

Capítulo 4

“Mezcla” de mesones neutros K^0 , B_d^0 y B_s^0 en el modelo 331

Las mezclas de mesón-antimesón neutros son fenómenos muy interesantes en la física de partículas, debido a que son sensibles a los grados de libertad pesados que se propagan en la amplitudes de transición. Las mezclas en los sistemas $K^0 - \bar{K}^0$ y $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ han sido estudiadas desde hace algún tiempo y han aportado información valiosa sobre los parámetros del ME, así como han impuesto condiciones sobre las posibles contribuciones de Nueva Física (NF). De hecho a través de los sistemas K^0 y B_d^0 fue posible inferir la masa de los quarks charm c y top t respectivamente, incluso antes de que estas partículas fueran formalmente descubiertas. Es debido a esto que los sistemas de mesones neutros han motivado intentos de detectar señales de NF al comparar las mezclas de mesones observadas con sus predicciones en el ME.

El propósito del presente capítulo es el de encontrar el formalismo necesario para incluir los efectos de NF proveniente del modelo 331 en los sistemas de mesones neutros y de igual forma determinar restricciones sobre parámetros característicos del modelo, a partir de los datos experimentales existentes.

4.1. Observables físicos en los sistemas de mesones neutros.

Como se mencionó en el capítulo 2, en el Modelo Estándar, los procesos mediados por corriente neutras con cambio de sabor (FCNC) están prohibidos a nivel árbol y sólo ocurren a través de diagramas de uno o más loops. Esto es consistente con las observaciones experimentales, que muestran que los observables físicos correspondientes se encuentran muy suprimidos. Sin embargo, aún cuando las predicciones del ME se encuentran en buen acuerdo con las mediciones experimentales, de todos modos existe la posibilidad de que estos observables puedan revelar la presencia de nueva física (NF).

Con respecto a la presencia de FCNC, es importante nuevamente señalar que los modelos 331 tienen como una de sus principales características la existencia de dichas corrientes a nivel árbol, inducidas mediante la no universalidad de los acoplamientos de los quarks con los bosones neutros Z y Z' . La magnitud de los acoplamientos, depende de los ángulos y fases de las matrices de mezcla de los fermiones izquierdos, las cuales en el caso particular de los observables mesónicos que pretendemos analizar serán V_L^u y V_L^d . Como se verá posteriormente, a diferencia de lo que sucede en el ME (donde los cambios de sabor sólo tienen lugar en las corrientes cargadas), las matrices izquierdas pueden observarse en forma separada de las derechas. Con la finalidad de obtener cotas para estos nuevos modelos, el sector de quarks tipo down d , s y b , resulta el más conveniente desde el punto de vista experimental. En lo posterior nos proponemos analizar procesos que involucran mezclas de mesones neutros en los cuales el sabor cambia en dos unidades ($\Delta F = 2$). Para el sector down, los observables experimentales disponibles para procesos con $\Delta F = 2$, donde $F = S, B$ son [42]:

$$\begin{aligned}
 \Delta m_K &= m_{K_L} - m_{K_S} = (5,292 \pm 0,009) \times 10^{-3} \text{ ps}^{-1} \\
 \Delta m_d &= m_{B_H^0} - m_{B_L^0} = 0,507 \pm 0,005 \text{ ps}^{-1} \\
 \Delta m_s &= m_{B_{sH}^0} - m_{B_{sL}^0} = 17,77 \pm 0,12 \text{ ps}^{-1} \\
 |\varepsilon_K| &= (2,232 \pm 0,007) \times 10^{-3} \\
 \sin \Phi_d &= 0,687 \pm 0,032
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

con

$$|\varepsilon_K| = \frac{2}{3} \left[\frac{\text{B}(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\tau_L} \frac{\tau_S}{\text{B}(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \right]^{1/2} + \frac{1}{3} \left[\frac{\text{B}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\tau_L} \frac{\tau_S}{\text{B}(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)} \right]^{1/2} \tag{4.2}$$

siendo $\tau_{L,S}$ el tiempo de vida del mesón K_L o K_S respectivamente y

$$\sin \Phi_d = - \frac{\Gamma(B_d \rightarrow J/\psi K_S) - \Gamma(\bar{B}_d \rightarrow \overline{J/\psi K_S})}{\Gamma(B_d \rightarrow J/\psi K_S) + \Gamma(\bar{B}_d \rightarrow \overline{J/\psi K_S})} \tag{4.3}$$

Puede verse que tanto $|\varepsilon_K|$ como Φ_d son parámetros que violan CP (de hecho Φ_d surge de la interferencia entre la violación de CP en mezclas y decaimientos de mesones B_d). La motivación para el presente análisis es encontrar la contribución a los observables físicos mencionados proveniente del modelo de 331

4.2. Construcción del Lagrangiano efectivo.

El procedimiento para construir un lagrangiano efectivo que nos describa la dinámica de las partículas donde se hace la inclusión del bosón de gauge adicional Z' es similar al

realizado en [43], pero en nuestro caso particular, en virtud de los los acoplamientos no universales, debemos generalizarlo. Partamos del lagrangiano neutro en la base débil:

$$\mathcal{L}_{NC} = -gJ_\mu^{(1)} Z_0^\mu - g_2 J_\mu^{(2)} Z_0^{\mu'} \quad (4.4)$$

donde Z_0 es el bosón neutro asociado con el ME, y Z_0' es el bosón de gauge que surge de la extensión del grupo de simetría $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ (ver ec.(3.30)). Aquí, hemos definido $g_1 = \frac{g}{2C_W}$, $g_2 = \frac{g'}{2S_W C_W}$. Las corrientes en la ec.(4.4) pueden escribirse mediante:

$$J_\mu^{(1)} = \sum_{i,j} \bar{\psi}_i \gamma_\mu [\epsilon_{\psi_{Lij}}^{(1)} P_L + \epsilon_{\psi_{Rij}}^{(1)} P_R] \psi_j \quad (4.5)$$

$$J_\mu^{(2)} = \sum_{i,j} \bar{\psi}_i \gamma_\mu [\epsilon_{\psi_{Lij}}^{(2)} P_L + \epsilon_{\psi_{Rij}}^{(2)} P_R] \psi_j \quad (4.6)$$

donde ψ_i designa a los fermiones, y las matrices $\epsilon_{\psi_{(R,L)}}^{(1)}$ y $\epsilon_{\psi_{(R,L)}}^{(2)}$ resultan de las ecs. (3.38), (3.40) y (3.41). Para el sector de quarks, la forma explícita de las matrices $\epsilon_{\mathcal{U}_{(R,L)}}^{(i)}$ y $\epsilon_{\mathcal{D}_{(R,L)}}^{(i)}$ ha sido presentada en el capítulo anterior, ecs. (3.49)-(3.52).

