



Comprendre le monde,
construire l'avenir®



Thèse de doctorat
Spécialité: **Physique**

École Doctorale Physique en Ile-de-France - ED 564
Laboratoire de physique théorique d'Orsay

**Propriétés des mésons lourd-légers en
QCD sur réseau**

Présentée par **Antoine Gérardin**

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR EN SCIENCES DE
L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI**

Thèse soutenue publiquement le 23 septembre 2014 devant la Commission d'examen :

Dr. Benoît	BLOSSIER	(Directeur de thèse)
Dr. Diego	GUADAGNOLI	(Rapporteur)
Dr. Andreas	JUETTNER	(Examineur)
Pr. Vittorio	LUBICZ	(Rapporteur)
Pr. Vincent	MORENAS	(Examineur)
Dr. Marie-Hélène	SCHUNE	(Examineur)



Thèse préparée au
Laboratoire de Physique Théorique d'Orsay
Bâtiment 210, Université Paris-Sud 11
91 405 Orsay CEDEX

Introduction

Dans cette thèse, je m'intéresse aux propriétés des mésons lourd-légers B et D composés d'un quark lourd, b ou c , et d'un quark léger où les qualificatifs lourd et léger se réfèrent à l'échelle naturelle de la Chromodynamique Quantique (QCD): $\Lambda \approx 200$ MeV. L'interaction forte (QCD) décrit les interactions entre les quarks et les gluons. A haute énergie, la constante de couplage de la théorie tend vers zéro justifiant une approche perturbative pour le calcul des fonctions de corrélation. Cependant, à basse énergie, la constante de couplage croît et un traitement perturbatif n'est plus possible: les quarks et les gluons s'hadronisent pour former les baryons et les mésons que l'on observe expérimentalement. La QCD sur réseau permet le calcul de fonctions de corrélation de manière non-perturbative. Plus spécifiquement, il s'agit d'une régularisation de la théorie, adaptée au calcul numérique, dans laquelle l'espace-temps est discrétisé. La taille du réseau L joue le rôle de coupure infrarouge alors que le pas du réseau a joue le rôle de coupure ultraviolette rendant l'intégrale de chemin parfaitement définie. Dans la limite où le volume tend vers l'infini et où le pas du réseau tend vers zéro, on retrouve la QCD. Cependant, à cause des nombreuses échelles d'énergies dont il faut tenir compte, de nombreux problèmes apparaissent lors de l'étude des mésons lourd-légers sur le réseau.

Dans les deux premiers chapitres de ma thèse, je développe les éléments théoriques nécessaires pour la suite. J'introduis la théorie de l'interaction forte (QCD) ainsi que sa mise en œuvre sur le réseau. En particulier, je discute les différentes étapes d'une simulation numérique sur réseau et les techniques utilisées pour le traitement statistique des résultats.

Dans le troisième chapitre de ma thèse, je présente un calcul non-perturbatif de la masse du quark b , l'un des paramètres fondamentaux du modèle standard (SM). C'est une vérification importante de la valeur citée par le PDG puisque cette dernière repose essentiellement sur des résultats se basant sur la théorie des perturbations. La masse du quark b intervient également dans la détermination de $|V_{ub}|$ (un des éléments de la matrice de Cabibbo, Kobayashi et Maskawa (CKM)) à partir de l'étude de la désintégration inclusive $\bar{B} \rightarrow X_u \ell \bar{\nu}_\ell$. La matrice CKM est une matrice unitaire qui paramétrise les changements de saveur des quarks dans le Modèle Standard. Elle joue un rôle majeur dans les tests de précision puisqu'un écart à l'unitarité pourrait être l'évidence de la présence de nouvelle physique. Je présente ensuite le calcul de la constante de désintégration du méson B qui gouverne les désintégrations via l'interaction faible du méson B . En particulier, elle intervient dans l'extraction de l'élément de matrice $|V_{ub}|$ à partir de l'étude des désintégrations exclusives $B \rightarrow \tau \nu$. Finalement, je compare ce résultat avec d'autres déterminations exclusives de $|V_{ub}|$ basées sur la désintégration $B \rightarrow \pi \ell \bar{\nu}$ et qui utilise le facteur de forme $B \rightarrow \pi$ comme paramètre d'entrée.

