La violation de CP et la matrice CKM

(Journées de prospective DAPNIA/IN2P3 pour les années 2004-2014)

Groupe de travail :

D. Bernard (LLR), J. Charles (CPT), A.-I. Etienvre (DAPNIA/SPP), A. Höcker (LAL), R. Le Gac (CPPM), D. Lhuillier (DAPNIA), O. Naviliat (LPC-Caen), P. Perret (LPC-Clermont), B. Peyaud (DAPNIA), O. Pène (LPT), I. Ripp-Baudot (IReS Strasbourg), A. Stocchi (LAL), G. Wormser (LAL)

La-Colle-sur-Loup, Octobre 2004

Table des matières

Synthèse

L'étude de l'asymétrie matière-antimatière, ou violation de CP, est un domaine de recherche en pleine effervescence, au coeur de la physique des particules et de la cosmologie. Découverte en 1964 dans le système des kaons neutres, la violation de CP directe a été mise en évidence en 1999 et les collaborations *BABAR* et Belle ont observé pour la première fois la violation de CP dans le système du méson B_d^0 en 2001. L'ensemble de ces mesures, incluant la première mesure de α, est en accord avec les prédictions du modèle standard. *BABAR* a mis en évidence cette année une asymétrie CP directe dans la désintégration $B_d^0 \to K^+\pi^-$ [46] qui confirme également le mécanisme CKM du modèle standard.

– L'expérience *BABAR* prévoit de prendre des données jusqu'à la fin de la décennie, quintuplant la statistique acquise à ce jour ($0.25 \to 1.25\,\mathrm{ab}^{-1}$). Il est important que les groupes français puissent participer à l'analyse de ces données, utilisant au maximum l'investissement passé sur ce détecteur pour affiner la métrologie du modèle standard, et profiter au mieux du potentiel de découverte (ou d'exclusion), de nouvelle physique.

Les projets qui seront encore en construction en 2006 et les projets qui vont commencer d'ici à 2015 sont tabulés en table 1.

L'expérience LHCb, qui sera installée auprès de l'anneau de collision proton-proton, le LHC, au CERN à Genève, étudiera la violation de CP dans le système des mésons B_d^0 et B_s^0 avec une précision inégalée, en utilisant une approche dédiée (par rapport à D0; ATLAS et CMS). Les mesures de précision de $\beta, \gamma, \delta\gamma$ et de Δm_s associées aux spectres en masse de nouvelles particules, à la mesure des rapports d'embranchement des désintégrations rares et aux tests de

Nom	LHCb	Super-usine à B	nEDM	K^+ decays
Type	détecteur	détecteur+MDI	détecteur	détecteur
Etat	construction	études préparatoires	prép. APD	SPSC-LOI-2004-001
Début/fin investissement	2002/2006	2009/2013	2006/2008	2006/2009
Pays	nombreux ...	Japon, USA, Europe	Suisse, Pol, De, Ru	Bul, De, It, Ru, UK, USA, CERN.
Nbre Phys. Fr.	28	de 10 à 30	9	2
Nbre Ing. & Tech.	19	50 (en pointe)	1	1
Commentaires	Hors Thésards 2007→ 2017	Démarrage progressif Décision vers fin 2005		
Coût total (M€) hors personnel	50	70 (det) + 500 (acc)	2.5	13
Coût total (M€) incl personnel				
IN2P3+CEA (M€) hors personnel	5	4	0.5	
IN2P3+CEA (M€) incl personnel				
Autres contributions Françaises				

TAB. 1 – *Projets qui seront encore en construction en 2006 et projets qui vont commencer d'ici à 2015.*

cohérence des triangles d'unitarité permettront d'appréhender les détails de la nouvelle physique éventuelle.

– Il est essentiel que la France se donne les moyens d'une participation majeure à LHCb.

La recherche de moments électriques dipolaires (EDM) permanents dans divers systèmes microscopiques (molécules, atomes, nucléons, leptons) s'est fortement diversifiée au cours des dernières années. Cette observable fournie une fenêtre très sensible à de nouveaux mécanismes de violation de T, complémentaire aux recherches effectuées dans les processus de décroissance impliquant les saveurs lourdes. Des progrès considérables ont été réalisés récemment et des nouvelles limites supérieures ont été obtenues sur les EDM de plusieurs particules, en particulier celle du neutron. Des améliorations ambitieuses de ces limites, relevant des nouveaux défis, sont actuellement envisagées auprès des sources de neutrons ultra-froids (UCN) de nouvelle génération et de très haute densité, en construction ou en développement dans plusieurs laboratoires.

– La participation des groupes de l'IN2P3 et du DAPNIA à une nouvelle mesure du EDM du neutron est fortement recommandée.

L'étude de la violation de CP dans le secteur des kaons neutres a dominé ce secteur de recherche pendant plus de trente-cinq ans. Après la découverte de la violation directe, cette communauté s'est tournée vers l'étude des désintégrations ultra-rares comme $K^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$ et $K^+ \to \pi^+ \nu\overline{\nu}$. La mesure de ces rapports d'embranchement est un outil privilégié pour mettre en évidence une nouvelle physique à grande échelle qui ne pourrait pas être observée au LHC. Avec la fin de l'expérience NA48, la communauté française à délaissé ce secteur au profit du secteur du B, alors que des projets existent, Kopio et J-PARC, et qu'un nouveau projet émerge [47].

– Il serait souhaitable d'explorer une participation française dans ce secteur qui a un grand potentiel de découverte.

Les progrès de la théorie, et en particulier de la QCD sur réseau, sont indispensables pour une exploitation fructueuse des futures mesures expérimentales. L'augmentation prévue des moyens de calcul devrait fournir une précision théorique comparable à celle de la précision expérimentale, dans une première étape grâce aux ordinateurs multiteraflops d'aujourd'hui (résultats attendus à partir de 2007) et ensuite grâce à la génération du petaflop (résultats espérés à partir de 2012).

– Une montée en puissance de l'implication française dans les calculs théoriques de haute précision, au rythme des autres pays, est indispensable, comme elle l'est dans les expériences de nouvelle génération.

Le superbe succès des usines à B ouvre la réflexion sur une machine environ 50 fois plus performante qui verrait le jour à l'horizon 2012. La question d'une participation française se posera avec intérêt d'ici un ou deux ans. Dans le scénario où la physique au-delà du modèle standard serait mise en évidence par les collaborations BaBar/Belle ou au LHC, cette machine aurait un potentiel pour faire la métrologie de cette nouvelle physique dans le secteur de la saveur. Dans le scénario contraire, une telle machine permettrait d'explorer indirectement des échelles de masse très élevées de nouvelle physique.