Al pasar de la base débil a los autoestados de masa usamos trasformaciones ortogonales ordinarias. Aquí es importante recordar que los estados Z y Z' tampoco son en general autoestados de masa. En términos de los estados físicos, que llamaremos Z_1 y Z_2 , se tiene

$$\mathcal{L}_{NC}^Z = -g_1 \left[\cos \theta J_\mu^{(1)} + \frac{g_2}{g_1} \sin \theta J_\mu^{(2)} \right] Z_1^\mu - g_1 \left[\frac{g_2}{g_1} \cos \theta J_\mu^{(2)} - \sin \theta J_\mu^{(1)} \right] Z_2^\mu \quad (4.7)$$

donde θ es el ángulo de mezcla entre Z y Z' . Hemos despreciado aquí la mezcla con los bosones K , que introducirían nuevos parámetros desconocidos.

Las corrientes en la base de masa de los fermiones se obtienen mediante la introducción de matrices unitarias que diagonalizan las matrices de masa provenientes de los acoplamientos de Yukawa. De acuerdo con el análisis llevado a cabo en el capítulo anterior, se tendrá

$$\begin{aligned} J_\mu^{(1)} &= \sum_{i,j} \bar{\psi}_i \gamma_\mu [E_{\psi_L}^{ij} P_L + E_{\psi_R}^{ij} P_R] \psi_j \\ &= \sum_{i,j} \bar{\psi}_i \gamma_\mu [(V_L^\psi \epsilon_{\psi_L}^{(1)} V_L^{\psi\dagger})_{ij} P_L + (V_R^\psi \epsilon_{\psi_R}^{(1)} V_R^{\psi\dagger})_{ij} P_R] \psi_j \end{aligned} \quad (4.8)$$

$$\begin{aligned} J_\mu^{(2)} &= \sum_{i,j} \bar{\psi}_i \gamma_\mu [B_{\psi_L}^{ij} P_L + B_{\psi_R}^{ij} P_R] \psi_j \\ &= \sum_{i,j} \bar{\psi}_i \gamma_\mu [(V_L^\psi \epsilon_{\psi_L}^{(2)} V_L^{\psi\dagger})_{ij} P_L + (V_R^\psi \epsilon_{\psi_R}^{(2)} V_R^{\psi\dagger})_{ij} P_R] \psi_j \end{aligned} \quad (4.9)$$

Estas matrices de mezcla $V_{L,R}^\psi$ vendrán determinadas por el potencial escalar y los acoplamientos de Yukawa, que incluyen muchos parámetros desconocidos y no serán objeto de estudio en este trabajo. Consideraremos por tanto matrices generales de rotación. Cabe destacar que debido a que las matrices $\epsilon_{\mathcal{U}(R)}^{(i)}$ y $\epsilon_{\mathcal{D}(R)}^{(i)}$ son proporcionales a la identidad (ver las ecs. (3.49)-(3.52)), las matrices E_{U,D_R} y B_{ψ_R} serán diagonales. La matriz CKM correspondiente en términos de estas matrices de rotación está dada en la ec.(3.67).

El lagrangiano de la ec.(4.7) puede escribirse teniendo en cuenta las anteriores consideraciones en la base de masa de la forma:

$$-\mathcal{L}_{ef} = \frac{4G_F}{\sqrt{2}} \sum_{\psi, \chi} \sum_{i,j,k,l} [C_{LL}^{ijkl} Q_{kl}^{ij} + C_{RR}^{ijkl} \tilde{Q}_{kl}^{ij} + C_{LR}^{ijkl} O_{kl}^{ij} + C_{RL}^{ijkl} \tilde{O}_{kl}^{ij}] \quad (4.10)$$

donde hemos definido los operadores

$$\begin{aligned} Q_{ij}^{kl} &= (\bar{\psi}_i \gamma_\mu P_L \psi_j)(\bar{\chi}_k \gamma_\mu P_L \chi_l) \\ \tilde{Q}_{ij}^{kl} &= (\bar{\psi}_i \gamma_\mu P_R \psi_j)(\bar{\chi}_k \gamma_\mu P_R \chi_l) \\ O_{ij}^{kl} &= (\bar{\psi}_i \gamma_\mu P_L \psi_j)(\bar{\chi}_k \gamma_\mu P_R \chi_l) \\ \tilde{O}_{ij}^{kl} &= (\bar{\psi}_i \gamma_\mu P_R \psi_j)(\bar{\chi}_k \gamma_\mu P_L \chi_l) \end{aligned}$$

y los coeficientes correspondientes C_{XY}^{ijkl} están dados por:

$$C_{XY}^{ijkl} = \rho_{ef} E_{\psi_X}^{ij} E_{\chi_Y}^{kl} + w E_{\psi_X}^{ij} B_{\chi_Y}^{kl} + w E_{\chi_X}^{ij} B_{\psi_Y}^{kl} + y B_{\psi_X}^{ij} B_{\chi_Y}^{kl} \quad (4.11)$$

con $X, Y = L$ o R .