Dans la seconde partie de la thèse, je présente le Lagrangien décrivant la dynamique

des mésons lourd-légers dans la limite d'une masse infinie pour le quark lourd et d'une masse nulle pour le quark léger, cette théorie s'appelle $\text{HM}\chi\text{PT}$. En QCD sur réseau, afin de réduire de temps de calcul nécessaire, il est habituel de travailler avec des masses de quarks plus hautes que celles observées expérimentalement. Le résultat physique est alors obtenu après extrapolation du résultat à la masse physique du quark et la théorie $\text{HM}\chi\text{PT}$ peut être utilisée pour guider ces extrapolations. Au premier ordre, lorsque l'on tient compte des états de parité négative et positive, le Lagrangien de la théorie $\text{HM}\chi\text{PT}$ contient trois constantes de couplage \hat{g} , \tilde{g} et h que l'on peut calculer sur le réseau. Le couplage g entre le méson vecteur et le méson pseudoscalaire a déjà été étudié sur le réseau mais l'on connaît très peu de chose sur le couplage avec des états excités. Dans le chapitre 4, je présente le premier calcul sur réseau de la constante de couplage qui paramétrise la transition hadronique $B^{*'} \rightarrow B\pi$ entre la première excitation radiale du méson vecteur et l'état fondamental. Je montre que les états excités jouent un rôle important dans l'interprétations des résultats expérimentaux. Ensuite, je présente le calcul sur réseau de la constante de couplage h qui paramétrise la désintégration du méson B scalaire en un méson B pseudoscalaire via l'étude de fonctions de corrélation à deux points.

Enfin, je présente le calcul de la masse et de la constante de désintégration de la première excitation radiale du méson D . Je compare ensuite nos résultats avec les résultats expérimentaux obtenus par la collaboration BaBar. Je montre aussi comment le calcul de la constante de désintégration $f_{D'}$ peut nous éclairer sur le fameux problème "1/2 vs. 3/2"

Les configurations de jauge utilisées lors de cette thèse sont basées sur un sous-ensemble des configurations CLS (coordinated lattice simulation). Elles utilisent la formulation Wilson-Clover avec deux quarks dynamiques. La régularisation est telle que les premières corrections sont quadratiques en la maille du réseau a . De plus, de grands volumes sont utilisés de telle sorte que les effets de volume finis sont négligeables. Pour le dernier chapitre, nous avons utilisés des configurations de jauge fournies par la collaboration ETM (european twisted mass). Elles sont basées sur une régularisation différente de la théorie appelée Twisted Mass QCD.

Chapter 1

La QCD sur réseau

Dans ce chapitre introductif, j'introduis la théorie de l'interaction forte (QCD) ainsi que les notations utilisées dans le manuscrit. Je commence par présenter la théorie dans le continu ainsi que ses principales propriétés comme la symétrie de jauge et la symétrie chirale dans la limite de masse nulle pour les quarks. Cette symétrie sera importante pour comprendre les concepts introduits dans les chapitres 3 et 4. Dans un second temps, j'explique en détail comment la théorie peut-être régularisée sur le réseau: l'espace temps est modélisé par un réseau hypercubique de taille L où le pas du réseau est noté a . Je commence par discuter le Lagrangien de jauge, qui décrit la cinématique des gluons ainsi que les interactions entre gluons. Je discute ensuite le Lagrangien fermionique qui décrit les quarks ainsi que les interactions avec les gluons. Dans ce cas, je présente deux formulations différentes appelées Wilson-Clover et Twisted mass. Ces formulations sont équivalentes dans la limite du continu mais ont des propriétés différentes pour un pas du réseau fini.

