

Désintégrations semileptoniques $B \rightarrow D^{**}$ et spectroscopie des D^{**} à partir de la QCD sur réseau

Thèse financée par le CNRS Liban

Mariam ATOUI

Directeur de thèse: Vincent MORENAS

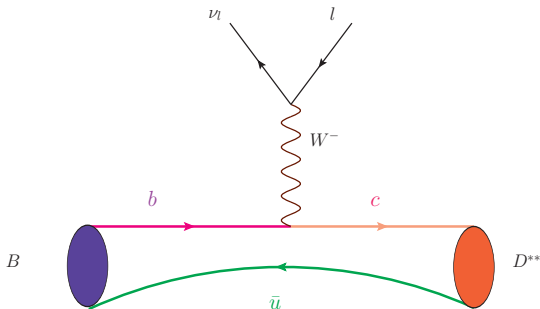


Laboratoire de Physique Corpusculaire, LPC Clermont Fd, France

1 juin 2012

Désintégrations semileptoniques

$B \rightarrow D^{**} l \nu$



Plan

- 1 Physique des mésons B et D
- 2 Intérêt du $B \rightarrow D^{**}$
- 3 Puzzle des états P ($I = 1$)
- 4 Idées fondamentales de la QCD
- 5 Opérateur de création d'un méson
- 6 Simulation et résultats numériques
- 7 Conclusion et perspective

Mésons D et B

- méson B

Quarks de valence

quark **lourd** b ($m_b \approx 4.2$ GeV) et quark **léger** u, d ou s ($m \leq 100$ MeV)

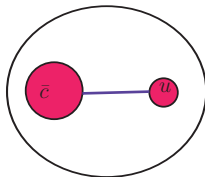
ex : $B = \{\bar{b}u, \bar{b}d\}$, $B_s = \bar{b}s$

- méson D

quark **lourd** c ($m_c \approx 1.3$ GeV) et un quark **léger** u, d ou s

ex : $D = \{\bar{c}u, \bar{c}d\}$, $D_s = \bar{c}s$

D^{**} sont les **premières excitations orbitales** des mésons charmés ayant une **parité positive** ($l = 1$)



Mésons D et B

- limite statique $m_b, m_c \rightarrow \infty$

Pas d'interaction impliquant le spin du quark lourd ($\vec{J} = \vec{s}_Q + \vec{j}$)

Classification des états selon la parité P et le moment angulaire total de la composante légère j

- m_b, m_c finies

j n'est pas un bon nombre quantique ($\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$)

Classification des états selon la parité P et le moment angulaire total J

	cas m infinie j^P	cas m finie J^P
$L = 0$	$(1/2)^- \equiv S$	$0^- \equiv B, D$ $1^- \equiv B^*, D^*$
$L = 1$	$(1/2)^+ \equiv P_-$ larges $(3/2)^+ \equiv P_+$ étroits	$0^+ \equiv D_0^* \equiv D_0^{1/2}$ $1^+ \equiv D_1' \equiv D_1^{1/2}$ $1^+ \equiv D_1 \equiv D_1^{3/2}$ $2^+ \equiv D_2^* \equiv D_2^{3/2}$ D^{**}

Intérêt du $B \rightarrow D^{**}$

Par exemple :

- Contribution sous-dominante aux $B \rightarrow X_c/\nu$
- Détermination de V_{cb} : violation de CP , physique des saveurs, etc...

Inclusive

$B \rightarrow X_c$ expérimentalement et théoriquement $|V_{cb}| = (41.6 \pm 0.7) \times 10^{-3}$

Exclusive

$B \rightarrow D$ et $B \rightarrow D^*$ $|V_{cb}| = (38.6 \pm 1.3) \times 10^{-3}$

Différence!

$\Rightarrow$ Connaissance de $B \rightarrow D^{**}$

Comparaison des largeurs de désintégration des états D^{**}

Expérience $\Gamma^{1/2} > \Gamma^{3/2}$

- ALEPH, BABAR, BELLE ont étudié les désintégrations semileptoniques $B \rightarrow X_c l \nu$
 - ① $\approx 75\%$ D and D^*
 - ② $\approx 10\%$ $D^{**(3/2)}$
 - ③ Le reste $\approx 15\%$: $D^{**(1/2)}$
$$\Rightarrow \Gamma(B \rightarrow D^{**(1/2)} l \nu) > \Gamma(B \rightarrow D^{**(3/2)} l \nu)$$
- Autres canaux indiquent que les désintégrations des états P aux $1/2 D^{**}$ et $3/2 D^{**}$ sont identiques

Théorie $\Gamma^{1/2} < \Gamma^{3/2}$

- À la limite statique, la théorie (règles de somme QCD, modèle de quarks, calculs LQCD avec $N_f = 0$ et $N_f = 2$) $\Rightarrow$ dominance du doublet $3/2^+$

Puzzle des états P

Conséquence :

