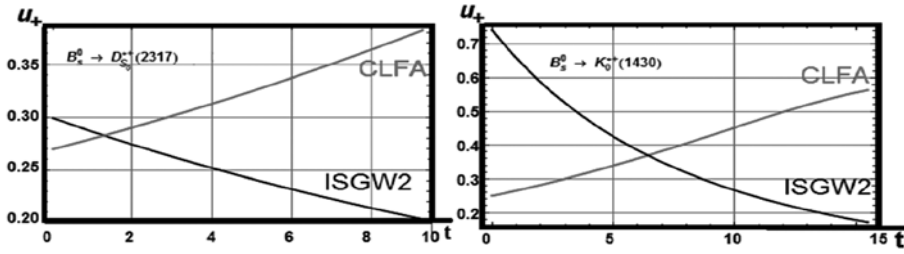
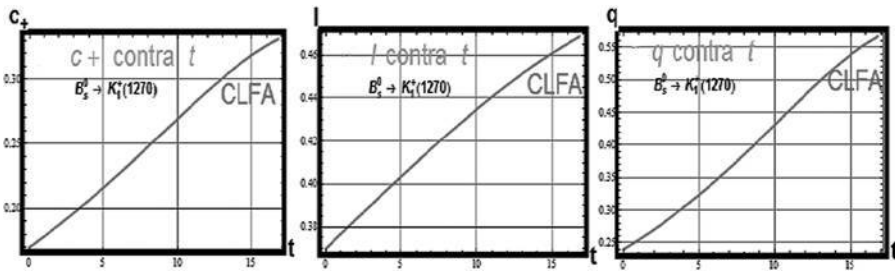


Figura 1. Factor de forma  $u_+$  para las transiciones  $B_s^0 \rightarrow D_s^{*+}(2317)$  y  $B_s^0 \rightarrow K_0^{*+}(2317)$  en los modelos ISGW2 y CLFA.

En la *Tabla 2* y en la *Figura 1* se muestra el comportamiento del factor de forma  $u_+$  para las transiciones  $B_s^0 \rightarrow D_s^{*+}(2317)$  y  $B_s^0 \rightarrow K_0^{*+}(2317)$  en los modelos CLFA e ISGW2. Se observa que el factor de forma  $u_+$  en el modelo ISGW2 decrece en tanto que en el modelo CLFA se incrementa para los valores del momento transferido ( $t$ ).

Canal exclusivo	Momento transferido					
	$t=0$			$t_{\text{máx}}$		
	$c_+$	$l$	$q$	$c_+$	$l$	$q$
$B_s^0 \rightarrow K_1^+(1270)$	0.17 (-0.0278)	0.37 (-0.299)	0.24 (-0.121)	0.331 (0.0043)	0.4686 (-0.602)	0.567 (-0.062)
$B_s^0 \rightarrow K_1^+(1400)$	0.17 (-0.0263)	0.37 (-0.313)	0.24 (-0.166)	0.324 (0.0027)	0.464 (-0.594)	0.551 (-0.0632)

Tabla 3. Factores de forma  $c_+$ ,  $l$  y  $q$  para la transición  $B_s \rightarrow A$  en  $t=0$  y  $t_{\text{max}}$  en el modelo CLFA (ISGW2)



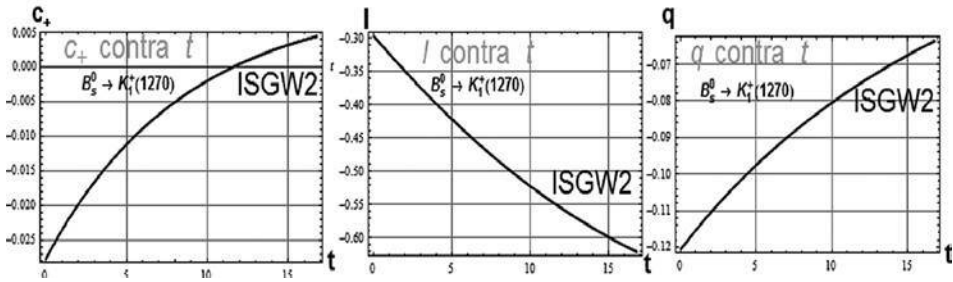


Figura 2. Factores de forma  $c_+$ ,  $l$  y  $q$  para la transición  $B_s^0 K_1^+(1270)$  en los modelo CLFA e ISGW2.