Chapter 2

Calcul d'une observable en QCD sur réseau

Dans ce second chapitre, j'explique comment une observable peut être calculée en QCD sur réseau. Je commence par introduire le formalisme de l'intégrale de chemin utilisé pour calculer les fonctions de corrélation et présente son implémentation en QCD sur réseau où le nombre de degré de liberté devient fini. J'explique ensuite comment évaluer numériquement cette intégrale: les intégrations sur les variables gluoniques et fermioniques sont séparées et réalisées successivement. La première intégration (sur les liens de jauge) est réalisée en utilisant un algorithme de type Monte Carlo et je présente l'algorithme HMC (Hybrid Monte Carlo) utilisé dans les simulations numériques actuelles. Il s'agit de générer N configurations de jauge selon un poids statistique proportionnel à l'exponentielle de l'action, de telle sorte que l'intégrale sur les liens de jauge est simplement donnée par la moyenne non pondérée sur ces N configurations. Ces configurations de jauges sont coûteuses en temps de calcul pour être générées mais peuvent ensuite être réutilisées pour le calcul de n'importe quelle observable physique. L'intégration sur les variables fermioniques est quand à elle réalisée explicitement en effectuant les contractions de Wick. Le résultat est exprimé en terme du propagateur des quarks, qui est défini dans le premier chapitre. Le propagateur est évalué en estimant numériquement l'inverse de l'opérateur de Dirac sur chacune des configurations de jauge. Cette opération est délicate et je présenterai rapidement les méthodes utilisées dans ce travail. En particulier, le calcul du propagateur devient de plus en plus délicat lorsque la masse des quarks est faible, ce qui explique que la majorité des simulations numériques actuelles sont réalisées pour des masses de quark plus élevées que celles observées expérimentalement.

L'intégration numérique par la méthode Monte Carlo introduit inévitablement des incertitudes d'origine statistique qu'il s'agit d'estimer. Je présenterai deux méthodes utilisées dans ce manuscrit. Cependant, d'autres erreurs systématiques sont à prendre en compte. Premièrement, puisque les calculs sur réseau sont réalisés dans un volume fini et avec un pas de réseau non nul, ils faut extrapoler les résultats dans la limite où le volume tend vers l'infini et où le pas du réseau tend vers zéro. J'explique donc comment cette limite peut-être atteinte en utilisant plusieurs simulation numériques. Deuxièmement, comme précisé plus haut, les simulations sont souvent réalisées à des masses de quarks non physique et le résultat doit lui aussi être extrapolé. Finalement, la dernière approximation, plus délicate à évaluer numériquement, vient du fait que seuls les quarks up et down sont pris en compte dynamiquement (c'est à dire, dans les boucles des diagrammes de Feynmann).

Chapter 3

Calcul de la masse du quark b et de la constante d'annihilation f_B

Dans ce chapitre, je présente le calcul de la masse du quark b et de la constante d'annihilation f_B du méson B en QCD sur réseau avec deux quarks dynamiques. Le cadre théorique est la théorie HQET (théorie effective des quarks lourds) qui consiste en une expansion du Lagrangien et des fonctions de corrélations en $1/m$ où m est la masse du quark lourd. En effet, il est délicat de simuler directement le quark b sur le réseau : cela nécessiterait l'utilisation de grands volumes afin que les effets de volume restent négligeables mais aussi d'un pas de réseau suffisamment fin pour que la résolution soit plus grande que la taille caractéristique du méson B . Cela se traduit par des résolutions $L/a > 100$ alors que les simulations numériques actuelles sont de l'ordre $L/a \sim 50$. Dans cette thèse je considère la théorie HQET à l'ordre statique et à l'ordre $1/m$. Dans ce second cas, la théorie dépend de cinq paramètres ω_i dont les valeurs peuvent être obtenues après avoir imposé des conditions de raccordement avec la QCD. Ce raccordement doit être effectué de manière non-perturbative, en particulier certains paramètres ne possèdent pas de limite du continu. Cette étape a été réalisée par la Collaboration ALPHA: en imposant que la théorie QCD et la théorie effective HQET donnent des résultats similaires, on peut en déduire la valeurs des paramètres ω_i . Cette étapes a été réalisée pour différentes valeurs de la masse du quark b , paramétrée par $z = L_1 M$ où L_1 est une grandeur fixé sur le réseau et M la masse RGI, de telle sorte que les paramètre ω sont fonction de la masse du quark lourd: $\omega = \omega(z)$.