– Deux projets sont à l'étude, centrés l'un sur KEK l'autre sur SLAC. Un seul survivra probablement, en anti-corrélation géographique avec l'ILC : une décision pourrait être prise dès fin 2005. L'Europe et la France en particulier peuvent jouer un rôle positif pour faciliter une éventuelle prise de décision sur un projet international.

Introduction

L'invariance des lois de la physique sous la parité spatiale P — inversion des directions dans l'espace — et sous la conjugaison de charge C — transformation d'une particule en une anti-particule — a longtemps été considérée comme évidente. Ensuite, on a découvert successivement que l'interaction faible viole P, C, et CP. L'étude de la violation de CP, qui est un phénomène fondamental nécessaire à la génération de l'asymétrie baryonique observée dans l'univers, est un moyen particulier de détecter des effets spécifiques de « Nouvelle Physique », au delà du modèle standard.

La physique des particules est engagée, au cours de cette décennie, dans un important effort de métrologie de la matrice CKM de mélange des quarks, métrologie présentant de nombreuses redondances et fournissant donc un moyen supplémentaire de détecter des effets de Nouvelle Physique. La description des résultats en termes d'éléments fondamentaux de l'interaction électrofaible nécessite le contrôle d'effets d'interaction forte entre les mésons. Celui-ci progresse par l'amélioration des mesures, mais aussi par la compréhension théorique des effets dynamiques qui entrent en jeu.

L'absence observée de violation de CP par l'interaction forte constitue une autre énigme : la compensation fine entre des termes *a priori* non nuls et d'origines différentes n'est pas comprise.

Du côté des mésons B, deux « usines » prennent des données depuis 1999 et leur programme s'étend jusqu'à la fin de la décennie. Elles explorent le secteur B_d^0 et B^+. Un fort contingent français participe à l'une d'entre elles, *BABAR* , expérience utilisant l'anneau de collision PEP-II au Stanford Linear Accelerator Center (SLAC). Le grand collisionneur de hadrons, le LHC, est en construction dans les laboratoires de l'Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire, le CERN. L'une des expériences en préparation, LHCb, est dédiée à l'étude de cette physique, avec l'accès à l'étude du méson B_s^0. Les deux autres, ATLAS et CMS, ont également un programme intéressant de physique des quarks lourds. Il faut aussi mentionner BTeV, une expérience américaine avec des objectifs similaires, mais dont le financement n'est pas encore assuré.

L'effort expérimental pour améliorer la limite supérieure du moment dipolaire du neutron se poursuit.

Enfin l'étude des propriétés de la particule la plus massive connue, le quark top, en est à ses tout débuts actuellement au Tevatron (auquel participent des laboratoires de l'IN2P3 et du DAPNIA). Le LHC permettra d'étudier plusieurs millions de paires top des les premières années de fonctionnement.

Dans ce document nous présentons le statut théorique et expérimental de la physique des saveurs de quarks, et nous expliquons les motivations de la poursuite de ces études. Ainsi nous poserons la question de l'implication et de l'engagement de la communauté française dans les projets de « super » usines à B, de mesure de la violation de CP dans le secteur des kaons et dans celui des moments dipolaires, ainsi que dans l'effort d'équipement numérique lourd destiné aux calculs théoriques. La précision de la connaissance de la matrice CKM à la fin de la prise de donnée des usines à B, et après une année de fonctionnement du LHC est estimée lors d'un exercice, "CKM en 2010". Ceci consiste une base pour l'estimation du potentiel de découverte de nouvelle physique, et pour la discussion d'une éventuelle usine à B de seconde génération.

1 Prospectives théoriques

1.1 Introduction

La violation de la symétrie CP reste une zone de mystère.

– Le secteur CKM du modèle standard est pour l'instant en accord parfait avec l'expérience.

– La prédiction de la violation de CP forte du modèle standard est par contre en désaccord avec l'expérience du fait de la non observation du moment dipolaire du neutron, à moins d'un ajustement fin d'au moins 10^{-9} du paramètre $\overline{\theta}$, ou que la masse du quark u soit nulle, ce qui est fortement défavorisé par des contraintes indépendantes.

– L'asymétrie matière-antimatière dans l'univers ne peut pas être décrite dans le cadre du modèle standard.

De façon générale on peut diviser la violation de CP en deux secteurs: a) celui qui dépend fortement de la saveur, telle que la violation de CP de CKM; b) celui qui conserve la saveur, telle que la violation de CP forte et probablement le nombre baryonique de l'univers. Dans la physique non-standard ces deux types se retrouvent.

Les expériences de physique du B et du K sont les outils privilégiés pour comprendre la physique de la saveur et la violation de CP qui lui est reliée. La mesure des moments dipolaires du neutron et de l'électron peuvent plus facilement voir la violation de CP conservant la saveur.

Le domaine de la violation de CP est donc paradoxal. D'un côté c'est, avec le secteur des neutrinos, l'unique évidence directe de physique non-standard (nombre baryonique de l'univers). D'un autre côté, la petitesse de la violation de CP observée et son accord fin avec les prédictions du modèle CKM constituent une très grande difficulté pour les modèles non-standard courants dont la tendance naturelle est de prédire d'importants effets de changement de saveur *via* des courants neutres, qui violent génériquement la symétrie CP.

La mesure de la violation de CP et des transitions de saveur a donc été considérée à juste titre comme l'endroit où on verrait de la Nouvelle Physique de façon indirecte: processus rares, courants neutres violant la saveur, violation de CP.

Pour l'instant cette quête de signal de nouvelle physique n'a pas abouti. La théorie est aujourd'hui dans l'incapacité de prédire raisonnablement ce que les futures expériences verront. On est de ce point de vue dans une situation opposée à celle qui a présidé à la construction de LEP et des usines à B. C'est l'expérience qui devra trancher comme elle l'a fait récemment dans le cas des neutrinos. Nous devons donc nous appuyer sur des considérations générales pour déterminer où chercher.

Ces considérations sont traditionnellement fondées sur un principe de « naturalité ». La difficulté vient du fait que deux « naturalités » opposées se contredisent. La première dit que la masse supposée du boson de Higgs ne s'explique que si une nouvelle physique apparait à l'échelle du TeV. La deuxième [1] dit que la non observation de déviation au MS dans le secteur de la violation de CP et de la saveur signifie qu'il n'y a pas de nouvelle physique avant une échelle de 10 TeV, du moins si on suppose des valeurs « naturelles » pour les paramètres et les phases qui interviennent.

C'est l'expérience qui tranchera. Elle cherchera notamment dans deux directions complémentaires : la recherche directe de nouvelles particules, typiquement au LHC, et la recherche d'effets indirects de nouvelles particules à travers les phénomènes très fins que sont la violation de CP et les violations rares de la saveur (expériences dédiées auprès des collisionneurs leptoniques et hadroniques).