En la *Tabla 3* se muestra los valores de los factores de forma  $c_+$ ,  $l$  y  $q$  en  $t=0$  y  $t_{max}$ , para las transiciones  $B_s^0 K_1^+(1270)$  y  $B K(1400)$ , evaluados en los modelos CLFA e ISGW2 (valores entre paréntesis). Adicionalmente en la *Figura 2*, se presenta la evolución con respecto al momento transferido  $t$ , de estos factores de forma para la transición  $B_s^0 K_1^+(1270)$ . Los factores de forma  $c_+$ ,  $l$  y  $q$  son negativos. Sin embargo  $c_+$  y  $q$  son crecientes mientras que  $l$  es decreciente.

Canal exclusivo	Momento transferido					
	t=0			t <sub>max</sub>		
	b+	h	k	b+	h	k
$B_s^0 K_2^{*+}(1270)$	-0.004 (-0.0196)	0.01 (0.0244)	0.13 (0.606)	0.331 (-0.00766)	0.4686 (0.000954)	0.567 (0.365)
$B_s^0 D_{S_2}^{*+}(1400)$	(-0.0158)	(0.0196)	(0.884)	(-0.0115)	(0.0142)	(0.738)

Tabla 4. Factores de forma  $b_+$ ,  $h$  y  $k$  para la transición  $B_s \rightarrow T$  en  $t=0$  y  $t_{max}$  en el modelo CLFA (ISGW2).

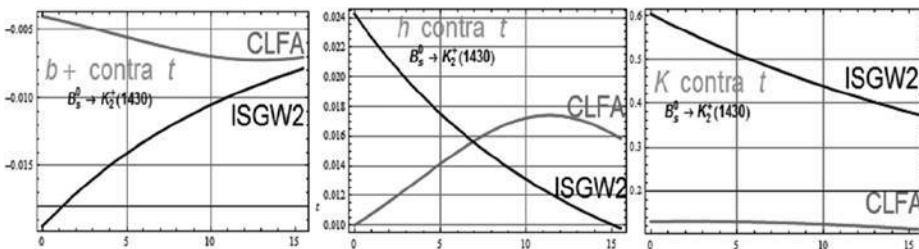


Figura 3. Factores de forma  $b_+$ ,  $h$  y  $k$  para la transición  $B_s^0 K_2^{*+}(1270)$  en los modelos CLFA e ISGW2.



En la *Tabla 4* se muestra el comportamiento de los factores de forma  $b_+$ ,  $h$  y  $k$  para la transición  $B_s^0 K_2^{*+}(1270)$  y  $B_s^0 D_{S_2}^{*+}(1400)$  en el modelo CLFA (ISGW2). Además, en la *Figura 3* se muestra la evolución de los factores de forma con respecto al momento transferido  $t$  para la transición  $B_s^0 K_2^{*+}(1270)$ . El factor de forma  $b_+$  toma valores negativos, en tanto que los factores de forma  $h$  y  $k$  están en un rango de valores positivos. Los valores mayores corresponden al factor de forma  $k$ .

### 3.3 Fracciones de los canales hadrónicos $B_s \rightarrow SA', A'A'$ y $TA'$ .

El cálculo de las fracciones de decaimiento de los canales hadrónicos  $B_s M_1 M_2$  se realiza en los modelos de quarks *CLFA* (Verma, 2012) e *ISGW2* (Scora & Isgur, 1995). Estos cálculos de las fracciones de decaimientos se realizan para las contribuciones a nivel árbol con emisión externa del bosón  $W$ , en los canales exclusivos  $B_s \rightarrow S(^3P_0)A'(^3P_1)$  (ver, *Tabla 5*),  $B_s \rightarrow A'(^3P_1)A'(^3P_1)$  (ver, *Tabla 6*) y  $B_s \rightarrow T(^3P_2)A'(^3P_1)$  (ver, *Tabla 7*).