Comparaison des largeurs de désintégration des états étroits $\Gamma(B \rightarrow D_{1,2}^{3/2} l \nu)$
 et larges $\Gamma(B \rightarrow D_{0,1}^{1/2} l \nu) \Rightarrow$ **un conflit**

1/2 versus 3/2 puzzle

$\Rightarrow$ Calculs doivent être non perturbatifs

$\Rightarrow$ Calculs sur réseau avec **une masse finie du quark charmé**

Nécessité de la QCD sur réseau dans la physique des saveurs lourdes

Physique du b

Physique du c

1203.3862v1 [hep-lat]

Nécessité de la QCD sur réseau dans la physique des saveurs lourdes

Physique du b

a) Spectroscopie : nouveaux résultats m_b

ALPHA : $m_b = 4.2(15)$ GeV ETMC : $m_b = 4.29(14)$ GeV

b) Désintégrations leptoniques $B \rightarrow \tau \nu$

LQCD : $f_B = 190(4)$ MeV $\rightarrow V_{ub} = 5.1(5) \times 10^{-3}$

Exp : $f_B = 280(33)$ MeV $\leftarrow V_{ub} = 3.47(16) \times 10^{-3}$

c) $B_{(s)} \rightarrow \mu^+ \mu^-$: sensible à la nouvelle physique

taux de désintégration du MS $\propto$ "paramètre de sac" B_{Bs}

meilleure estimation (HPQCD) $B_{Bs} = 1.33(6)$

Physique du c

1203.3862v1 [hep-lat]

Nécessité de la QCD sur réseau dans la physique des saveurs lourdes

Physique du b

a) Spectroscopie : nouveaux résultats m_b

ALPHA : $m_b = 4.2(15)$ GeV ETMC : $m_b = 4.29(14)$ GeV

b) Désintégrations leptoniques $B \rightarrow \tau \nu$

LQCD : $f_B = 190(4)$ MeV $\rightarrow V_{ub} = 5.1(5) \times 10^{-3}$

Exp : $f_B = 280(33)$ MeV $\leftarrow V_{ub} = 3.47(16) \times 10^{-3}$

c) $B_{(s)} \rightarrow \mu^+ \mu^-$: sensible à la nouvelle physique

taux de désintégration du MS $\propto$ "paramètre de sac" B_{Bs}

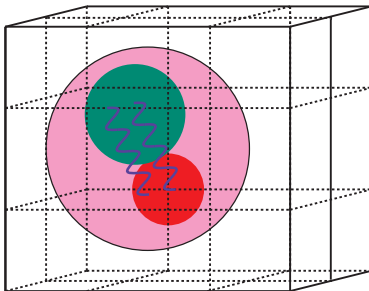
meilleure estimation (HPQCD) $B_{Bs} = 1.33(6)$

Physique du c

- ▶ Facteurs de forme semileptoniques du $D \rightarrow K$ et $D \rightarrow \Pi$
 $\Rightarrow V_{cs}$ à 3% et V_{cd} à 5%

1203.3862v1 [hep-lat]

La QCD sur réseau



La dynamique de la QCD

- Théorie physique de l'interaction forte entre les quarks et les gluons
- Basée sur le groupe de jauge $SU(3)$

Action et Lagrangien

$$S_{QCD} = \int d^4x \mathcal{L}_{QCD}(x)$$

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi}(i\gamma_\mu D_\mu - M)\psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

- ① champs spinoriels de quarks $\Psi_{f,\alpha}^i(x)$: 3 couleurs $i \times 6$ saveurs $f(u, d, s, c, t, b) \times 4$ vecteurs de Lorentz $\alpha = (0, 1, 2, 3) \Rightarrow 72$ degrés de libertés en x
- ② champs de gluons : 8 couleurs $\times 4$ vecteurs de Lorentz $(0, 1, 2, 3)$

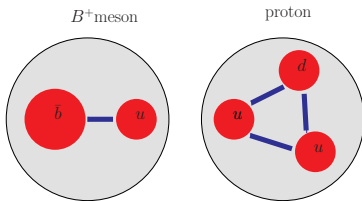
Propriétés de la QCD

Hautes énergies/courtes distances

Les quarks et les gluons n'interagissent pas à courte distance

$$(Q \rightarrow \infty, \alpha_s(Q^2) \rightarrow 0)$$

⇒ Théorie des perturbations



Basses énergies/grandes distances

Théorie des perturbations n'est pas applicable

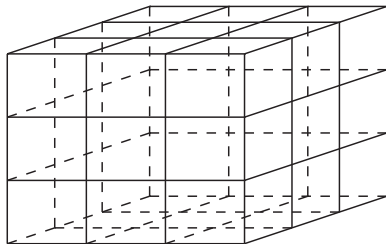
⇒ Pas de solutions analytiques des propriétés des hadrons à
basses énergies

ex : masses, constantes de désintégrations, facteurs de forme avec
une bonne précision