Plus précisément on peut s'attendre à différents cas de figure qui pourraient ressembler à ceci:

1. La Nouvelle Physique se trouve à des échelles «grandes» ($\gtrsim 10\,\mathrm{TeV}$). Dans cette hypothèse, les expériences de recherche directe de particules non standard auprès du LHC pourraient ne rien voir, d'où l'importance des contraintes indirectes. La stratégie d'utilisation de la physique de la violation de CP et de la saveur reste l'une des meilleures. Par exemple le mélange des mésons neutres, en particulier $K^0\overline{K}^0$, est très sensible aux grandes échelles. Il s'agit alors de savoir quelle échelle générique de Nouvelle Physique permettent d'atteindre les précisions théorique et expérimentale.

2. La Nouvelle Physique est peu différente du modèle standard en ce qui concerne les saveurs. C'est la philosophie de la MFV « Minimal Flavor Violation » : toutes les violations de la saveur et violations de CP sont gouvernées par la matrice CKM. Supposons que le LHC détecte des nouvelles particules, qu'il sera sans doute extrêmement difficile de classifier comme on le fait pour les particules du modèle standard. *La physique de la saveur sera un instrument (l'instrument) essentiel de déblayage de l'espace des paramètres, et de construction d'une nouvelle « classification périodique ».* Dans de telles circonstances, on pourrait avoir une bonne surprise: une caractéristique qui n'aurait pas été envisagée et qui serait un nouveau fil conducteur.

3. Il existe toute une série de solutions intermédiaires, où la violation de la saveur est cachée dans les observables les moins accessibles.

1.2 Progrès théoriques attendus

Les progrès théoriques ne sont pas faciles à planifier en général. Concentrons nous sur ce que l'on peut prévoir à partir des outils principaux d'aujourd'hui. Bien sûr, la difficulté principale vient de la QCD.

La QCD sur réseau est indispensable pour calculer les éléments de matrice hadroniques, les facteurs de forme, les constantes de désintégration etc. Du fait des progrès des moyens de calcul et de ce que l'on peut entrevoir des progrès algorithmiques on peut estimer l'évolution de la précision attendue [2]. Les progrès sont lents mais les ordinateurs contemporains permettent de prendre en compte les boucles de quarks et donc de passer nettement en dessous de la barrière des 10% d'incertitude qui a longtemps caractérisé ce domaine.

Les méthodes analytiques ou semi-analytiques jouent un rôle important dans les cas où s'avère possible un développement systématique de QCD en fonction d'un paramètre petit : quantités perturbatives (développement en α_s), limite de masse lourde pour les mésons B (développement en Λ_{QCD}/m_b), etc. Il n'est pas facile de prévoir quelle précision ultime ces méthodes peuvent atteindre, particulièrement dans les situations les plus complexes qui sont aussi les plus intéressantes (violation de CP dans les transitions non leptoniques). Cela dépend en grande partie de la quantité de données pouvant contraindre les corrections aux calculs faits à un ordre donné.

Les méthodes phénoménologiques qui reposent sur les symétries fondamentales de QCD, exactes ou approximatives, sont au centre de la détermination des angles du Triangle d'Unitarité. La précision obtenue dépend des résultats de certains tests qui peuvent être effectués à partir des données expérimentales.

1.2.1 Liste des canaux intéressants

Les tables 2 et 3 présentent les principaux canaux intéressants de la physique des saveurs de quarks, les paramètres fondamentaux qu'ils permettent de contraindre ainsi qu'une estimation (qui doit être considérée comme naïve) de l'incertitude théorique associée. Plusieurs critères de sélection ont été retenus: la « propreté » théorique, la mesurabilité (discutée plus en détail dans les sections suivantes), la dépendance par rapport aux paramètres CKM, et la sensibilité aux interactions non standard.

Certaines mesures sont peu dépendantes des calculs théoriques, mais supposent en général des symétries de saveur qui ne sont pas exactes. Plus les données en relation avec la contrainte en question seront diversifiées et précises, mieux on pourra borner l'incertitude théorique résiduelle.

D'autres observables dépendent explicitement de la connaissance de certains éléments de matrice hadroniques, le plus souvent calculés sur réseau: *il n'y a pas de progrès possible dans ce domaine sans équipement numérique « lourd »* .

Les contraintes peu sensibles à la Nouvelle Physique (processus «en arbre», déjà très fortement contraints) servent à la métrologie de la matrice CKM, et améliorent la compréhension de la dynamique de QCD. Celles qui reçoivent des corrections potentiellement grandes par rapport au modèle standard doivent permettre de mettre ce dernier en défaut dans une première étape, et de discriminer les différentes théories possibles dans une seconde étape, grâce aux mesures de précision.

1.3 La physique des saveurs au-delà du modèle standard

1.3.1 Description indépendante de modèle

On peut paramétrer, au cas par cas, les amplitudes avec transition de saveur $\Delta F = 2$ et $\Delta F = 1$ ($F = S$ ou $F = B$) par des expressions qui sont valides aussi bien dans le modèle standard qu'au-delà.

Il s'agit ensuite de déterminer les paramètres correspondants, comme cela a été fait récemment par les collaborations UTfit [11] et CKMfitter [12], puis de les interpréter dans un cadre donné de Nouvelle Physique. En général chaque modèle de nouvelle physique requiert une analyse spécifique et le nombre de paramètres inconnus est très élevé. Nous allons donc nous contenter de classer les grandes tendances des modèles de nouvelle physique et de rappeler quelques ordres de grandeur utiles.

1.3.2 Échelle(s) de la nouvelle physique

Les modèles de nouvelle physique se situent dans des cadres théoriques très différents, comme par exemple la SUSY et les «grandes dimensions supplémentaires». Du point de vue phénoménologique la distinction essentielle concerne le degré plus ou moins grand d'ajustement fin accepté dans la physique de la saveur, ce qui autorise une échelle plus ou moins basse pour la nouvelle physique.

À un extrême nous avons les modèles sans ajustement fin, qui acceptent les phases violant CP et les paramètres de changement de saveur (en particulier les courants neutres) de l'ordre de 1. A l'autre extrême, la « Minimum Flavor Violation » (MFV) (qui inclut: « Two Higgs Doublet Models I and II» et «MSSM at low $\tan\beta$», « Universal Extra Dimensions» et l'extrémiste « New Minimal »). Entre les deux, des modèles qui n'autorisent que des transitions entre telle et telle génération, entre autres exemples.