Adicionalmente hemos introducido las siguientes definiciones

$$\rho_{ef} = \rho_1 \cos^2 \theta + \rho_2 \sin^2 \theta, \quad \rho_i = \frac{M_W^2}{M_{Z_i}^2 \cos^2 \theta_W} \quad (4.12)$$

$$w = \frac{g_2}{g_1} \sin \theta \cos \theta (\rho_1 - \rho_2) \quad (4.13)$$

$$y = \left(\frac{g_2}{g_1} \right)^2 (\rho_1 \sin^2 \theta + \rho_2 \cos^2 \theta), \quad (4.14)$$

siendo θ_W el ángulo de Weinberg.

4.3. Contribución de nueva física a procesos con $\Delta F = 2$ en modelos 331

Para incluir las contribuciones de NF provenientes del modelo 331 con $\beta = \pm 1/\sqrt{3}$ existen dos posibilidades: la primera consiste en suponer que la mayor contribución proviene de procesos de FCNC mediados por el bosón Z' , la segunda es considerar procesos

en los cuales los quarks extra pesados intervienen en los grados de libertad internos de los observables con $\Delta F = 2$. El caso más general en estos modelos 331 debería considerar simultáneamente las dos opciones anteriores. Sin embargo, es razonable esperar que no haya cancelaciones fortuitas entre las dos posibilidades, y por tanto podemos examinar cada una por separado.

Considerando las contribuciones provenientes de procesos con FCNC, podemos escribir el siguiente lagrangiano de interacción en términos de los estados de corrientes $D = (d_1 \ d_2 \ d_3)^T$ para β general

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{NC}}^{(d)} = & \frac{g' Z'^{\mu}}{2 S_W C_W} \left[\sum_{i=1}^2 \bar{D}_i^0 \gamma_{\mu} \left(\frac{1}{\sqrt{3}} - \beta Q_d S_W^2 \right) P_L D_i^0 \right. \\ & \left. + \bar{D}_3^0 \gamma_{\mu} \left(-\frac{1}{\sqrt{3}} - \beta Q_d S_W^2 \right) P_L D_3^0 + \sum_{i=1}^3 \bar{D}_i^0 \gamma_{\mu} 2 \beta Q_d S_W^2 P_R D_i^0 \right], \end{aligned} \quad (4.15)$$

donde $P_{L,R} = (1 \mp \gamma_5)/2$ y $Q_d = -1/3$. Nótese que estamos considerando únicamente los términos que incluyen los quarks del ME del lagrangiano ec. (3.38) acoplados al bosón Z' . Esto es debido a que los acoplamientos de los quarks del ME con el bosón Z son universales. Si bien existirían FCNC inducidas por la no universalidad de la matrices de mezcla, es natural que los efectos sean de un orden inferior.

En este caso particular de modelo 331 y bajo las suposiciones hechas anteriormente, para los valores de $\beta = \pm 1/\sqrt{3}$ los acoplamientos de la ec. (4.15) pueden reescribirse mediante

$$\mathcal{L}_{\text{NC}}^{(d)} = \mp \frac{g' Z'^{\mu}}{\sqrt{3} S_W C_W} \left[\sum_{i=1}^3 \bar{D}_i^0 \gamma_{\mu} (\epsilon_{D_L} P_L + \epsilon_{D_R} P_R) D_i^0 \pm \bar{D}_3^0 \gamma_{\mu} C_W^2 P_L D_3^0 \right], \quad (4.16)$$

donde se han usado las definiciones usuales

$$\epsilon_{D_L} = -\frac{1}{2} + \frac{1}{3} S_W^2, \quad \epsilon_{D_R} = \frac{1}{3} S_W^2. \quad (4.17)$$

Por otra parte, usando el formalismo desarrollado en la sección 4.2, podemos encontrar fácilmente que el lagrangiano efectivo para el sector de quarks tipo down, en la base de autoestados de masa $D = (d \ s \ b)^T$, puede escribirse mediante

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = -\frac{4 G_F}{\sqrt{2}} \sum_{ijkl} \sum_{XY} C_{XY}^{ijkl} (\bar{D}_i \gamma^{\mu} P_X D_j) (\bar{D}_k \gamma_{\mu} P_Y D_l), \quad (4.18)$$

donde X e Y corre sobre las quiralidades L, R , y i, j, k, l designa a los quarks.

Utilizando las matrices unitarias que diagonalizan las matrices down V_{D_L} (ver ec.(3.66)), se obtiene

$$B_{D_L} = V_{0_L}^{d\dagger} \epsilon_{D_L}^{(2)} V_{0_L}^d . \quad (4.19)$$

A partir de esta expresión general es inmediato obtener el lagrangiano de interacción efectiva en los modelos 331. Para $\beta = \pm 1/\sqrt{3}$ y a partir de la ec. (4.16) uno tiene $\epsilon_{D_R}^{(2)} = \epsilon_{D_R} \mathbf{1}_{3 \times 3}$, $\epsilon_{D_L}^{(2)} = \epsilon_{D_L} \mathbf{1}_{3 \times 3} \pm \text{diag}(0, 0, \cos^2 \theta_W)$, y

$$\begin{aligned} B_{D_R} &= \epsilon_{D_R} \mathbf{1}_{3 \times 3} \\ B_{D_L} &= \epsilon_{D_L} \mathbf{1}_{3 \times 3} \pm \cos^2 \theta_W V_{0_L}^{d\dagger} \text{diag}(0, 0, 1) V_{0_L}^d . \end{aligned} \quad (4.20)$$

La contribución de \mathcal{L}_{eff} a procesos con $\Delta S = 2$ and $\Delta B = 2$ son obtenidas mediante los coeficientes C_{XY}^{ijkl} con $i \neq j, k \neq l$, los cuales son proporcionales a los elementos matriciales no diagonales $B_{D_{X,Y}}$. Finalmente en estos modelos de 331 el lagrangiano de interacción correspondiente estará dado mediante