Méthodes non perturbatives

La théorie de jauge sur réseau

Calculs non perturbatifs rigoureux



Théorie des champs sur réseau

$\phi(x)$: Champ scalaire

Valeur moyenne d'un opérateur

$$\langle \mathcal{O} \rangle = \frac{1}{Z} \int \prod_x [D\phi(x)] \mathcal{O} \exp(iS[\phi(x)])$$

$$(Z = \int \prod_x [D\phi(x)] \exp(iS[\phi(x)]))$$

difficulté de traiter numériquement (intégrand oscillant)

Poursuite en temps imaginaire

Rotation de Wick $\Rightarrow$ temps imaginaire

$$t \Rightarrow -i\tau$$

$$\exp(iS[\phi(x)]) \Rightarrow \exp(-S_E[\phi(x)]) : \text{distribution de probabilité}$$

- $\langle \mathcal{O} \rangle \Rightarrow$ valeur moyenne statistique de $\mathcal{O}$
Méthodes empruntées à la physique statistique
- Métrique **Euclidienne** : discrétisation espace-temps

LA QCD SUR RESEAU

Aspects de la QCD sur réseau

Aspect théorique

- ❶ QCD non perturbative
- ❷ Théorie des champs sur réseau
- ❸ Action fermionique et gluonique sur réseau
- ❹ Passage vers le continu

Aspects de la QCD sur réseau

Aspect théorique

- ① QCD non perturbative
- ② Théorie des champs sur réseau
- ③ Action fermionique et gluonique sur réseau
- ④ Passage vers le continu

Aspect technique

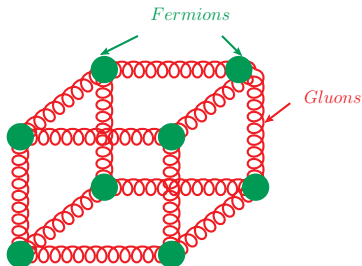
- ① Calcul numérique
- ② Algorithmes
- ③ Gestion des erreurs
- ④ Ordinateurs puissants, architecture parallèle

Aspects de la QCD sur réseau

Beaucoup de patience!!



Régularisation de la QCD

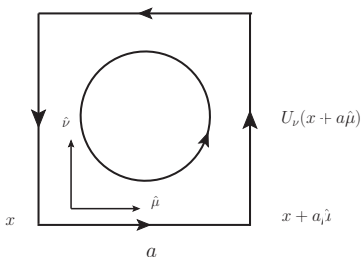


- Dicrétisation de l'espace-temps (Kenneth Wilson 1974)
- Réseau hypercubique $L^3 \times T$
- maille a $\vec{x} \Rightarrow a\vec{n}$
- $\int d^4x \dots \Rightarrow a^4 \sum_n \dots$
- $D_\mu \Psi(x) \Rightarrow$ différences finies

Action QCD sur réseau

$$S_{LQCD} = S_{\text{Fermionique sur réseau}} + S_{\text{de jauge sur réseau}}$$

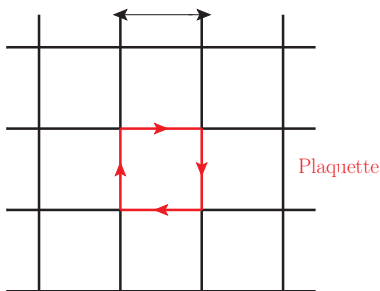
Action gluonique de Wilson



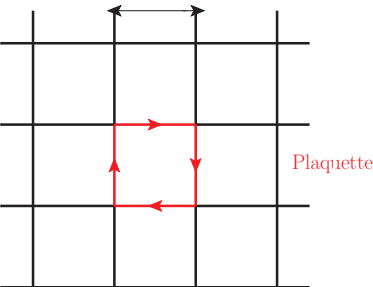
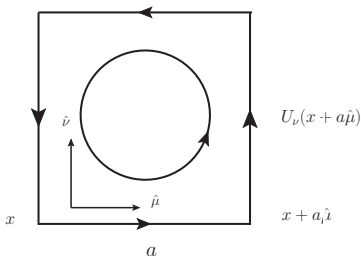
Construire l'action de jauge sur réseau ?

- Gluon = jauge $\Rightarrow A_\mu(x)$
 $\Rightarrow U_\mu(x)$ *variable de lien*
- Grandeurs physiques invariants de jauge

Plaquette



Action gluonique de Wilson



Construire l'action de jauge sur réseau ?

- Gluon = jauge $\Rightarrow A_\mu(x)$
 $\Rightarrow U_\mu(x)$ *variable de lien*
- Grandeurs physiques invariants de jauge

Plaquette

S_G = somme sur toutes les plaquettes

$$S_G^{\text{réseau}} \xrightarrow{a \rightarrow 0} \frac{1}{4} \int d^4x F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + O(a^2)$$

Action des quarks $S_F^{\text{naïve}}$

Discrétisation de l'action des quarks du continu $\Rightarrow$ Action naïve des quarks

Action des quarks $S_F^{\text{naïve}}$

Discrétisation de l'action des quarks du continu $\Rightarrow$ Action naïve des quarks

Problème?