Arguments dimensionnels [13, 14] Dans une situation où toutes les expériences sont en accord avec le MS, l'effet relatif de la NP par rapport au MS peut être estimé par une formule

Contraintes indépendantes de tout paramètre théorique

processus	sensibilité au MS	sensibilité à NP	incertitude théorique actuelle	possibilité de réduire l'incertitude théorique
$B \to (c\bar{c})K$	excellente (β)	excellente ($\Delta B = 2$)	$< 0.1°$	difficilement
$B \to \phi K$	excellente (β)	excellente ($\Delta B = 1$)	$3°$	difficilement
$B \to (f_0, \eta', \pi^0 \ldots)K$	excellente (β)	excellente ($\Delta B = 1$)	$6°$	difficilement
$B \to D\overline{D} \ldots$	bonne (β)	modérée ($\Delta B = 1$)	$10°$	difficilement
$B \to \pi\pi$ SU(2)	bonne (α)	modérée ($\Delta B = 1$)	1–2°	difficilement
$B \to \rho\rho$ SU(2)	bonne (α)	modérée ($\Delta B = 1$)	$3°$	difficilement
$B \to \rho\pi \to 3\pi$ SU(2)	bonne (α)	modérée ($\Delta B = 1$)	$5°$	difficilement
$B \to DK \ldots$	bonne (γ)	très faible	0	
$B \to D\pi \ldots$	moyenne (γ)	très faible	0	
$B_d^0 \to \pi^+\pi^-$ vs. $B_s^0 \to K^+K^-$ SU(3)	excellente (α, γ)	bonne ($\Delta B = 1$)	$10°$	probablement (données)
$B_s^0 \to (c\bar{c})(\eta^{(\prime)}, \phi)$	faible (β_s)	excellente ($\Delta B = 2$)	$0.1°$	difficilement
$B_s^0 \to D_s K$	bonne (γ)	très faible	0	
$B_s^0 \to \phi\phi$	faible (β_s)	excellente ($\Delta B = 1$)	$0.1°$	difficilement

TAB. 2 – *Liste des canaux permettant l'extraction des angles du Triangle d'Unitarité, indépendamment de tout calcul théorique. L'incertitude théorique résiduelle (deux dernières colonnes) est estimée soit avec l'aide d'estimations théoriques, soit avec l'aide des données expérimentales.*

Contraintes dépendant d'un ou plusieurs paramètre(s) théorique(s)

processus	paramètre(s) théorique(s)	sensibilité au MS	sensibilité à NP	incertitude théorique actuelle	incertitude prévisible en 2010
$b \to c\ell\nu$ inclusif	$\overline{\Lambda}$, $\lambda_1 \ldots$	excellente ($\|V_{cb}\|$)	très faible	2%	1–2%
$b \to c\ell\nu$ exclusif	facteur de forme($q2_{\max}$)	excellente ($\|V_{cb}\|$)	très faible	5%	2%
$b \to u\ell\nu$ inclusif	« shape function » + ...	excellente ($\|V_{ub}\|$)	très faible	15%	5–6%
$b \to u\ell\nu$ exclusif	facteur de forme($q2 \ll m_B 2$)	excellente ($\|V_{ub}\|$)	très faible	15%	5–6%
Δm_d	$f_{B_d}\sqrt{B_{B_d}}$	excellente ($\|V_{td}\|$)	excellente ($\Delta B = 2$)	10–15%	4–5%
Δm_s	$f_{B_s}\sqrt{B_{B_s}}$	excellente ($\|V_{ts}\|$)	excellente ($\Delta B = 2$)	7–10%	4%
$\Delta m_s / \Delta m_d$	rapport ξ	excellente ($\|V_{ts}/V_{td}\|$)	excellente ($\Delta B = 2$)	3–5%	$< 3\%$
$A_{SL}(B_{d,s})$	« bag parameters »	faible	excellente ($\Delta B = 2$)	25%	8–10%
ε_K	B_K	excellente ($\overline{\rho}, \overline{\eta}$)	excellente ($\Delta S = 2$)	12%	5%
$\varepsilon' / \varepsilon$	$B_{6,8}$	moyenne ($\mathrm{Im}(V_{td})$)	excellente ($\Delta S = 1$)	pas de consensus	
$b \to (d,s)(\gamma, \ell^+\ell^-)$ inclusif	m_c + ...	excellente ($\|V_{td,s}\|$)	excellente ($\Delta B = 1$)	5–7%	$< 5\%$
$b \to (d,s)(\gamma, \ell^+\ell^-)$ exclusif	f.f.($q2 \ll m_B 2$)	excellente ($\|V_{td,s}\|$)	excellente ($\Delta B = 1$)	15%	5–6%
$B \to \ell\nu$	f_B	excellente ($\|V_{ub}\|$)	très faible	15%	5%
$B_{d,s} \to \ell^+\ell^-$	f_B	excellente ($\|V_{td,s}\|$)	excellente ($\Delta B = 1$)	15%	5%
$K^+ \to \pi^+\nu\overline{\nu}$	m_c	excellente ($\overline{\rho}, \overline{\eta}$)	excellente ($\Delta S = 1$)	6%	5%
$K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$	pert.	excellente ($\overline{\eta}$)	excellente ($\Delta S = 1$)	2%	1–2%

TAB. 3 – *Liste des canaux permettant l'extraction de certains paramètres CKM, à partir d'observables qui dépendent explicitement d'éléments de matrice hadroniques. A l'exception des désintégrations inclusives et des désintégrations rares des kaons, ces éléments de matrice sont calculés ou calculables par les méthodes de QCD sur réseau.*

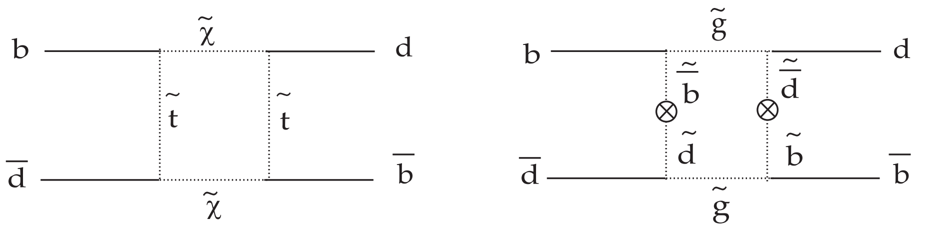

FIG. 1 – *Exemple de contribution supersymétrique au mélange $B_d^0 \overline{B}_d^0$ venant du couplage chargino ($\tilde{\chi}$)-stop ($\tilde{t}$) et d'un mélange de squarks ($\tilde{d}, \tilde{b}$) avec échange de gluino ($\tilde{g}$). Pour les mésons B_s^0, il suffit de remplacer partout le quark d par le quark s.*