La stratégie utilisée pour déterminer la masse du quark b est la suivante: on calcule numériquement la masse du méson B sur le réseau en utilisant la théorie HQET. Cette masse, par l'intermédiaire des paramètres HQET ω_i , est fonction de z et donc de la masse du quark lourd. En imposant, dans un second temps, que la masse du méson B soit égale à sa valeur expérimentale, on obtient ainsi une equation implicite donnant la masse du quark b . Sur la figure 3.1, à gauche, les points bleus, rouges et verts correspondent au résultats numériques pour trois valeurs de pas du réseau. Les trois points noir correspondent à la masse du méson B extrapolée au point physique ($a = 0$, $m_{\text{PS}} = m_\pi$) pour trois valeurs de z et finalement, à droite, ces trois points sont utilisés pour interpoler nos résultats à la masse expérimentale du méson B afin d'en déduire la valeur de z_b et donc celle de m_b .

Pour les extrapolations chirales, en s'inspirant des résultats de la théorie effective $\text{HM}\chi\text{PT}$ (théorie des perturbations chirale des mésons lourds-légers), on peut utiliser

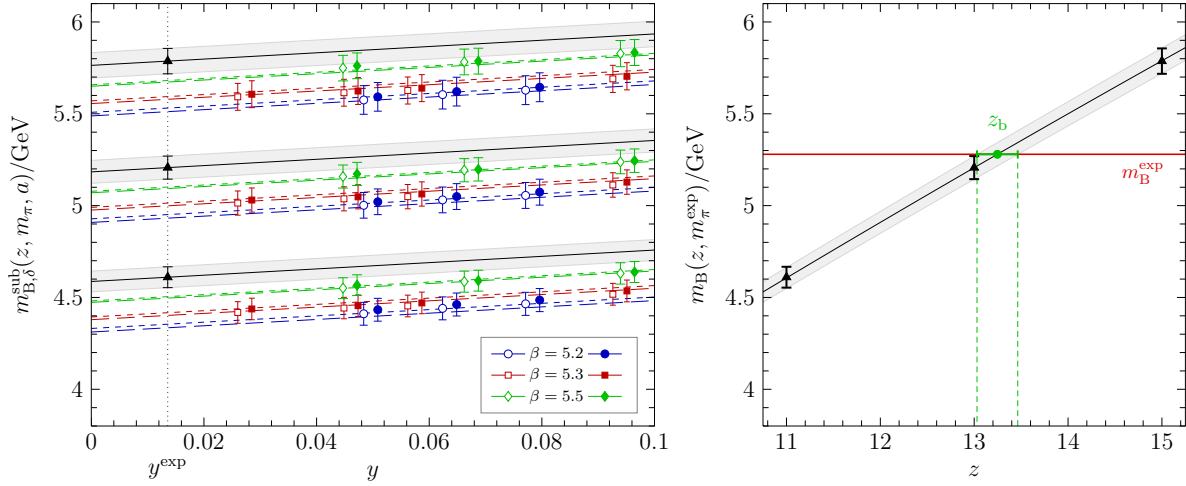


Figure 3.1 – (Gauche) Extrapolations de $m_{B,\delta}^{\text{sub}}(z, y, a)$. (Droite) Interpolation de z_b .

une formule de la forme

$$m_{B,\delta}(z, y, a) = B(z) + C(y - y^{\text{exp}}) - \frac{3\hat{g}^2}{16\pi} \left(\frac{m_\pi^3}{f_\pi^2} - \frac{(m_\pi^{\text{exp}})^3}{(f_\pi^{\text{exp}})^2} \right) + D_\delta a^2, \quad (3.1)$$

où $y = m_\pi^2/(8\pi^2 f_\pi^2)$, $\hat{g} = 0.489(32)$ est la constante de couplage associée à la transition $B^* B\pi$ et $f_\pi^{\text{exp}} = 130.4$ MeV est la constante d'annihilation du pion. Finalement, en utilisant une interpolation quadratique de $m_B(z, m_\pi^{\text{exp}}, 0)$ on obtient la valeur de z_b en imposant la condition $m_B(z_b, m_\pi^{\text{exp}}, 0) = m_B^{\text{exp}}$ où $m_B^{\text{exp}} = 5279.5$ MeV est la masse physique. Notre résultat est

$$z_b = 13.25(22)(13)_z, \quad (3.2)$$

où la première erreur est d'origine statistique et la seconde provient de l'incertitude sur la valeur réelle de z dans nos simulations. En utilisant la relation $z = L_1 M$, nous obtenons la masse RGI du quark b :

$$M_b = 6.58(16)(6)_z \text{ GeV}. \quad (3.3)$$

Finalement, nous avons converti notre résultat dans le modèle $\overline{\text{MS}}$ utilisée par la littérature:

$$\overline{m}_b^{\overline{\text{MS}}}(\overline{m}_b^{\overline{\text{MS}}}) = 4.212(96)(26) \text{ GeV}. \quad (3.4)$$