Dans l'espace des impulsions

$$\left\{ p : -\frac{\pi}{a} < p_\mu \leq \frac{\pi}{a} \right\}$$

- $S_F^{\text{naïve}}$ prédit trop de fermions (16 particules)
- Limite du continu $S_F^{\text{naïve}} \rightarrow S_F^{\text{continu}} + \mathcal{O}(a)$

Quarks de Wilson

Solution :

Terme de Wilson $\xrightarrow[\text{du continu}]{\text{limite}}$ zéro

Problème : brisure de symétrie chirale

Quarks de Wilson

Solution :

Terme de Wilson $\xrightarrow[\text{du continu}]{\text{limite}}$ zéro

Problème : brisure de symétrie chirale

$\Rightarrow$ Solution :

Fermions de masse twistée

Fermions de masse twistée

Effectuer une rotation axiale sur les champs fermioniques

$$\begin{pmatrix} \text{base physique} \\ \psi \end{pmatrix} \xrightarrow[\text{axiale}]{\text{rotation}} \begin{pmatrix} \text{base twistée} \\ \chi \end{pmatrix}$$

Avantage

Erreurs de discrétisation d'ordre $O(a^2)$

Inconvénients

brisure explicite de la parité et de la symétrie d'isospin

Simulation Monte-Carlo des fermions

Moyenne statistique sur les champs de jauge

$$\langle \mathcal{O} \rangle \approx \frac{1}{n_{conf}} \sum_i \mathcal{O}[\text{configuration de gluons } i]$$

Contribution fermionique

$$\mathcal{L}_{fermion} = \bar{\Psi}(x) M(x, y) \Psi(y)$$

Contribution : $\text{Det}[M]$

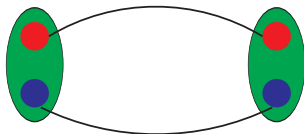
$12N \times 12N$ (N : nombre de sites du réseau)

ex : $N = 24^3 \times 48 \Rightarrow \approx 10^{13}$ éléments

Problème

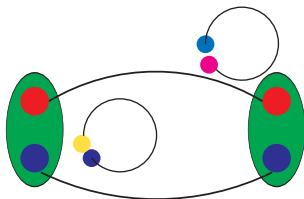
Calcul des déterminants? $\rightarrow$ deux solutions

Full vs Quenched QCD



$\text{Det}[M] \equiv 1$ (Quenched QCD)

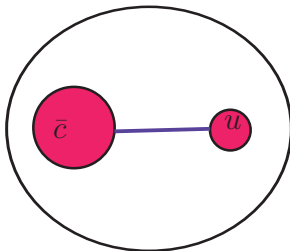
- Quarks de valence seulement
- motivée par l'absence d'ordinateurs puissants



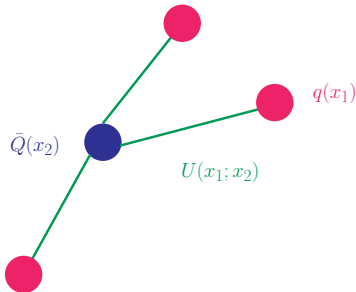
$\text{Det}[M]$ à calculer (Full QCD)

- Quark de la mer ou quarks dynamiques
- Calculs plus compliqués

Comment calculer la masse D^{**} en LQCD?



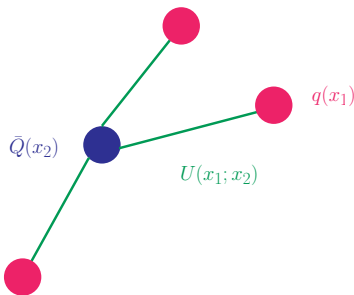
Forme générale de l'opérateur de création du méson



$$\mathcal{D}(t) = \sum_{x_1, x_2} \bar{Q}(x_2, t) P_t(x_1, x_2) \Gamma q(x_1, t)$$

Forme générale de l'opérateur de création du méson

- $\bar{Q}(x_2)$ crée un **quark lourd** en x_2
- $q(x_1)$ crée un **antiquark léger** en x_1
- $P_t(x_1, x_2)$: combinaison linéaire des produits des liens de gluons à temps t le long des chemins P de x_1 à x_2
- Γ définit la structure du spin de l'opérateur



$$\mathcal{D}(t) = \sum_{x_1, x_2} \bar{Q}(x_2, t) P_t(x_1, x_2) \Gamma q(x_1, t)$$

Opérateurs de création du méson D sur réseau

Groupe de symétrie sur réseau $O_h \neq$ Groupe de symétrie dans le continu

Comment, alors, trouver les états de moment cinétique J ?