Canal exclusivo	ISGW2	CLFA
$B_s^0 \rightarrow D_{S_0}^{*+} (2317) a_1^- (1260)$	1.72x10-3	2.14x10-3
$B_s^0 \rightarrow D_{S_0}^{*+} (2317) K_1^- (1400)$	5.89x10-5	1.5x10-4
$B_s^0 \rightarrow D_{S_0}^{*+} (2317) K_1^- (1270)$	9.32x10-5	1.6x10-4
$B_s^0 \rightarrow K_0^{*+} (1430) a_1^- (1260)$	3.05x10-5	3.69x10-5
$B_s^0 \rightarrow K_0^{*+} (1430) K_1^- (1270)$	1.65x10-6	1.99x10-6
$B_s^0 \rightarrow K_0^{*+} (1430) K_1^- (1400)$	7.66x10-7	1.31x10-6

*Tabla 5.* Fracciones de decaimiento a nivel árbol con emisión externa de los canales  $B_s \rightarrow S(^3P_0)A'(^3P_1)$

Canal exclusivo	ISGW2	CLFA
$B_s^0 \rightarrow D_{S_1}^{*+} (2536) K_1^- (1270)$	2.11x10 <sup>-5</sup>	1.62x10 <sup>-3</sup>
$B_s^0 \rightarrow D_{S_1}^{*+} (2536) K_1^- (1400)$	1.43x10 <sup>-5</sup>	2.1x10 <sup>-3</sup>
$B_s^0 \rightarrow K_1^{*+} (1270) a_1^- (1260)$	7.43x10 <sup>-6</sup>	7.73x10 <sup>-3</sup>
$B_s^0 \rightarrow K_1^{*+} (1400) a_1^- (1260)$	6.86x10 <sup>-6</sup>	5.82x10 <sup>-3</sup>
$B_s^0 \rightarrow K_1^{*+} (1400) K_1^- (1270)$	3.73x10 <sup>-7</sup>	3.19x10 <sup>-3</sup>
$B_s^0 \rightarrow K_1^{*+} (1270) K_1^- (1400)$	2.8x10 <sup>-7</sup>	3.13x10 <sup>-3</sup>

*Tabla 6.* Fracciones de decaimiento a nivel árbol con emisión externa de los canales  $B_s \rightarrow A'(^3P_1)A'(^3P_1)$ .

<i>Canal exclusivo</i>	<i>ISGW2</i>	<i>CLFA</i>	
$B_s^0 \rightarrow (2573) a_1^- (1260)$	$8.82 \times 10^{-4}$	$7.43 \times 10^{-5}$	$12.6 \times 10^{-5}$
$B_s^0 \rightarrow D_{S_2}^{*+} (2573) K_1^- (1270)$	$6.02 \times 10^{-5}$	$4.1 \times 10^{-6}$	$4.19 \times 10^{-6}$
$B_s^0 \rightarrow D_{S_2}^{*+} (2573) K_1^- (1400)$	$3.94 \times 10^{-5}$	$4.49 \times 10^{-6}$	$4.17 \times 10^{-6}$
$B_s^0 \rightarrow K_2^{*+} (1430) a_1^- (1260)$	$3.86 \times 10^{-5}$	$2.85 \times 10^{-6}$	-----
$B_s^0 \rightarrow K_2^{*+} (1430) K_1^- (1270)$	$2.09 \times 10^{-6}$	$1.56 \times 10^{-7}$	-----
$B_s^0 \rightarrow K_2^{*+} (1430) K_1^- (1400)$	$1.41 \times 10^{-6}$	$1.2 \times 10^{-7}$	-----

Tabla 7. Fracciones de decaimiento a nivel árbol con emisión externa de los canales  $B_s \rightarrow T(^3P_2)A'(^3P_1)$

De los resultados presentados en las Tablas 5-6 se observa que los canales con mayor fracción de decaimiento  $B_s^0 \rightarrow D_{S_0}^{*+} (2317) a_1^- (1260)$ ,  $B_s^0 \rightarrow D_{S_2}^{*+} (2573) a_1^- (1260)$  y  $B_s^0 \rightarrow D_{S_1}^{*+} (2536) K_1^- (1270)$  con fracciones de decaimiento del orden de  $10^{-3}$ ,  $10^{-4}$  y  $10^{-5}$ , respectivamente. En la Tabla 7 se comparan nuestros resultados con algunas de las predicciones de la referencia (Muñoz & Zapata, 2009). En este trabajo los autores consideraron todas las contribuciones de QCD y trabajaron en el modelo CLFA.