dimensionnelle ; par exemple dans le cas du mélange $B\overline{B}$ ou $K\overline{K}$,

$$\begin{aligned} \left| \frac{\langle Q^{\mathrm{NP}}_{\Delta B=2} \rangle}{\langle Q^{\mathrm{SM}}_{\Delta B=2} \rangle} \right| \lesssim p_r \qquad &\to \qquad \frac{|\delta_{bq}|}{\Lambda_{\mathrm{eff}}} \lesssim \sqrt{p_r}\, \frac{|V_{tb}^* V_{tq}|}{M_W} \\ \left| \frac{\langle Q^{\mathrm{NP}}_{\Delta S=2} \rangle}{\langle Q^{\mathrm{SM}}_{\Delta S=2} \rangle} \right| \lesssim p'_r \qquad &\to \qquad \frac{|\delta_{sd}|}{\Lambda_{\mathrm{eff}}} \lesssim \sqrt{p'_r}\, \frac{|V_{ts}^* V_{td}|}{M_W} \end{aligned} \tag{1}$$

où q désigne indifféremment le quark s ou d, et p_r, p'_r est la borne supérieure sur la contribution relative de NP, à un niveau de confiance choisi, par exemple 95%, calculé à partir des incertitudes expérimentale et théorique. Q est un opérateur dont dépend une observable telle que la différence de masse Δm_q. δ_{sq}, δ_{bq} sont génériquement des couplages de la NP pour les transitions de saveur et Λ_{eff} est l'échelle de la NP, par exemple la masse des nouvelles particules. Dans l'exemple de la figure 1 Λ_{eff} représente l'ordre de grandeur de la masse des particules supersymétriques (gluino, chargino, squarks...). Les δ_{xq} sont calculés à partir des couplages des quarks b et d avec le stop (diagramme de gauche) et à partir d'une relation du type : $(m_{\tilde{s}}^2 - m_{\tilde{d}}^2)/(m_{\tilde{s}}^2 + m_{\tilde{d}}^2)$ (diagramme de droite).
Si on paramétre le rapport suivant [15] :

$$Q^{\mathrm{NP+SM}}/Q^{\mathrm{SM}} \equiv c\, e^{2i\phi}, \tag{2}$$

les rapports p_r, p'_r représentent la borne supérieure de $|c\, e^{2i\phi} - 1|$ à 95% de degré de confiance.

Contraintes attendues sur l'échelle de la Nouvelle Physique

- Modèles « naturels » : toutes transitions de saveur d'ordre 1.
  Si on suppose $\delta_{bd} \sim 1$ (cas générique) on obtient $\Lambda_{\mathrm{eff}} \sim 10/\sqrt{p_r}$ TeV. De même $\delta_{sd} \sim 1$ conduit à $\Lambda_{\mathrm{eff}} \sim 200/\sqrt{p'_r}$ TeV : comme nous l'avons déjà mentionné, si la structure de la Nouvelle Physique dans le secteur des saveurs est quelconque, l'échelle correspondante doit être très élevée sous peine de violer les contraintes expérimentales actuelles. A noter que la situation actuelle n'exclut pas pour certaines observables des valeurs de p_r, p'_r [12, 11] assez grandes qui seront discutées dans la section 6.

- Modèles MFV.
  Si on suppose $\delta_{q'd} \sim V_{tq'}^* V_{td}$ (MFV) alors les transitions de saveur sont supprimées, et la contribution de NP à la différence de masse des mésons neutres s'écrit $\Delta m^{\mathrm{NP}} \sim (M_W/\Lambda)^2 \Delta m^{\mathrm{MS}}$. Les contraintes sont alors génériquement réduites à $\Lambda_{\mathrm{eff}} \sim 0.08/\sqrt{p_r}, \sim 0.08/\sqrt{p'_r}$ parfaitement compatible avec l'échelle du TeV. C'est le cas par exemple avec le modèle ACD [6], « Universal Extra Dimensions » (voir [5], table 2, fonction S). Notons

que la mesure d'un déphasage ϕ non nul nous placerait d'emblée en dehors des scénarii MFV stricts (où toutes les phases restent standard). Noter aussi que la désintégration rare $K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$, très bien contrôlée sur le plan théorique, peut permettre d'exclure tous les modèles de type MFV ([7], section 7). Il en est de même pour certaines désintégrations purement leptoniques des mésons B :

$$\frac{\mathcal{B}(B_s^0 \to \mu^+\mu^-)}{\mathcal{B}(B_d^0 \to \mu^+\mu^-)} = \frac{\hat{B}_d}{\hat{B}_s}\frac{\tau(B_s^0)}{\tau(B_d^0)}\frac{\Delta m_s}{\Delta m_d} \tag{3}$$

– Modèles où les effets non standard sont cantonnés à une ou deux générations de fermions: les ordres de grandeur se déduisent par le même type de raisonnement. Chaque choix oriente la recherche de nouvelle physique d'une façon spécifique.

1.4 Les moments dipolaires électriques

Les moments dipolaires électriques des particules jouent un rôle très particulier dans la physique de la violation de CP. Strictement parlant une valeur non nulle révèlerait une violation de la symétrie T, mais la relation CPT, générale à toute théorie des champs locale, permet de la relier à la violation de CP. Il s'agit d'une observable de la symétrie CP diagonale de saveur, ce qui la distingue des paramètres ϵ, ϵ' du kaon, de $\sin 2\beta$, etc. C'est pour cela que la prédiction du moment dipolaire dans le mécanisme CKM est très faible, inférieure à 10^{-31} $e$cm : il faut un mécanisme à trois boucles pour impliquer les trois familles du MS. En même temps, et pour la même raison, cette mesure fournit une borne très stricte à l'autre source de violation de CP du modèle standard, la violation de CP forte: $\overline{\theta} < 10^{-9}$ où $\overline{\theta}$ est un angle qui paramètre la violation de CP forte. Ce résultat est très fortement « anti-naturel » puisque dans le modèle standard il peut *a-priori* valoir n'importe quelle valeur entre 0 et 2π. Une hypothèse serait que la masse m_u du quark u soit nulle ou très petite, ce qui n'est pas naturel non plus et probablement incompatible avec les observations. *La non observation du moment dipolaire du neutron est donc sans doute due à un effet de physique non standard.* Cependant, le modèle le plus simple qui prédit une nouvelle particule, l'axion de Peccei-Quinn, n'a pour le moment abouti qu'à une recherche infructueuse.

Si on laisse momentanément de côté le problème de la violation de CP forte, le moment dipolaire du neutron étant prédit très faible par le mécanisme CKM, sa mesure est idéale pour la recherche de nouvelle physique. Celle du moment dipolaire de l'électron l'est aussi.