Méthode : Représentations irréductibles de O_h

$\exists 1D$ (A), $2D$ (E), $3D$ (T)

Représentations subduites

Réseau	Continu
A_1	$J = 0$
T_1	$J = 1$
E T_2	$J = 2$
A_2 T_1 T_2	$J = 3$
A_1 E T_1 T_2	$J = 4$

Ex : La représentation $J = 2^+$ est donnée par les représentations E et T

Construction des opérateurs de création du méson D sur réseau

$\bar{\psi}_{i\alpha}(\vec{x}, t) \Gamma_{\alpha\beta} \psi_{i\beta}(\vec{x}, t)$ permettent d'avoir $J^{PC} = 0^{-+}, 0^{++}, 1^{--}, 1^{++}, 1^{+-}$

Comment atteindre des moments cinétiques plus hauts ?

Construction des opérateurs de création du méson D sur réseau

Comment atteindre des moments cinétiques plus hauts ?

Opérateurs non locaux

$$\mathcal{D}(t) = \sum_{x_1, x_2} \bar{Q}(x_2, t) P_t(x_1, x_2) \Gamma q(x_1, t)$$

Comment les construire ?

Combinaison des chemins et des Γ appropriés

Construction des opérateurs de création du méson D sur réseau

Comment atteindre des moments cinétiques plus hauts ?

Opérateurs non locaux

$$\mathcal{D}(t) = \sum_{x_1, x_2} \bar{Q}(x_2, t) P_t(x_1, x_2) \Gamma q(x_1, t)$$

Comment les construire ?

Combinaison des chemins et des Γ appropriés

Pour les mésons D ayant $J^P = 2^+$

Par exemple : $\bar{Q}(\gamma_k p_i + \gamma_i p_k) q$ (représentation T_2)

p_i est la différence entre deux chemins dans la direction i



Fonctions de corrélation à deux points

Extraction des masses

$\mathcal{D}_t$: Opérateur de création du méson **lourd-léger** $\bar{Q}q$

Les corrélateurs des observables hadroniques décroissent exponentiellement

$$C(T) = \langle \Omega | \mathcal{D}_{t+T}^\dagger \mathcal{D}_t | \Omega \rangle$$

à grand $T \approx |\langle 0 | \mathcal{D} | \Omega \rangle|^2 \exp(-\underbrace{(E_0 - E_\Omega)}_{M_{\text{meson}}} T)$

$|\Omega\rangle$: vide

$|0\rangle$: état fondamental

Masses des mésons à partir des fonctions de corrélation à deux points $\mathcal{D}^\dagger \mathcal{D}$

à une **large séparation temporelle** T (ajustement en exp)

Calculs sur réseau

But

Trouver les corrélateurs $C(T)$ des opérateurs des mésons lourds-légers

Formulation de la QCD en terme d'intégrale de chemin

$$\begin{aligned} C(T) &= \langle \Omega | \mathcal{D}^\dagger(T) \mathcal{D}(0) | \Omega \rangle \\ &= \frac{1}{Z} \int \prod_f D\Psi^{(f)} D\bar{\Psi}^{(f)} DA_\mu \mathcal{D}^\dagger(T) \mathcal{D}(0) \exp -S[\Psi^{(f)}, \bar{\Psi}^{(f)}, A_\mu] \end{aligned}$$

$\mathcal{D}^\dagger(T) \mathcal{D}(0)$: fonction des champs de quarks et gluons

$\int \prod_f D\Psi^{(f)} D\bar{\Psi}^{(f)} DA_\mu$: intégrale sur les champs de quarks $\Psi^{(f)}$ et de gluons A_μ

$\exp -S[\Psi^{(f)}, \bar{\Psi}^{(f)}, A_\mu]$: facteur contenant l'action de la QCD

Calculs sur réseau

Implémentation numérique du formalisme d'intégrale de chemin en QCD :

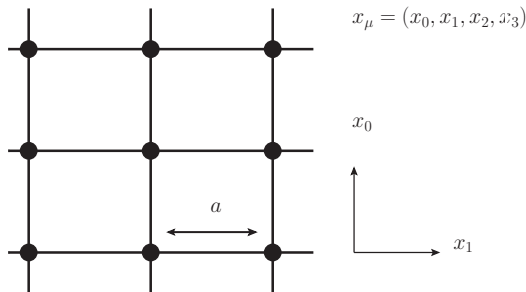
- maille petite pour pouvoir sonder les hadrons

Discrétisation de l'espace temps avec $a \approx 0.05 \text{ fm} \cdots 0.10 \text{ fm}$

⇒ "Physique du continu"

- L suffisamment grande pour pouvoir contenir le hadron

"Espace-temps périodique" avec une large $L \approx 2.0 \text{ fm} \cdots 4.0 \text{ fm}$



Calculs sur réseau

Implémentation numérique du formalisme d'intégrale de chemin en QCD :

- Après discrétisation :

$$\int D\psi D\bar{\psi} DA \dots \Rightarrow \prod_{x_\mu} \left(\int d\psi(x_\mu) d\bar{\psi}(x_\mu) dU(x_\mu) \right) \dots$$

- Dimension de l'intégrale

- ▶ x_μ : $24^3 \times 48 \approx 7 \times 10^5$ sites du réseau
- ▶ $\psi \equiv \psi_A^{a,(f)}$: 24 degrés de liberté de quarks pour chaque saveur
($\times 2$ particule/antiparticule, $\times 3$ couleurs, $\times 4$ spin), 2 saveurs
- ▶ $U = U_\mu^{ab}$: 32 degrés de liberté de gluons ($\times 8$ couleurs, $\times 4$ spins)
- ▶ En total : $24^3 \times 48 \times (2 \times 24 + 32) \approx 53 \times 10^6$ intégrales.