Une fois la valeur de z_b déterminée, on peut calculer les paramètres de la théorie HQET ($\omega_i(z_b)$) à la masse physique et ensuite les utiliser pour le calcul d'autres quantités physiques comme la constante de désintégration du méson B . C'est ce que nous avons réalisés dans la seconde partie de ce chapitre et nous obtenons les valeurs

$$f_B = 186(13)(2)_\chi \text{ MeV} \quad , \quad f_{B_s}/f_B = 1.203(62)(19)_\chi.$$

Les résultats ainsi que l'extrapolation au point physique est présentée sur la figure 3.2. En comparant ces valeurs à celles obtenues à l'ordre statique,

$$f_B^{\text{stat}} = 190(5)(2)_\chi \text{ MeV} \quad , \quad f_{B_s}^{\text{stat}}/f_B^{\text{stat}} = 1.189(24)(30)_\chi \quad , \quad f_{B_s}^{\text{stat}} = 226(6)(9)_\chi \text{ MeV},$$

on en déduit que les corrections d'ordre $1/m$ sont faibles et que la convergence de la théorie effective est rapide, laissant supposer que les termes d'ordre supérieur en $1/m^2$ sont négligeables avec la précision actuelle des données numériques.

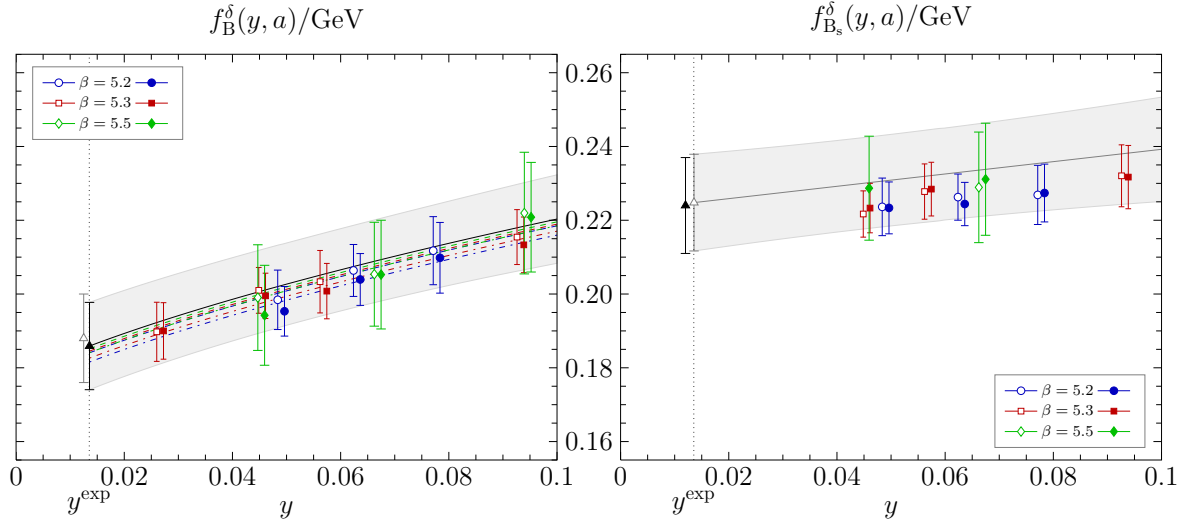


Figure 3.2 – Extrapolation of the B (left panel) and B_s (right panel) meson decay constant to the physical point. On the left, the extrapolation using $\text{HM}\chi\text{PT}$ at NLO (filled triangle) is compared to a linear one (open triangle), in order to extract the systematic error from truncating $\text{HM}\chi\text{PT}$ at NLO. For f_{B_s} only a LO formula is known and shown.