Pour la nouvelle physique considérons par exemple la SUSY standard [16]. Le moment électrique dipolaire des quarks est engendré à une boucle par des squarks dont on suppose la masse de l'ordre de celle du gravitino. Il est donc relativement grand si le gravitino n'est pas très massif. Si on suppose des phases violant CP de l'ordre de 1, que la masse du gravitino vérifie $1\,\mathrm{TeV} < m_{3/2} < 10\,\mathrm{TeV}$, celle du gaugino de $SU(2)$ et du Higgsino $100\,\mathrm{GeV} < m_2, |m_H| < 1\,\mathrm{TeV}$, on obtient $d_n \sim 10^{-24}$–10^{-26} $e$cm, une valeur déjà exclue ou proche d'être testée. Si ces trois masses sont inférieures au TeV on est obligé de supposer que les phases violant CP sont petites.

Si les squarks sont plus lourds que 10 TeV, invisibles au LHC, mais les charginos-Higgsinos toujours dans la fenêtre $100\,\mathrm{GeV} < m_2, |m_H| < 1\,\mathrm{TeV}$, les diagrammes à deux boucles deviennent dominants et on attend $d_n \sim 10^{-26}$–10^{-28} $e$cm, à la portée des futures expériences. Les phases de violation de CP qui seraient ainsi testées sont d'une nature différente des phases CKM. Ce sont essentiellement des phases aveugles à la saveur, comme l'est la phase CP forte. De telles phases sont particulièrement intéressantes dans des scénarii de baryogénèse lors d'une transition électrofaible de première espèce (cependant l'hypothèse d'une transition de phase électrofaible de première espèce est de moins en moins plausible).

Typiquement les mêmes mécanismes qui engendrent un moment dipolaire du neutron prédisent (en remplaçant les squarks par des charginos) un moment dipolaire environ dix à cent fois plus faible pour l'électron. La mesure du moment dipolaire de l'électron est indispensable car elle permet de distinguer un effet venant de la nouvelle physique d'un effet de CP-fort, ce dernier ne prédisant évidemment rien pour l'électron. En outre il se peut que la masse typique des charginos soit sensiblement plus basse que celle des squarks ce qui rendrait le moment dipolaire de l'électron plus visible.

1.5 La violation de CPT

La symétrie CPT est exacte dans toute théorie des champs locale. Cependant, les théories de gravitation quantique sortent du cadre de ces théories et l'on peut s'attendre à des effets observables de violation de CPT [17]. Une estimation naïve de l'échelle de cette brisure donne un effet de suppression de l'ordre de E^2/M_P^2 où E est l'échelle considérée et M_P la masse de Planck : dans la physique du kaon cela signifierait un effet de l'ordre de 10^{-38}. Mais le cadre théorique de ces estimations est encore peu fiable. Si par chance l'effet de suppression n'était que de $E/M_P \sim 10^{-19}$ on serait très près de la borne expérimentale actuelle: $(m_K - m_{\overline{K}})/m_K < 10^{-18}$. Cependant on peut se demander si la masse m_K est bien la grandeur à mettre au dénominateur: comme la symétrie CP suffirait à imposer $m_K - m_{\overline{K}} = 0$, on peut arguer qu'il faut comparer $m_K - m_{\overline{K}}$ à une grandeur violant CP, par exemple $\epsilon'\, m_K$ ce qui réduirait de six ordres de grandeur la précision sur la conservation de CPT exprimée ci-dessus. Dans l'autre sens, on peut également se demander si la masse de Planck est la bonne échelle à considérer dans l'optique où il y aurait de grandes dimensions supplémentaires. Bref, il manque aujourd'hui un cadre théorique fiable. C'est pourquoi une vérification expérimentale de CPT est importante. Les tests les plus fins reposent sur l'égalité des masses des particules et des anti-particules, en particulier K^0 vs. $\overline{K}^0$ comme nous l'avons vu, mais aussi sur certaines propriétés rencontrées en physique atomique.

La mesure de la masse gravitationelle de l'anti-hydrogène est elle aussi sensible à une violation de CPT [18].

1.6 Conclusion

Les outils théoriques dont nous disposons sont à la fois très variés et d'un degré de développement très variable.

Nous ne possédons pas aujourd'hui de schéma standard de nouvelle physique mais seulement d'un bouquet de scénarii non standard aux paramètres de valeur encore très incertaine. Ici la théorie peut seulement indiquer à partir de principes généraux les principales directions à prospecter expérimentalement.

La physique standard jouit au contraire d'un cadre théorique bien établi, ses paramètres sont de mieux en mieux connus. Beaucoup d'outils théoriques sont à notre disposition, mais la précision de ces outils est souvent insuffisante, comparée à la précision expérimentale, du fait de la difficulté à calculer les effets de l'interaction forte.

La QCD sur réseau joue ici un rôle particulier puisque ses progrès sont prévisibles et essentiels. Ils dépendent cependant de moyens de calcul importants. Il s'agit d'un domaine où l'activité théorique nécessite une planification et une pérennité des moyens à l'instar de la physique expérimentale. La physique du Triangle d'Unitarité est une pierre de touche de la QCD sur réseau, comme en témoigne la table 2. Même dans le cas idéal où les couplages CKM seraient parfaitement connus sans l'aide de la théorie (mesure directe des angles), la détermination théorique de certains éléments de matrice hadroniques reste indispensable pour pouvoir discriminer d'éventuelles contributions non standard aux processus rares.

2 Prospective expérimentale

La violation de CP est maintenant bien établie dans le système des kaons neutres ainsi que dans celui des mésons beaux B_d^0. Le modèle standard, avec trois familles de quarks, rend compte des effets observés à travers la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). Il est habituellement testé en vérifiant les propriétés d'unitarité de celle-ci, qui peuvent être illustrées géométriquement par les triangles d'unitarité de la figure 2. Les angles β, γ et $\delta\gamma$ sont approximativement les phases des éléments de la matrice CKM V_{td}, V_{ub} et V_{ts}.