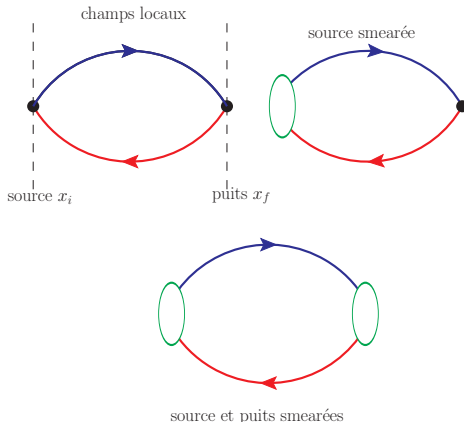
$\Rightarrow$ Approches standards ne sont pas applicables
 $\Rightarrow$ Algorithmes sophistiqués obligatoires!

Techniques

Techniques de smearing

Pourquoi?

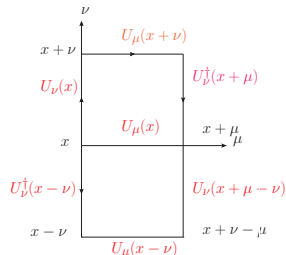
- Mieux extraire les masses des mésons à petits t



Smearing des champs de jauge

Smearing

- * Tout comme les fermions, cette technique est également appliquée aux champs de jauge



Simulation

Étude préliminaire pour savoir comment identifier les états et améliorer le signal

- géométrie $24^3 \times 48$
- Opérateur de Dirac avec masse twistée deux saveurs dégénérés

$$Q^{(\chi)} = \gamma_\mu D_\mu + m + i\mu\gamma_5 + \frac{a}{2}\square, \quad m + 4 = \frac{1}{2\kappa}$$

avec $\kappa = 0.160856$

- action de jauge "tree-level Symanzik" améliorée avec $\beta = 3.9$
- maille du réseau $a \approx 0.0855(5)$ fm, donc $L = 24 \times a \approx 2.05$ fm

μ_l	μ_h	m_π en MeV	nb. de configurations de jauge
0.0085	0.25	448(1)	19

Méthode des valeurs propres

But :

Déterminer les masses des mésons D et D_0^* $J = 0$

a) méson D pseudoscalaire léger-charmé, $P = -$

Base physique : $\bar{\psi}^{(c)} \gamma_5 \psi^{(u)}$

b) méson D scalaire léger-charmé, $P = +$

Base physique : $\bar{\psi}^{(c)} \psi^{(u)}$

action avec masse twistée

$\Rightarrow$ violation de parité

$\Rightarrow$ "petit" soucis : Mélange scalaires et pseudoscalaires

Méthode des valeurs propres GEVP

Méthode :

- 2×2 matrices de corrélation

opérateurs dans la base twistée

$$C_{jk}(t_2 - t_1) = \langle \Omega | \mathcal{D}_j^\dagger(t_2) \mathcal{D}_k(t_1) | \Omega \rangle \quad \text{où} \quad \mathcal{D}_j \in \{ \bar{\chi}^{(c)} \gamma_5 \chi^{(u)}, \bar{\chi}^{(c)} \chi^{(u)} \}$$

Méthode des valeurs propres GEVP

Méthode :

- 2×2 matrices de corrélation

opérateurs dans la base twistée

$$C_{jk}(t_2 - t_1) = \langle \Omega | \mathcal{D}_j^\dagger(t_2) \mathcal{D}_k(t_1) | \Omega \rangle \quad \text{où} \quad \mathcal{D}_j \in \{ \bar{\chi}^{(c)} \gamma_5 \chi^{(u)}, \bar{\chi}^{(c)} \chi^{(u)} \}$$

- Déterminer les états propres approximativement

$$\sum_k C_{jk}(t) v_k^{(n)}(t, t_0) = \sum_k \lambda^{(n)}(t, t_0) C_{jk}(t_0) v_k^{(n)}(t, t_0), \quad t \equiv t_2 - t_1$$

Méthode des valeurs propres GEVP

Méthode :

- 2×2 matrices de corrélation

opérateurs dans la base twistée

$$C_{jk}(t_2 - t_1) = \langle \Omega | \mathcal{D}_j^\dagger(t_2) \mathcal{D}_k(t_1) | \Omega \rangle \quad \text{où } \mathcal{D}_j \in \{ \bar{\chi}^{(c)} \gamma_5 \chi^{(u)}, \bar{\chi}^{(c)} \chi^{(u)} \}$$