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = - \frac{4 G_F}{\sqrt{2}} \left(\frac{g_2}{g_1} \right)^2 (\rho_1 \sin^2 \theta + \rho_2 \cos^2 \theta) (\bar{D}_i \gamma^\mu P_L B_{D_L ij} D_j) (\bar{D}_k \gamma_\mu P_L B_{D_L kl} D_l) , \quad (4.21)$$

donde $i \neq j, k \neq l$. Los elementos no diagonales de B_{D_L} son

$$B_{D_L ij} = \cos^2 \theta_W V_{D_L 3i}^* V_{D_L 3j} . \quad (4.22)$$

Las constantes de acoplamiento pueden escribirse en términos del ángulo de Weinberg mediante

$$\left(\frac{g_2}{g_1} \right)^2 = \frac{1}{3 - 4 \sin^2 \theta_W} . \quad (4.23)$$

donde se ha introducido la definición

$$g_2 = \mp \frac{g'}{\sqrt{3} S_W C_W} . \quad (4.24)$$

A fin de tener en cuenta las fases complejas en los elementos de las matrices V , uno puede escribir sin pérdida de generalidad [44]

$$V_{D_L} = P \tilde{V} K \quad (4.25)$$

donde $P = \text{diag}(e^{i\phi_1}, 1, e^{i\phi_3})$, $K = \text{diag}(e^{i\alpha_1}, e^{i\alpha_2}, e^{i\alpha_3})$, mientras que la matriz unitaria \tilde{V} puede reescribirse usando la parametrización estándar en términos de tres ángulos de mezcla θ_{12} , θ_{23} y θ_{13} y una fase φ

$$\tilde{V} = \begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\varphi} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\varphi} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\varphi} & s_{23} c_{13} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13} e^{i\varphi} & -c_{12} s_{23} - s_{12} c_{23} s_{13} e^{i\varphi} & c_{23} c_{13} \end{pmatrix} . \quad (4.26)$$

Procedamos a escribir las expresiones teóricas para los observables con $\Delta F = 2$ bajo consideración. En general, éstos reciben contribuciones tanto del ME provenientes de los

diagramas estándar de un loop como de las provenientes de procesos de FCNC a nivel árbol. Notando mediante M_{12}^P los elementos de matriz $\langle P^0 | \mathcal{H}_{\text{eff}} | \bar{P}^0 \rangle$, se obtiene

$$\Delta m_K = 2 \operatorname{Re}(M_{12}^{K(ME)} + M_{12}^{K(331)}) \quad (4.27)$$

$$\Delta m_d = 2 \left| M_{12}^{B_d(ME)} + M_{12}^{B_d(331)} \right| \quad (4.28)$$

$$\Delta m_s = 2 \left| M_{12}^{B_s(ME)} + M_{12}^{B_s(331)} \right| \quad (4.29)$$

$$\varepsilon_K = \frac{e^{i\pi/4}}{\sqrt{2}\Delta m_K} \operatorname{Im}(M_{12}^{K(ME)} + M_{12}^{K(331)}) \quad (4.30)$$

$$\Phi_d = -\arg(M_{12}^{B_d(ME)} + M_{12}^{B_d(331)}) . \quad (4.31)$$

Las correspondientes contribuciones del ME son bien conocidas [45]. Se tiene

$$M_{12}^{K(ME)} = \frac{G_F^2}{12\pi^2} m_W^2 m_K f_K^2 \hat{B}_K [\eta_1 S_0(x_c) \lambda_c^2 + \eta_2 S_0(x_t) \lambda_t^2 + 2\eta_3 \lambda_c \lambda_t S(x_c, x_t)] \quad (4.32)$$

$$M_{12}^{B_q(ME)} = \frac{G_F^2}{12\pi^2} m_W^2 m_{B_q} f_{B_q}^2 \hat{B}_{B_q} \eta_B S_0(x_t) (V_{tq} V_{tb}^*)^2 , \quad (4.33)$$

donde $S_0(x_q)$ son las funciones de Inami-Lim [46] provenientes de diagramas de caja, $\lambda_c = V_{cs}^* V_{cd}$ y $\lambda_t = V_{ts}^* V_{td}$, siendo V_{ij} las entradas de la matriz V_{CKM} . f_K y f_{B_q} son las constantes de decaimiento del K^+ y del mesón B_q^+ respectivamente. Por último \hat{B}_P y η_i, η_B son parámetros que tienen en cuenta incertidumbres teóricas relacionadas con correcciones de QCD de largas y cortas distancias respectivamente.

A partir del lagrangiano de interacción (4.21) es sencillo obtener las expresiones relevantes para las contribuciones provenientes de nueva física. Éstas están dadas por

$$M_{12}^{P(331)} = \frac{2\sqrt{2}}{3} G_F m_P f_P^2 \hat{B}_P \left(\frac{g_2}{g_1} \right)^2 \cos^4 \theta_W (\sin \theta + r) \lambda_P^2 , \quad (4.34)$$

donde

$$r = \frac{m_Z^2}{m_{Z'}^2} \cos \theta \quad (4.35)$$

$$\lambda_K = s_{13} s_{23} c_{13} e^{i(\phi_1 - \varphi)} \quad (4.36)$$

$$\lambda_{B_d} = s_{13} c_{23} c_{13} e^{i(\phi_1 - \phi_3 - \varphi)} \quad (4.37)$$

$$\lambda_{B_s} = s_{23} c_{23} c_{13}^2 e^{-i\phi_3} . \quad (4.38)$$

Por tanto, se ve que las nuevas contribuciones a los cinco observables considerados ecs. (4.27-4.31), están dadas en términos de cinco parámetros desconocidos, esto es, el factor r , los ángulos θ_{13} , θ_{23} , y dos fases que provienen de la parametrización de la matriz de mezcla \tilde{V} . Con respecto a estas últimas, consideramos aquí como parámetros independientes las fases $\phi' \equiv \phi_1 - \phi_3 - \varphi$ y $\phi'' \equiv \phi_1 - \varphi$. La fase en ec. (4.38) será así $\phi_3 = \phi'' - \phi'$.

4.4. Entradas, procedimiento numérico y resultados

Como se estableció, nuestro objetivo es tener en cuenta los datos experimentales recientes relacionados con observables con $\Delta F = 2$ para acotar valores en los parámetros del modelo 331. Claramente, a fin de realizar este análisis es necesario tener en cuenta tanto las incertidumbres teóricas como experimentales en las contribuciones correspondientes a la física del ME.