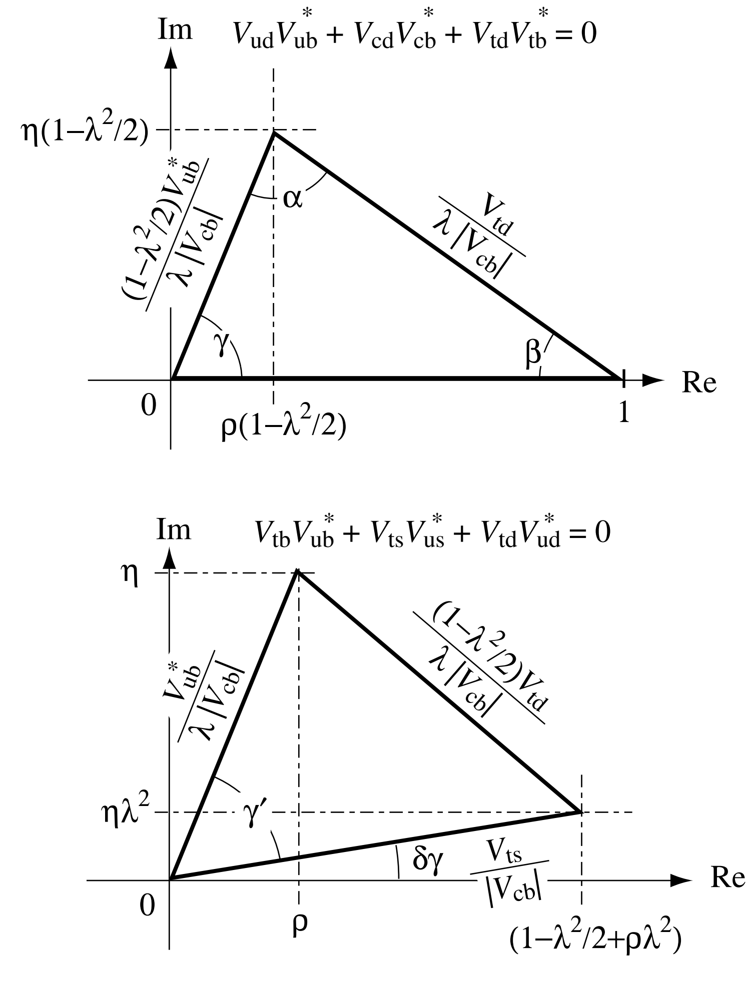

FIG. 2 – *Triangles d'unitarité obtenus avec la paramétrisation de Wolfenstein dans laquelle la matrice CKM est développée en fonction de l'angle de Cabibbo jusqu'à l'ordre $\mathcal{O}(\lambda^5)$.*

2.1 Nouvelle Physique avec les kaons

Si les mésons B ont récemment permis de mesurer avec précision les paramètres du modèle standard qui relèvent de la violation de CP, les mesures faites avec les K restent de première importance tout particulièrement depuis la découverte de la désintégration $K^+ \to \pi^+\nu\bar{\nu}$ par les expériences E787 et E949. La construction de l'expérience KOPIO est maintenant engagée avec l'objectif d'observer la désintégration $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ et d'en mesurer le rapport d'embranchement.

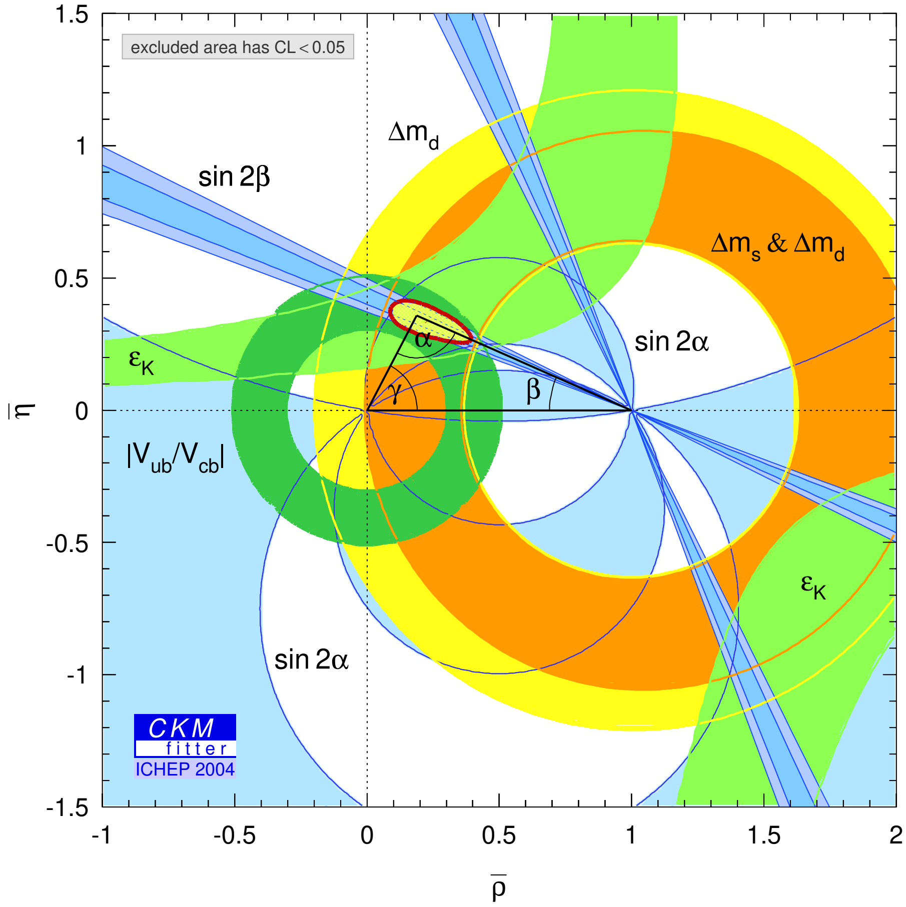

FIG. 3 – *Ajustement des paramètres de la matrice CKM en 2004 : résultats dans le plan $\overline{\rho}, \overline{\eta}$. Pour plus de details sur la connaissance actuelle des paramètres de la matrice CKM voir : (UTFit Coll.) http://www.utfit.org [11] et (groupe CKMFitter) http://ckmfitter.in2p3.fr/ [12]*

Une proto-collaboration a récemment soumis une lettre d'intention pour mesurer la désintégration $K^+ \to \pi^+ \nu \bar{\nu}$ auprès du CERN/SPS (Ref. SPSC-LOI-2004-001).

Un progrès significatif permettant de contraindre non seulement le modèle standard mais aussi les observables de nouvelle physique sera apporté par l'étude des désintégrations $K \to \pi\nu\bar{\nu}$. La précision des calculs d'observables du type ϵ_K, 12% aujourd'hui, 5% en 2010 représente une limite sur la sensibilité à la nouvelle physique. La situation théorique et beaucoup plus favorable en ce qui concerne $\Gamma(K \to \pi\nu\bar{\nu})$ dont la précision atteint déjà le niveau du % offrant ainsi la possibilité de tests plus rigoureux. Dans le cadre du modèle standard la mesure des deux canaux $K_L^0 \to \pi^0 \nu\bar{\nu}$ et $K^+ \to \pi^+ \nu\bar{\nu}$ apporte une détermination (à quatre ambiguïtés près) de $\overline{\rho}$ et $\overline{\eta}$, les deux paramètres réels tels que

$$\overline{\rho} + i\overline{\eta} = -\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} , \tag{4}$$

dans le triangle CKM ainsi qu'une détermination de sin2β indépendante de m_t et de V_{bc}. Plusieurs ateliers sont organisés (CERN, BNL) au cours de l'année 2004 afin de définir les meilleures stratégies expérimentales pour atteindre les objectifs concernant les désintégrations $K \to \pi\nu\bar{\nu}$. L'expérience des équipes françaises en ce qui concerne les désintégrations rares des mésons K a été accumulée sur 20 années tout en étant ponctuée de nombreux succès. Cet acquis représente un atout formidable pour participer activement au chapitre qui s'ouvre aujourd'hui sur la nouvelle physique.