<i>Canal exclusivo</i>	<i>ISGW2</i>	<i>CLFA</i>
$B_s^0 \rightarrow f_2^0 (1270) \chi_{c_1}^0 (1P)$	$3.72 \times 10^{-7}$	$1.52 \times 10^{-7}$
$B_s^0 \rightarrow f_2^0 (1525) \chi_{c_1}^0 (1P)$	$1.42 \times 10^{-7}$	$4.27 \times 10^{-8}$
$B_s^0 \rightarrow K_2^{*0} (1430) D_1^0 (2430)$	$3.88 \times 10^{-8}$	$1.02 \times 10^{-8}$
$B_s^0 \rightarrow K_2^{*0} (1430) \chi_{c_1}^0 (1P)$	$1.09 \times 10^{-8}$	$3 \times 10^{-9}$
$B_s^0 \rightarrow f_2^0 (1525) D_1^0 (2430)$	$1.77 \times 10^{-9}$	$6.01 \times 10^{-10}$
$B_s^0 \rightarrow f_2^0 (1270) D_1^0 (2430)$	$2.68 \times 10^{-9}$	$1.45 \times 10^{-9}$
$B_s^0 \rightarrow K_2^{*0} (1430) a_1^0 (1260)$	$3.87 \times 10^{-9}$	$5 \times 10^{-10}$
$B_s^0 \rightarrow f_2^0 (1525) a_1^0 (1260)$	$1.79 \times 10^{-10}$	$2.22 \times 10^{-11}$
$B_s^0 \rightarrow f_2^0 (1270) a_1^0 (1260)$	$2.66 \times 10^{-10}$	$1.7 \times 10^{-10}$

Tabla 8. Fracciones de decaimiento a nivel árbol con emisión interna de los canales  $B_s \rightarrow T(^3P_2)A'(^3P_1)$

En la Tabla 8 se presentan las fracciones de decaimientos de los procesos  $B_s \rightarrow TA'$ , generados por emisión interna del bosón  $W$ . Se observa que los canales con mayor fracción de decaimiento en el modelo ISGW2 son:  $B_s^0 \rightarrow f_2^0 (1270) \chi_{c_1}^0 (1P)$ ,  $B_s^0 \rightarrow f_2^0 (1525) \chi_{c_1}^0 (1P)$ ,  $B_s^0 \rightarrow K_2^{*0} (1430) D_1^0 (2430)$  y  $B_s^0 \rightarrow K_2^{*0} (1430) \chi_{c_1}^0 (1P)$ , cuyas fracciones de decaimiento del orden de  $10^{-7}$  y  $10^{-8}$ , respectivamente.

#### 4. CONCLUSIONES

Las fracciones de decaimiento obtenidas para los procesos  $Bs \rightarrow SA'$  son mayores en el modelo *CLFA* que en el modelo *ISGW2*. Mientras que para los procesos  $Bs \rightarrow A'A'$ ,  $TA'$ , son mayores en *ISGW2*.

La interferencia de los factores de forma  $k$  y  $b_+$  en los procesos  $Bs \rightarrow TA'$  y la interferencia de los factores de forma  $l$  y  $c_+$  en los procesos  $Bs \rightarrow A'A'$  generan una contribución negativa al ancho de decaimiento.

En el modelo *CFLA* (*ISGW2*) la contribución de la onda  $l=1$  en los procesos  $Bs \rightarrow A'A'$  es negativa (positiva).

Las principales fuentes de error a las predicciones obtenidas en este trabajo provienen de la incertidumbre en las constantes de decaimiento  $f_{K_1}$  (1400) y  $f_{K_1}$  (1270) en el valor  $Vub$  de la matriz CKM, y el valor de los parámetros  $\beta_{B_s}$  (relativo al modelo *ISGW2*).

#### 5. AGRADECIMIENTOS

Al Comité Central de Investigaciones de la Universidad Tolima por la financiación del presente trabajo. Al grupo de física teorica “Quarks” de la Universidad del Tolima.