En nuestro análisis, los valores experimentales de las masas en las ecs. (4.27-4.33), así como la constante de decaimiento del kaon y el valor del ángulo θ_W a la escala electrodébil han sido tomados de [42], mientras que para las masas de los quarks que entran en los diagramas de un loop del ME (diagrama “caja”) usamos $m_c = 1,3 \pm 0,1$ GeV y $m_t = 168,5$ GeV. En cuanto a las estimaciones teóricas para las correcciones de corta distancia de QCD η_i y η_B que se encuentran en las ecuaciones ecs. (4.32) y (4.33), tomamos los valores $\eta_1 = 1,32 \pm 0,32$, $\eta_2 = 0,57 \pm 0,11$, $\eta_3 = 0,47 \pm 0,05$ y $\eta_B = 0,55$ [47]. Para los valores de los parámetros B_K usamos resultados recientes de lattice QCD, $B_K = 0,83 \pm 0,18$ [48]. Adicionalmente, los valores de los parámetros B_{B_d} y B_{B_s} , así como también las constantes de decaimiento B_d y B_s , pueden obtenerse promediando resultados de cálculos obtenidos por diferentes grupos para “unquenched lattice QCD” [49, 50] (esto es, cálculos en la red en los que se utilizan masas “realistas” para los quarks). Esto último lleva a $f_{B_d} \sqrt{B_{B_d}} = 0,21 \pm 0,03$, $f_{B_s} \sqrt{B_{B_s}} = 0,25 \pm 0,03$.

Ahora bien, un especial cuidado debe tenerse al manejar los parámetros de la matriz de mezcla de quarks, V_{CKM} . La razón es que los valores consignados usualmente para las entradas de esta matriz provienen de ajustes globales, que resultan fuertemente dependientes de cálculos teóricos basados en procesos a un loop en el ME. En principio, estos procesos pueden ser alterados por efectos de contribuciones de 331, modificando el ajuste global llevado a cabo en el ME. De este modo, en lugar de usar ajustes globales, tendremos en cuenta únicamente las restricciones obtenidas directamente de procesos dominantes a nivel árbol, es decir, no consideraremos resultados provenientes de análisis que involucren correcciones a un loop. Por tanto, a partir de los datos del Particle Data Group tomamos [42]

$$\begin{aligned}
 |V_{ud}| &= 0,9738 \pm 0,0003 & |V_{us}| &= 0,226 \pm 0,002 & |V_{ub}| &= 0,0043 \pm 0,0003 \\
 |V_{cd}| &= 0,230 \pm 0,011 & |V_{cs}| &= 0,957 \pm 0,095 & |V_{cb}| &= 0,0416 \pm 0,0006
 \end{aligned}
 \tag{4.39}$$

Asimismo, como una entrada experimental adicional, tendremos en cuenta el valor del parámetro de violación de CP $\gamma = \arg(-V_{ud}V_{ub}^*/V_{cd}V_{cb}^*)$, el cual puede obtenerse del decaimiento (dominado por contribuciones árbol) $B \rightarrow D^{(*)}X$. A partir de los análisis llevados a cabo por las colaboraciones CKMfitter [51] y UTfit [52], se tiene

$$\gamma = 78^\circ \pm 17^\circ .
 \tag{4.40}$$

Teniendo en cuenta este conjunto de valores experimentales, procedemos a estimar el rango permitido de los parámetros del modelo de 331 que aparecen en las ecs.(4.27-4.31) compatibles con las mediciones experimentales de los cinco observables de interés. Los parámetros de la matriz V_{CKM} son tratados de la siguiente manera: a fin de decidir la compatibilidad de un conjunto dado de valores de parámetros del modelo 331, consideramos una parametrización estrictamente unitaria de la matriz V_{CKM} (como la mostrada en la ec. (4.26)), y permitimos que los valores de los ángulos de mezcla y la fase compleja varíen libremente. Entonces los valores para los parámetros del 331 son “aceptados” únicamente si las restricciones experimentales ecs.(4.1) se satisfacen y a la vez el conjunto correspondiente de parámetros de la V_{CKM} es compatible con los rangos de las ecs.(4.39-4.40). De esta forma, tenemos en cuenta las correlaciones entre las incertidumbres de los parámetros del 331 y las incertidumbres en las restricciones experimentales de los elementos de la V_{CKM} que surgen de procesos dominados por contribuciones árbol. Restricciones sobre los elementos de la V_{CKM} que envuelven al quark top así como al ángulo de violación de CP β surgirán directamente de los valores experimentales de observables con $\Delta F = 2$ y de la unitariedad de la matriz de V_{CKM} en presencia de contribuciones 331.

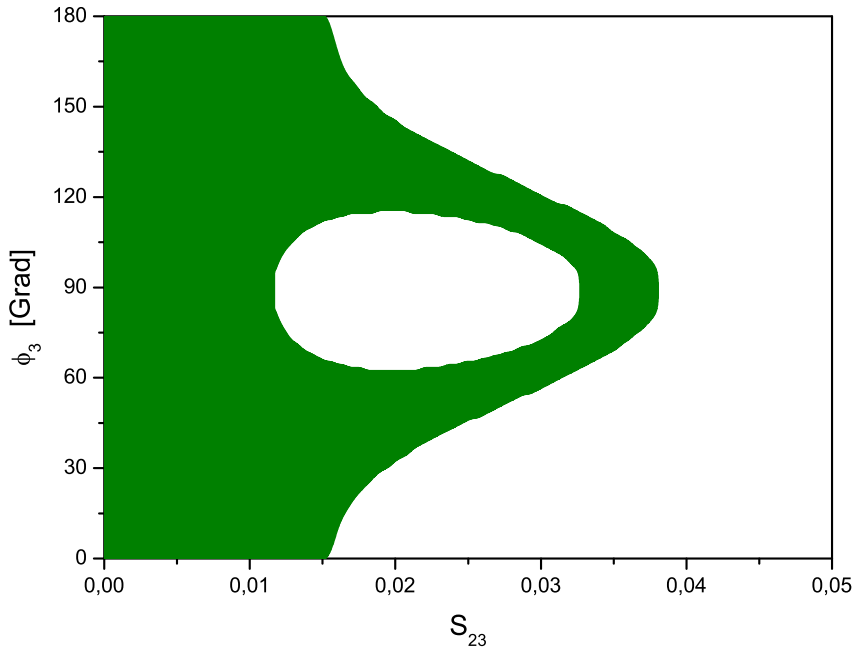


Figura 4.1: Región permitida para s_{23} y ϕ_3 con $s_{13} = 0$, $M_{Z'} = 1$ TeV, considerando un nivel de confianza de 2σ para los errores experimentales de los observables $\Delta F = 2$.