Finalement, nous pouvons utiliser nos résultats pour extraire la valeur des éléments de matrices $|V_{ub}|$ et $|V_{tb}^*V_{ts}|$ qui paramétrisent la matrice CKM. En utilisant les résultats expérimentaux pour les rapports de branchement $\mathcal{B}(B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau)$ et $\mathcal{B}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)$, nous obtenons les valeurs

$$|V_{ub}| = 4.15 (29)_{f_B} (48)_B \times 10^{-3} \quad , \quad |V_{tb}^*V_{ts}| = 3.89 (24)_{f_{B_s}} (47)_B \times 10^{-2} \quad ,$$

qui sont ensuite comparées avec les autres déterminations proposées dans la littérature.

Chapter 4

Étude de la transition $B^{*'} \rightarrow B\pi$

Dans un premier temps, je présente la spectroscopie des mésons lourd-légers. Dans la limite statique, le spin du quark lourd est conservé lors des interactions et on peut écrire

$$J = j_l \pm \frac{1}{2} \quad \text{avec} \quad \vec{j}_l = \vec{S}_l + \vec{L},$$

où j_l est le moment cinétique associé aux degrés de liberté légers (de spin \vec{S}_l et de moment orbital \vec{L}). Dans le cas du méson B , $S_l = 1/2$ et les deux états les plus légers correspondent à $L = 0$: il s'agit du méson pseudosculaire $B(J^P = 0^-)$ et du méson vecteur $B^*(J^P = 1^-)$. Quatre excitations orbitales correspondent au cas $L = 1$ et forment deux doublets. L'un avec les nombres quantiques $j_l^P = (1/2)^+$ et un second avec les nombres quantiques $j_l^P = (3/2)^+$ comme indiqué dans le tableau ci-dessous. Ces mésons sont

L	j_l^P	J^P	state	Rad. excitation
0	$(1/2)^-$	0^-	B	B'
		1^-	B^*	$B^{*'}$
1	$(1/2)^+$	0^+	B_0^*	
		1^+	B_1^*	
1	$(3/2)^+$	1^+	B_1	
		2^+	B_2^*	

Table 4.1 – Quantum numbers of the ground state B meson and its excitations.

constitués d'un quark lourd et d'un quark léger. Le quark lourd est correctement décrit par la théorie HQET (théorie effective des quarks lourds) et le quark léger peut être décrit par la théorie des perturbations chirales, symétrie exacte du Lagrangien dans la limite de masses nulles. En combinant ces deux théories, on obtient la théorie HM χ PT dont le Lagrangien, au premier ordre, est caractérisé par trois constantes de couplages g , h et \tilde{g} . Le couplage g a déjà été calculé sur le réseau et correspond aux interactions en les particules de parité négative. Le couplage h , qui sera l'objet du chapitre suivant décrit le couplage entre les mésons du doublet $j_l^P = (1/2)^+$. Dans ce chapitre je m'intéresse au couplage g_{12} , similaire au couplage g mais entre la première excitation radiale du méson vecteur et l'état fondamental.

Dans un second temps, je présente la méthode utilisée pour extraire ce couplage sur le réseau en se basant sur le calcul de fonctions de corrélation à deux et trois points. Deux méthodes sont utilisées, toute deux basées sur la résolution d'un système aux valeurs propres généralisées afin de réduire la contamination provenant des états excités. Nous comparons les résultats obtenus par ces méthodes. Notre étude se base sur quatre ensembles de configurations de jauge CLS. Le quark léger est décrit par l'action Wilson-Clover et les bosons de jauge par l'action "plaquette". Pour le quarks lourd nous avons utiliser la discrétisation HYP2.

Après avoir extrapolé notre résultat au point physique, nous obtenons la valeur

$$g_{12} = -0.17(3)(2),$$

où la première erreur est d'origine statistique et la seconde reflète l'incertitude liée aux extrapolations chirales. Les résultats sont donnés sur la figure 4.1.