- Déterminer les états propres approximativement

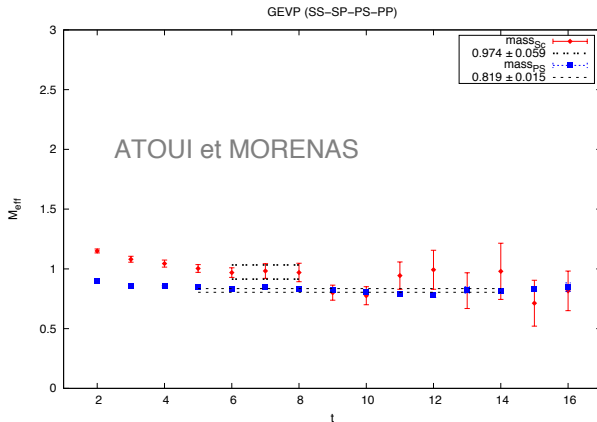
$$\sum_k C_{jk}(t) v_k^{(n)}(t, t_0) = \sum_k \lambda^{(n)}(t, t_0) C_{jk}(t_0) v_k^{(n)}(t, t_0), \quad t \equiv t_2 - t_1$$

- Obtenir les deux masses effectives $m_{\text{effective}}^{(n)}$ ($n = 1, 2$)

$$\frac{\lambda^{(n)}(t, t_0)}{\lambda^{(n)}(t+1, t_0)} = \frac{e^{-m^{(n)}(t, t_0) t} + e^{-m^{(n)}(t, t_0) (T-t)}}{e^{-m^{(n)}(t, t_0) (t+1)} + e^{-m^{(n)}(t, t_0) (T-(t+1))}}$$

$\Rightarrow$ Plateau de masse effective correspond aux masses des mésons

Résultats préliminaires $J = 0$



Résultats très satisfaisants

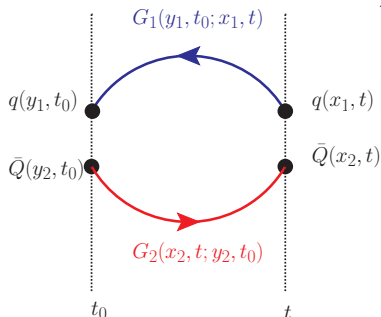
$$M_{eff}(J = 0^-) \approx 1.86 \pm 0.05 \text{ GeV}$$

$$M_{eff}(J = 0^+) \approx 2.23 \pm 0.11 \text{ GeV}$$

Paramètres de smearing convenables :

$$N_{Gauss} = 30 \quad \kappa = 0.15 \quad N_{APE} = 10 \quad \alpha_{APE} = 0.5$$

Calcul de corrélateurs des opérateurs $J = 2^+ D^{**}$



- opérateur du méson **au puits** :

$$\mathcal{D}(t) = \bar{Q}(\mathbf{x}_2, t) \vec{O}_i \Gamma_\beta q(\mathbf{x}_1, t)$$

- opérateur du méson **à la source** :

$$\mathcal{D}(t_0) = \bar{Q}(\mathbf{y}_2, t_0) \vec{O}_j \Gamma_\alpha q(\mathbf{y}_1, t_0)$$

Corrélateur $\langle \mathcal{D}^\dagger(t) \mathcal{D}(t_0) \rangle$

$$C(t - t_0) = \langle \Gamma'_\beta \vec{G}_2(\mathbf{x}_2, t; \mathbf{y}_2, t_0) \Gamma'_\alpha [\vec{O}_i G_1(\mathbf{x}_1, t; \mathbf{y}_1, t_0)]^\dagger \rangle$$

* $\vec{O}_j$ source

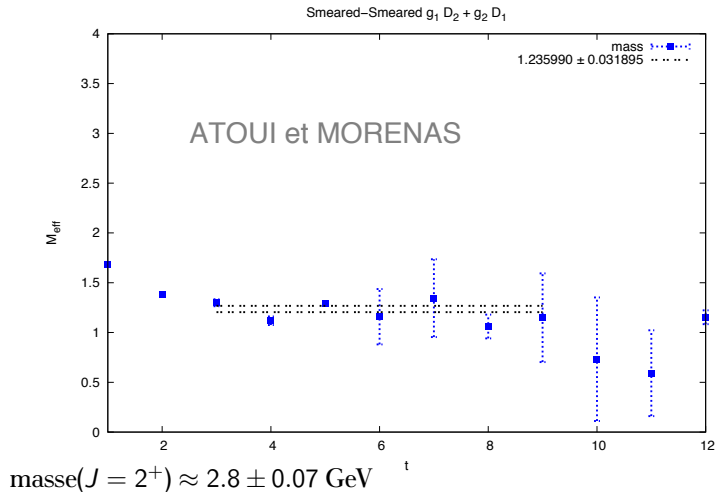
* Calculer $G_1(\mathbf{y}_1, t_0; \mathbf{x}_1, t) = \langle \vec{O}_j q(\mathbf{y}_1, t_0) \bar{q}(\mathbf{x}_1, t) \rangle$