Presentaremos ahora nuestros resultados. En primer lugar consideraremos la región de parámetros del modelo 331 que es compatible con los valores experimentales (4.1) al

nivel de 2σ . A este nivel, los datos pueden ser reproducidos mediante el ME, sin nueva física (es decir, los valores $\theta_{13} = \theta_{23} = 0$ se encuentran en los rangos permitidos). Con la finalidad de trabajar con el espacio de cinco parámetros, fijamos inicialmente la masa del bosón Z' a 1 TeV despreciando la mezcla $Z - Z'$, y tomamos el ángulo de mezcla $\theta_{13} = 0$. En este caso las únicas restricciones vienen de la ec. (4.38), que determina la region para s_{23} y $\phi_3 = \phi'' - \phi'$. Esto esta representado en la figura 4.1, donde se encuentra una cota superior $|s_{23}| \leq 0,038$ [53].

No consideraremos aquí otras posibles soluciones ($|s_{23}| \simeq 1$, $|c_{23}| \leq 0,038$), siguiendo la creencia usual que supone las correlaciones naturales entre la jerarquías en las masas de los quarks y los ángulos de mezcla. Luego consideramos el caso donde $\theta_{23} = 0$, en el cual las restricciones surgen de la ec. (4.37), y se encuentran las regiones permitidas en el plano s_{13} y ϕ' , como se muestra en figura 4.2. Vemos que los valores de $|s_{13}|$ pueden llegar hasta 0.0035, dependiendo del valor de la fase ϕ' .

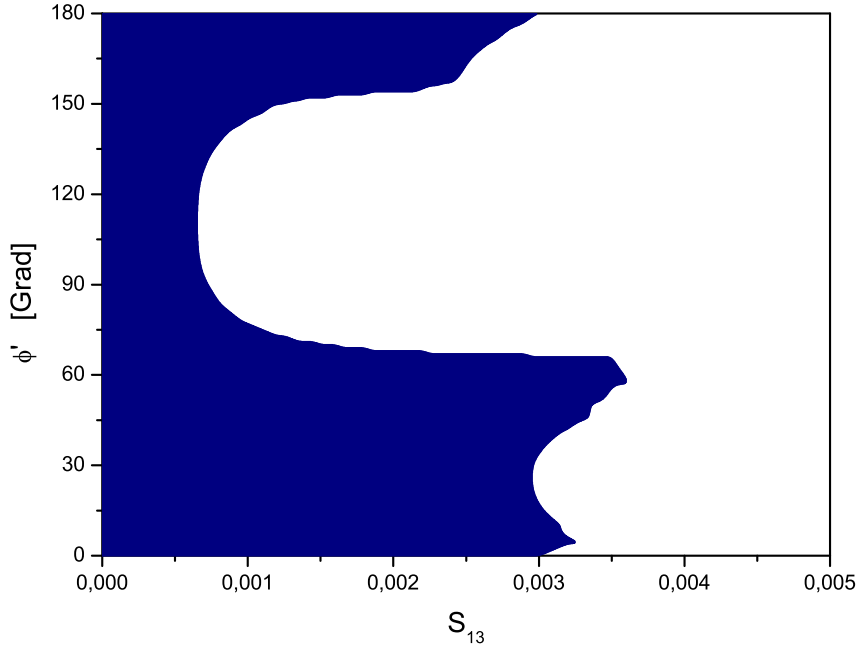


Figura 4.2: Región permitida para $s_{13} - \phi'$ considerando un nivel de confianza de 2σ en los errores experimentales de los observables con $\Delta F = 2$.

Considerando valores distintos de cero para θ_{23} , se ve que la región permanece inalterada si s_{23} es relativamente pequeño, mientras que empieza a reducirse a medida que se acerca a la cota superior de 0,038 determinada previamente. Cerca de esta cota, sólo ciertos rangos de la fase ϕ' son permitidos, dependiendo del valor de ϕ'' . Esto se muestra

en la figura 4.3 donde hemos tomado $s_{23} = 0,036$ y algunos valores representativos para ϕ'' .

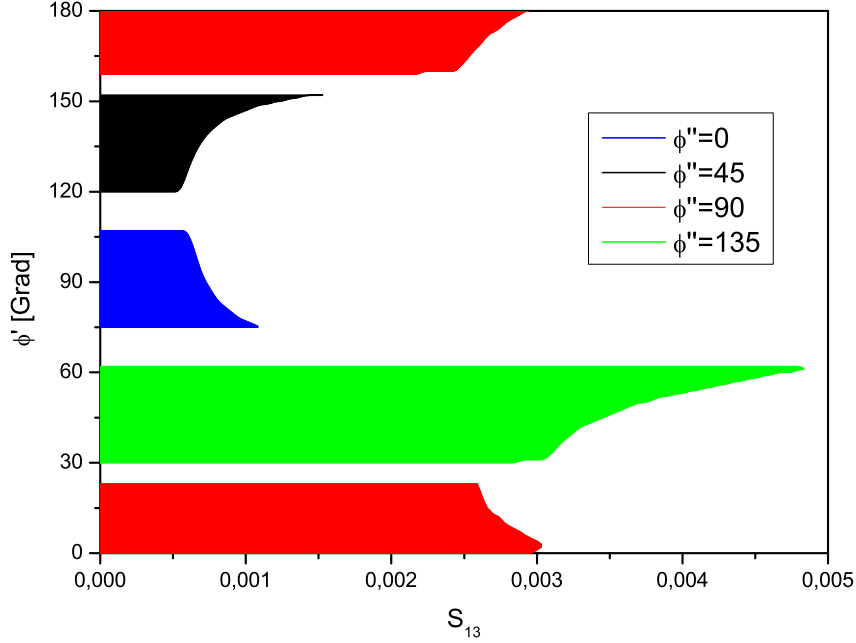


Figura 4.3: Región permitida para $s_{13} - \phi'$ considerando un nivel de confidencialidad de 2σ en los errores experimentales de observables con $\Delta F = 2$. Para este caso se tomó un valor de la masa de Z' de 1 TeV y $s_{23} = 0,036$