### *Apéndice*

#### **Modelos de quarks**

Los modelos de quarks calculan los elementos de matriz hadrónicos como combinaciones lineales de los factores de forma y de constantes de decaimiento. En este trabajo se ha considerado los modelos de quarks *CLFA* [9] e *ISGW2* [7] (el cual es una versión mejorada del modelo *ISGW*).

#### **Modelo de quarks ISGW2**

Uno de los aspectos mejorados en el modelo *ISGW2* está relacionado con la dependencia del momento transferido ( $t_m - t$ ) en forma polinómica para los factores de forma en lugar de la dependencia exponencial gaussiana:

$$\exp\left[-\frac{1}{6}r_{wf}^2(t_m - t)\right] \rightarrow \left[1 + \frac{r^2(t_m - t)}{6N}\right]^{-N}$$

y del factor de la masa hiperfina, lo cual genera un desempeño más realista. Implementa correcciones relativistas en el cálculo de la matriz de la corriente vector axial y en el potencial interquark efectivo. También se tiene en cuenta las restricciones dadas por Heavy Quark Symmetry (*HQS*) y de las distorsiones hiperfinas de las funciones de onda de los mesones. Así, en el modelo *ISGW2* los factores de forma son propor-

cionales a las funciones polinomiales  $F_N^{(\alpha)}$  que son modificaciones al modelo ISGW como se muestra en la siguiente ecuación

$$F_N^{(\alpha)} = \left(\frac{\bar{m}_B}{\tilde{m}_B}\right)^{n_B(\alpha)} \left(\frac{\bar{m}_X}{\tilde{m}_X}\right)^{n_X(\alpha)} \left(\frac{\tilde{m}_X}{\tilde{m}_B}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\beta_B \beta_X}{\frac{1}{2}(\beta_B^2 + \beta_X^2)}\right)^{\frac{n}{2}} \left[1 + \frac{r^2(t_m - t)}{6N}\right]^{-N} \quad (1)$$

Donde

$$r^2 = r_{wf}^2 + \frac{3}{4m_Q m_q} + \frac{1}{\tilde{m}_{PQ} \tilde{m}_B} \left(\frac{16}{33 - 2N_f}\right) \text{Ln} \left[ \frac{\alpha_s(\mu_{MQ})}{\alpha_s(\mu_{mq})} \right]$$

con

$$r_{wf}^2 = \frac{3m_{SP}^2}{2\tilde{m}_{PQ} \tilde{m}_{Xq} \beta_{PX}^2} \mu_{QM}$$

corresponde a la escala de energía del modelo de quarks,  $N_p$ ,  $N_f$  son el número de sabores activos por debajo de la escala del quark que decae y en quien decae, respectivamente, y  $\beta_M$  es un parámetro del modelo.

En el modelo *ISGW2* se trabaja con una escala de energía en el orden de  $\mu_{QM} \sim 1 \text{ GeV}$ , se obtienen correcciones relativistas  $\beta$  que permiten realizar los cálculos de los procesos para los mesones  $B_s$  y  $B_c$  y los factores de forma son más realistas (ver Tabla 2). Se tiene una lista de nuevos factores de forma que incluyen correcciones para decaimientos semileptónicos y no-leptónicos para los mesones (*ondas-p*). Los mesones se deben agrupar en dobletes de acuerdo al spin en *HQS* y luego se encuentra la masa hiperfina para el doblete. Estos dobletes están definidos de la siguiente forma:

$$s_l = \frac{1}{2}: (0^-, 1^-) = (P, V), \quad s_l = \frac{3}{2}: (1^+, 2^+) = (A(^3P_1), T) \quad \text{y} \quad s_l = \frac{3}{2}: (0^+, 1^+) = (S, A(^1P_1)).$$

La expresión para la masa hiperfina de los mesones de un doblete  $s_l$  está dada por:

$$\bar{m}_{S_l} = \left(\frac{S_l + 1}{2S_l + 1}\right) m_{j=S_l+\frac{1}{2}} + \left(\frac{S_l}{2S_l + 1}\right) m_{j=S_l-\frac{1}{2}} \quad (2)$$