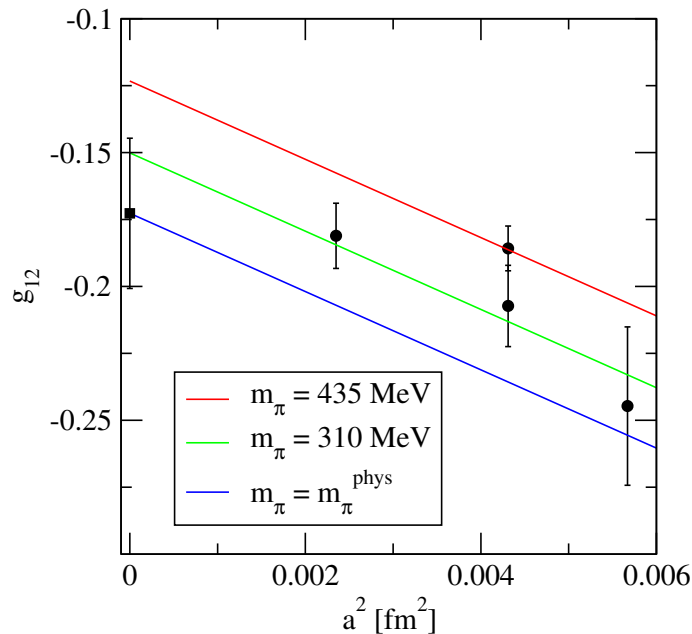


Figure 4.1 – Extrapolation au point physique du couplage g_{12} .

Ce résultat négatif en accord avec d'autres travaux (voir la thèse pour les références) où les auteurs montrent qu'un couplage $g_{B^*B\pi}$ négatif et non négligeable permettrait de réconcilier les résultats pour la constante $g_{B^*B\pi}$ obtenus par les règles de somme avec la valeur expérimentale.

Chapter 5

Le couplage pionique h

Dans ce chapitre, je présente le calcul du couplage pionique h qui paramétrise la transition hadronique $B_0^* \rightarrow B\pi$ dans le Lagrangien effectif HM χ PT. Sur le réseau, l'inversion de l'opérateur de Dirac devient de plus en plus difficile lorsque la masse des quarks légers diminue. Ainsi, la plupart des simulations sont réalisées à des masses non physiques et les résultats sont ensuite extrapolés en utilisant des formules provenant de la théorie HM χ PT. En particulier, le couplage g est associé à l'élément de matrice entre les mésons appartenant au même doublet de parité négative $J^P = (0^-, 1^-)$ et intervient dans les extrapolations chirales présentées dans le chapitre 3 de cette thèse. Cependant, sur le réseau, la masse du pion est souvent du même ordre de grandeur que la différence d'énergie entre le meson B pseudoscalaire et le méson B scalaire. Ainsi, il est nécessaire de tenir compte des états de parité positive lors des extrapolations chirales, et ce d'autant plus que le couplage h est grand par rapport à g .

Le couplage h de la théorie HM χ PT est relié à la constante de couplage $g_{B_0^*B\pi}$ qui paramétrise la transition hadronique $B_0^* \rightarrow B\pi$. Dans la limite statique, on obtient

$$g_{B_0^*B\pi} = \langle \pi^\pm(q)B(p')|B_0^*(p) \rangle = \sqrt{m_B m_{B_0^*}} \frac{m_{B_0^*}^2 - m_B^2}{m_{B_0^*}} \frac{h}{f_\pi}, \quad (5.1)$$

où $f_\pi = 130$ MeV est la constante de désintégration du pion.

Dans cette thèse, on propose d'extraire ce couplage à partir de fonctions de corrélation à deux points et en utilisant la règle d'or de fermi sur le réseau qui s'écrit

$$\frac{\Gamma(B_0^* \rightarrow B\pi)}{k} = \frac{1}{\pi} \left(\frac{L}{a} \right)^3 (aE_\pi) \times (ax)^2, \quad (5.2)$$

où aE_π est la masse du pion sur le réseau. Ainsi, si ax est connu sur le réseau, on peut utiliser la formule suivante pour extraire $g_{B_0^*B\pi}$ puis h

$$\Gamma(B_0^* \rightarrow B\pi) = \frac{|\vec{k}|}{8\pi m_{B_0^*}^2} g_{B_0^*B\pi}^2, \quad (5.3)$$

où $|\vec{k}|$ est l'impulsion des particules dans le référentiel du centre de masse.