Consideremos ahora la dependencia con la escala de rompimiento de simetría de $SU(3)_L$ al incrementar el valor de la masa de Z' de 1 TeV a 5 TeV. Como es de esperarse, para bajos valores de s_{23} las cotas sobre s_{13} son simplemente amplificadas en un factor cinco, y lo mismo sucede con la cota superior para s_{23} . En la figura 4.4, mostramos las regiones permitidas en el plano $s_{13} - \phi'$, tomando ahora $s_{23} = 5 \times 0,036 = 0,18$. Mientras los rangos para ϕ' son los mismos que los obtenidos en la figura 4.3, el efecto combinado de las restricciones de los cinco valores experimentales produce algunas distorsiones para valores grandes de s_{13} .

Por último, presentamos los resultados correspondientes a un nivel de confianza de 1σ en los datos experimentales. Nuevamente, para bajos valores de θ_{23} el rango de parámetros permitidos para θ_{13} y ϕ' es independiente de θ_{23} y ϕ'' . Los resultados se muestran en la figura 4.5, donde las áreas sombreadas en azul corresponden a una masa de Z' de 1 TeV, mientras que las áreas sombreadas en verde corresponden a una masa de Z' de 5 TeV. Encontramos ahora que el valor de θ_{23} está restringido mediante $|s_{23}| \leq 0,027$. Como en el caso anterior, cerca de este valor superior para θ_{23} las regiones permitidas parecen te-

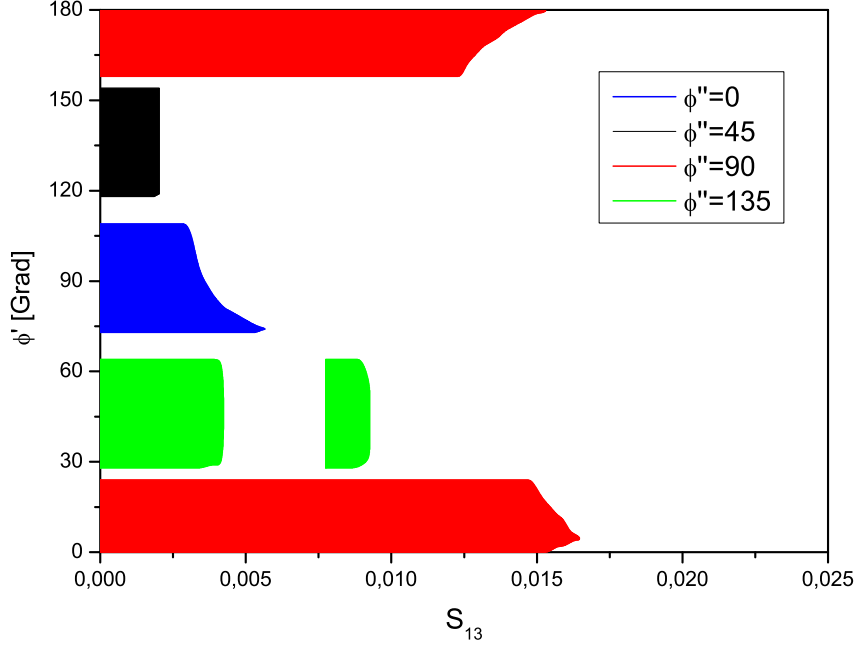


Figura 4.4: Región permitida para $s_{13} - \phi'$ considerando un nivel de confidencialidad de 2σ en los valores experimentales de observables con $\Delta F = 2$. Para este caso se tomó una masa de Z' de 5 TeV y $s_{23} = 0,18$.

ner restricciones adicionales, y de igual forma aparecen zonas reducidas dependiendo del valor de ϕ'' . Esto se muestra en la figura 4.6, donde se presentan las regiones permitidas para el espacio de parámetros $s_{13} - \phi'$ para una masa de Z' de 1 TeV, tomando ahora $s_{23} = 0,025$ y $\phi'' = 0, 45, 90$ y 135 grados (la última posibilidad no presenta solución compatible.). Se ve de este análisis que los valores $s_{13} = s_{23} = 0$ no están permitidos, lo cual significa que el ME no reproduce el conjunto completo de de datos experimentales al nivel de una desviación estándar, requiriendo por tanto la presencia de alguna nueva física (como puede ser la presente en el modelo 331).