## Modelo de quarks *CLFA*

El modelo Covariant Light Front Approach (*CLFA*) [9] es un modelo relativista en el cual se puede calcular los elementos de matriz de la transición hadrónica de mesones pesados a mesones más livianos. Este modelo de quark *CLFA* se basa en el análisis del espín del quark y el movimiento del centro de masa del hadrón. En la aproximación covariante de este modelo las constantes de decaimiento y los factores de forma son calculados con integrales de lazo de Feynman en el espacio de los momentos. Los factores de forma para los procesos de decaimientos  $B_s \rightarrow SA', A'A'$  y  $TA'$  están dados por

$$F(t) = \frac{F(0)}{1 + \alpha \left( \frac{t}{m_B^2} \right) + b \left( \frac{t}{m_B^2} \right)^2} \quad (3)$$

donde  $F$  es alguno de los factores de forma  $F_0, F_1, V, A_0, A_1, A_2$ . En la referencia [9] aparecen explícitamente los valores numéricos para  $F(0)$ ,  $a$  y  $b$ , requeridos en nuestro trabajo. Se utiliza este modelo porque incluye factores relativistas que no están en el modelo *ISGW2*.

## 6. REFERENCIAS

- Belle, (2014). <http://belle.kek.jp/>.
- Buras, A. J. (1995). QCD factors a 1 and a 2 beyond leading logarithms versus factorization in non-leptonic heavy meson decays. *Nuclear Physics B*, 434(3), 606-618.
- Cabibbo, N. (1973) *Phys. Rev. Lett.* **10**, 531; M. Kobayashi and T. Maskawa, *Prog. Th. Phys.* **49**, 652.
- Castro, G.L. & Muñoz, J.H. (2011). *Phys. Rev.*094016.
- Cheng, H. Y., & Chiang, C. W. (2010). Two-body hadronic charmed meson decays. *Physical Review D*, 81(7), 074021.
- Cheng, H. Y., & Chua, C. K. (2010). Erratum: B  $V, A, T$  tensor form factors in the covariant light-front approach: Implications on radiative B decays [*Phys. Rev. D* 81, 114006 (2010)]. *Physical Review D*, 82(5), 059904.
- CERN. (2014). <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>
- Glashow, S. L. (1961), *Nucl. Phys.* 22, 579 S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264 (1967); Ed. por N. Svartholm (Almquist and Wiksells, Stockholm), (1969), p. 367.

- Isgur, N & Scora, D. (1989). Grinstein and M. B. Wise. *Phys. Rev.*, 799.
- Mayorga, H. B. Briceno, A. M. & Munoz, J. H. (2003). Remarks on semileptonic B and D decays into orbitally excited mesons. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 29(9), 2059.
- Muñoz, J. H. & Quintero, N. (2010). Two-body nonleptonic and semileptonic decays of heavy mesons: a pedagogical overview. *arXiv preprint arXiv:1012.2487*.
- Muñoz J.H. & Zapata, O. (2009). *Memorias del XXIII Congreso Nacional de Física*, Santa Marta.
- Nakamura, K. & Particle Data Group. (2010). Review of particle physics. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 37(7A), 075021.
- Nir, Y. (2005). Lectures given at the Third CERN-CLAF School of High Energy Physics, Malargue, Argentina, (February-March, 2005); e-print hep-ph/9904271; e-print hep-ph/9911321; e-print hep-ph/0109090.
- Slac National Accelerator Laboratory, (2014). Stanford University. <http://www-public.slac.stanford.edu/babar/>
- Scora, D. & Isgur, N. (1995). *Phys. Rev.*, 2783.
- Verma, R. C. (2012). Decay constants and form factors of s-wave and p-wave mesons in the covariant light-front quark model. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 39(2), 025005.

Referencia	Fecha de recepción	Fecha de aprobación
Miguel Armando Rodríguez-Marquez & José Herman Muñoz-Ñungo. Decaimientos hadrónicos a dos cuerpos del mesón $B_s$ con mesones excitados orbitalmente en el estado final. Revista Tumbaga (2014), 9 vol. I, 7-20	Día/mes/año 18/02/2013	Día/mes/año 11/09/2013