* $\vec{O}_i$ puits

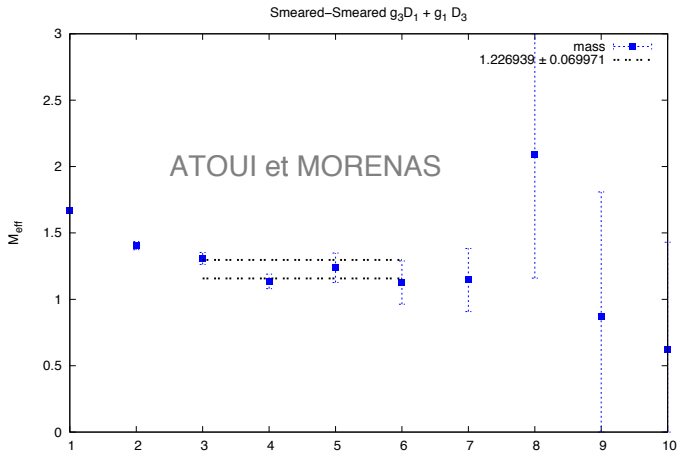
* Insérer des matrices gamma

* Contractions des indices de Dirac et de couleur

Résultats du $D^{**} (J = 2^+) (\gamma_1 D_2 + \gamma_2 D_1)$

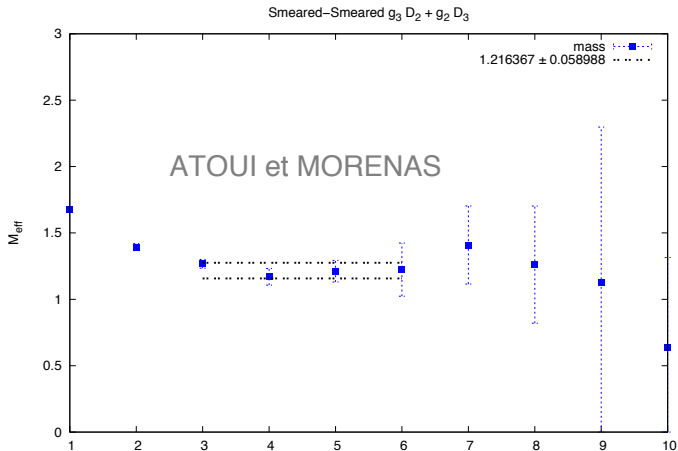


Résultats du $D^{**} (J = 2^+) (\gamma_1 D_3 + \gamma_3 D_1)$



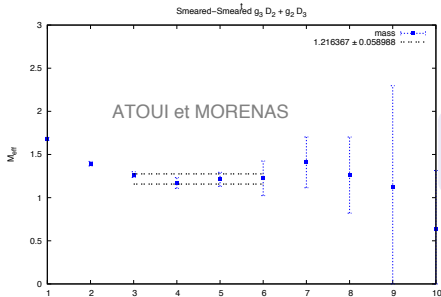
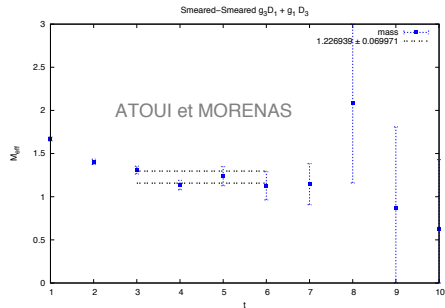
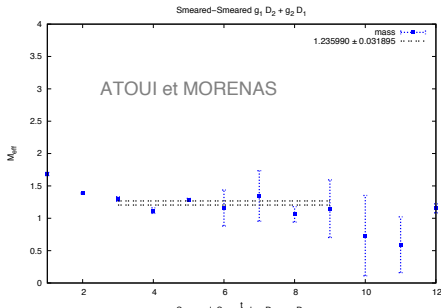
$$\text{masse}(J = 2^+) \approx 2.7 \pm 0.16 \text{ GeV}^t$$

Résultats du $D^{**} (J = 2^+) (\gamma_2 D_3 + \gamma_3 D_2)$



$$\text{masse}(J = 2^+) \approx 2.7 \pm 0.13 \text{ GeV}$$

Réultats préliminaires de $J = 2^+$



$$M_{\text{eff}}(J = 2^+) \approx 2.7 \pm 0.09 \text{ GeV}$$

$$M_{\text{eff}}(J = 2^+) - M_{\text{eff}}(J = 0^-) \approx 0.7 \text{ GeV}$$

Conclusion et perspective

- Spectroscopie des états charmés $J = 0$ et $J = 2^+$ avec une masse finie
- Résultats prometteurs

- Considérer autres masses de quarks
- Extrapolation aux masses physiques des quarks
- Constantes de désintégration et facteurs de forme de $B \rightarrow D^{**}$