Para terminar, analizaremos cualitativamente las cotas obtenidas para s_{13} y s_{23} . Recordemos que los ángulos de mezcla θ_{13} y θ_{23} de los quarks down son parámetros ocultos dentro del ME, donde las únicas cantidades observables son las entradas de la matriz V_{CKM} . A fin de tener alguna idea del tamaño esperado de estos ángulos de mezcla, es interesante considerar los valores que surgen para s_{13} y s_{23} a partir de un Ansatz definido para la matriz de mezcla de los quarks down V_L^d . A modo ilustrativo, consideremos un Ansatz simple y ampliamente estudiado, en el cual la matriz para los quarks down es

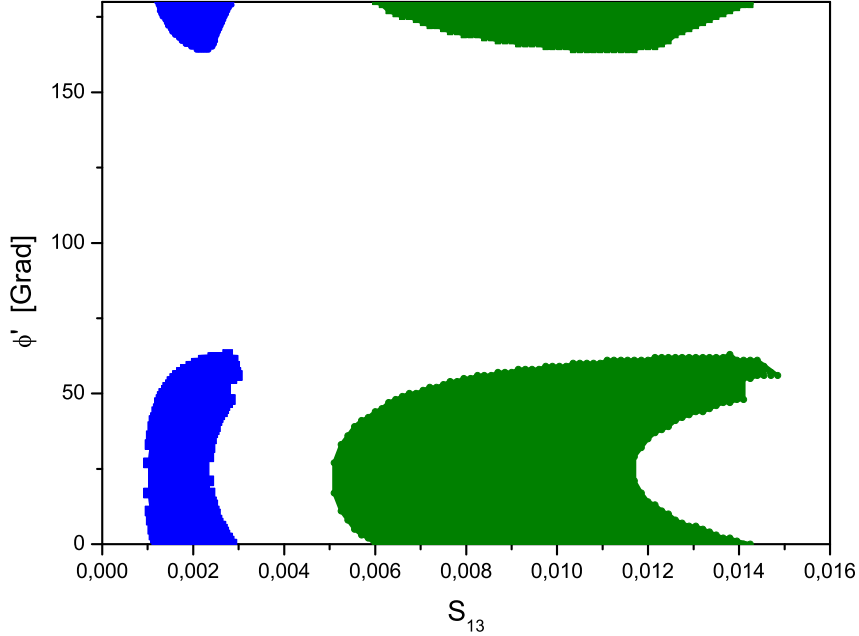


Figura 4.5: Región permitida para $s_{13} - \phi'$ con bajos valores de s_{23} . La región en azul corresponde a $m_{Z'} = 1$ TeV en tanto que la sombreada en verde a $m_{Z'} = 5$ TeV.

hermítica y toma la forma [54]

$$\tilde{M}_d = \begin{pmatrix} 0 & C_d & 0 \\ C_d^* & \tilde{B}_d & B_d \\ 0 & B_d^* & A_d \end{pmatrix} . \quad (4.41)$$

Con este Ansatz, debido a la jerarquía de masas de los quarks ($m_d \ll m_s \ll m_b$), uno espera $|A_d| \gg |\tilde{B}_d|, |B_d|, |C_d|$. Por tanto, la matriz de mezcla V_{0L}^d puede escribirse en términos de las masas de los quarks y algunos parámetros adicionales. En particular, los elementos matriciales \tilde{V}_{13} y \tilde{V}_{23} , definidos en las ecs. (4.25-4.26), están aproximadamente dados por [54]

$$|\tilde{V}_{13}| \simeq \sqrt{\frac{m_d m_s (m_b - A)}{A m_b^2}} , \quad |\tilde{V}_{23}| \simeq \sqrt{\frac{m_b - A}{m_b}} , \quad (4.42)$$

donde el valor de A/m_b está restringido por el valor experimental del cociente de elementos de V_{CKM} $|V_{ub}/V_{cb}|$. A partir de esta restricción, uno obtiene $0,88 \lesssim A/m_b \lesssim 0,98$ [55]. Notando que $|s_{13}| \simeq |\tilde{V}_{13}|$ y $|s_{23}| \simeq |\tilde{V}_{23}|$, se obtiene

$$0,001 \lesssim |s_{13}| \lesssim 0,003 , \quad 0,15 \lesssim |s_{23}| \lesssim 0,35 . \quad (4.43)$$

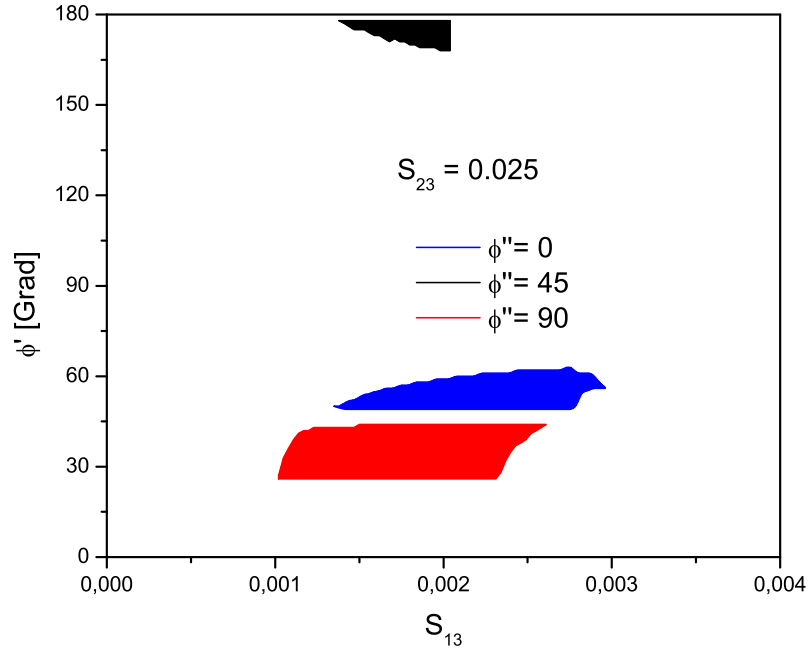


Figura 4.6: Región permitida para $s_{13} - \phi'$ y $s_{23} = 0,025$. Las regiones mostradas corresponden a una masa de $m_{Z'} = 1$ TeV y diferentes valores de ϕ'' .

Si uno compara estos rangos con las restricciones obtenidas en el marco del modelo 331 a partir de los valores experimentales de observables con $\Delta F = 2$ (ec.(4.1)), se ve que se tiene consistencia con los valores de $|s_{23}|$ si la nueva física se encuentra en una escala superior a los pocos TeV, puntualmente $M_{Z'} \lesssim 5$ TeV. En este caso el rango permitido para s_{13} en (4.43) sería demasiado bajo como para reproducir los valores experimentales en la ec. (4.1) al nivel de una desviación estándar (ver figura 4.5).