Pour extraire ax , on peut considérer la fonction de corrélation à deux points $C_{B_0^*-B\pi}(t)$ qui s'écrit

$$C_{B_0^*-B\pi}(t) = \sum_{t_1} \langle 0|\mathcal{O}^{B_0^*}|B_0^* \rangle x \langle B\pi|\mathcal{O}^{B\pi}|0 \rangle e^{-m_{B_0^*}t_1} e^{-E_{B\pi}(t-t_1)}.$$

En particulier, si la condition $m_{B_0^*} \approx E_{B\pi}$ est satisfaite, on obtient

$$C_{B_0^*-B\pi}(t) = \langle 0 | \mathcal{O}^{B_0^*} | B_0^* \rangle x \langle B\pi | \mathcal{O}^{B\pi} | 0 \rangle \times t e^{-m_{B_0^*} t}, \quad (5.4)$$

et la grandeur ax peut-être extraite en étudiant le rapport suivant

$$R(t) = \frac{C_{B_0^*-B\pi}(t)}{(C_{B_0^*-B_0^*}(t) C_{B\pi-B\pi}(t))^{1/2}} \approx xt, \quad (5.5)$$

où $C_{B_0^*-B\pi}(t)$, $C_{B_0^*-B_0^*}$ et $C_{B\pi-B\pi}$ sont des fonctions de corrélation à deux points. L'utilisation du problème aux valeurs propres généralisés est également utilisé pour réduire la contribution des états excités.

Nous avons utilisé quatre ensembles de configurations de jauge CLS correspondant à des masses de pions dans l'intervalle $m_\pi \in [280 - 440]$ MeV. Ces ensembles sont choisis de telle sorte à être proche du seuil de la transition : $m_{B_0^*} \approx m_B + m_\pi$. Les fonctions de corrélations sont calculées pour différents types de champs interpolants incluant des opérateurs locaux et non-locaux construits à partir de dérivés covariants.

Après avoir extrait la valeur du couplage h pour chacun des ensembles, nous avons procédé à différentes extrapolations chirales. Puisque nos résultats indiquent une faible dépendance en la masse du quark léger, nous avons d'abord tenté une extrapolation par une constante (courbe bleue). Les deux autres extrapolations tiennent compte de la dépendance en la masse du pion. Notre résultat final est

$$h = 0.86(4)(2)$$

où la première erreur est statistique et la deuxième erreur est estimée en prenant la différence entre les différentes extrapolations.

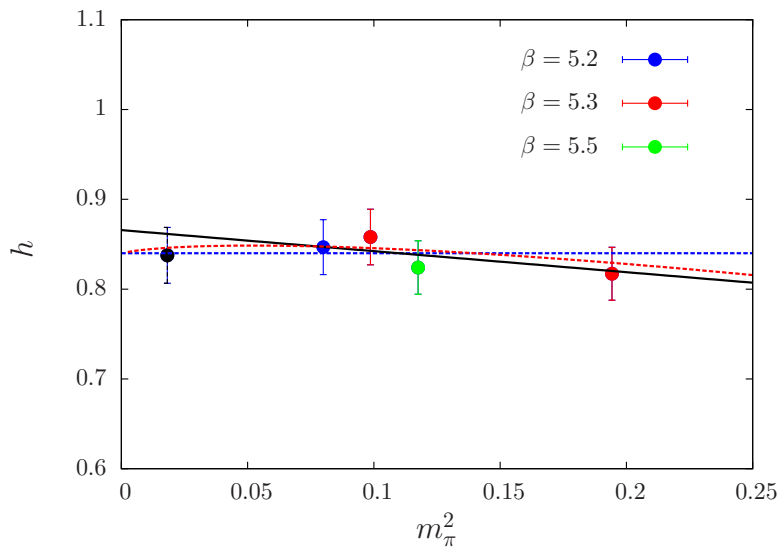


Figure 5.1 – Extrapolations chirales du couplage h . La courbe bleue correspond à l'extrapolation par une constante, la courbe noire à une extrapolation linéaire et la courbe rouge à l'extrapolation chirale obtenue d'après la théorie $\text{HM}\chi\text{PT}$ au premier ordre.

Je compare ensuite notre résultat avec une précédente étude basée sur le calcul de fonctions de corrélation à trois-points avec des masses de pions plus élevées ainsi qu'avec d'autres résultats obtenus à l'aide des règles de somme en QCD. Il n'y pas encore de résultats expérimentaux dans le cas du méson B , en revanche je compare nos résultats avec ceux obtenus expérimentalement dans le cas du méson D bien que des corrections supplémentaires non négligeables, provenant de l'expansion en $1/m$ dans la théorie effective, soit attendues.