3 Prospective expérimentale - secteur du B

Nous effectuons dans cette section une évaluation et une extrapolation des mesures des usines à B et des expériences hadroniques reliées à la violation de CP, en supposant des étapes expérimentales différentes. L'objectif de cet exercice est d'évaluer l'intérêt pour la France d'un engagement dans une usine à B de deuxième génération. Nous distinguons dans la suite trois échéances.

(A) Fin des usines à B de la première génération (*BABAR* et Belle) et du programme de physique du B au Tevatron (CDF et D0). En particulier, nous supposons une mesure de la fréquence Δm_s d'oscillation $B_s^0\overline{B}_s^0$. Les usines à B continuent d'augmenter leur luminosité et l'efficacité de leur prise de données. Leur programme d'opération respectif va s'achever autour l'année 2009, avec une luminosité intégrée attendue de $2\,\mathrm{ab}^{-1}$ pour l'ensemble des deux expériences.

(B) Fin du programme de physique de la beauté aux expériences du LHC : LHCb, ATLAS et CMS.

(C) Fin du programme de recherche d'une usine à B de deuxième génération (*super-usine à B*), avec une luminosité intégrée de $50\,\mathrm{ab}^{-1}$.

3.1 Les usines à B

Un résumé des mesures prises en compte dans cette analyse et des résultats extrapolés est donné dans le tableau 4. Nous allons procéder à une brève discussion des hypothèses utilisées dans la suite. En particulier, nous essayerons d'évaluer l'ordre de grandeur des incertitudes théoriques liées à l'extraction des paramètres fondamentaux.

3.1.1 Les angles du triangle d'unitarité

- $\boldsymbol{\alpha}$, défini par $\alpha = \pi - \beta - \gamma$, est mesuré par des processus du type $b \to u\overline{u}d$ au niveau des quarks, dont les plus importants sont $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$, $(\rho\pi)^0$ et $\rho^+\rho^-$. Ces analyses exploitent la symétrie d'isospin pour déterminer les deux phases faibles et la phase forte inconnues dans les désintégrations, ce qui mène à des ambiguités discrètes sur α. L'extrapolation des résultats dépend de la dynamique de ces désintégrations qui n'est pas encore bien connue. Par conséquent, les estimations des incertitudes sont très approximatives. Les incertitudes théoriques sont essentiellement liées à la brisure de la symétrie SU(2). Elles sont difficilement contrôlables et peuvent atteindre 4° [31, 32, 12]. Pour l'extrapolation, nous supposons une mesure combinée avec une précision de l'ordre de $\sigma(\alpha) \sim 5°$ vers la fin de la première génération des usines à B, ce qui est proche de la limite théorique.

- $\boldsymbol{\beta}$ est mesuré principalement par deux processus ayant des dynamiques très différentes au niveau des quarks : $b \to c\overline{c}s$ et $b \to s\overline{s}s$. Les premiers ont des contributions venant de diagrammes en arbre et du type pingouin qui ont approximativement la même phase faible. Elles vont permettre de mesurer sin2β avec une précision d'environ 0.017 ($\sigma(\beta) \sim 0.7°$), ce qui sera proche des incertitudes théoriques.

  Le deuxième type de désintégrations possède une statistique plus faible, mais présente un intérêt du fait de sa domination par des diagrammes du type pingouin. Des champs de grande masse virtuelle pourraient circuler dans les boucles, rendant ainsi ces désintégrations intéressantes pour les recherches de signaux spécifiques de nouvelle physique.

Toutefois, les incertitudes théoriques liées à l'extraction de β avec ces canaux sont plus grandes (de l'ordre de 5%) que celles obtenues à partir des diagrammes de type $b \to c\bar{c}s$. Ceci est dû à la présence des diagrammes de type pingouin avec différentes phases faibles (bien que supprimés par des éléments CKM) . Le mode phare (avec l'incertitude théorique supposée la plus faible) des désintégrations $b \to s\bar{s}s$ est $B_d^0 \to \phi K^0$. Il mesurera sin2β avec une précision d'environ 0.08 ($\sigma(\beta) \sim 3.6°$) avec $2\,\mathrm{ab}^{-1}$.

D'autres modes sont dominés par des diagrammes pingouins. Ce sont les désintégrations $B_d^0 \to \eta' K^0$, $f_0 K^0$, $K^+K^-K^0$, $K_S^0 K_S^0 K_S^0$, et $\pi^0 K^0$ pour lesquelles l'extraction de sin2β souffre d'incertitudes théoriques potentiellement plus grandes dues à de possibles contributions de diagrammes du type arbre ou des dilutions par des modes de nombre quantique CP opposé.

- $\boldsymbol{\gamma}$ peut être mesuré de manière modèle indépendante en exploitant l'interférence entre les désintégrations des types $b \to c$ et $b \to u$, ce dernier étant supprimé. La précision obtenue sur γ dépend à peu près linéairement du rapport r_B des deux amplitudes, qui n'est pas encore mesuré et qui peut varier d'un état final à l'autre. Puisque les états finals ne sont pas des états propres de CP, une phase forte, a priori inconnue, apparaît et doit être déterminée simultanément avec γ (la phase faible) et r_B par ajustement aux données (menant à des ambiguités discrètes sur les phases). Plusieurs méthodes existent, exploitant la dépendance temporelle de l'asymétrie violant CP, la symétrie d'isospin, ou l'interférence des amplitudes résonantes. Celle de GLW [33] (et son extension ADS [34]) est particulièrement propre au niveau des incertitudes théoriques. En raison de la dépendance en r_B, l'extrapolation de la précision sur γ apportée par ces approches est incertaine.

  Nous estimons qu'une incertitude $\sigma(\gamma)$ d'environ 8° peut être atteinte avec une luminosité intégrée de $2\,\mathrm{ab}^{-1}$. L'extraction de γ ne sera pas limitée par des incertitudes d'origine théorique et s'améliorera de manière significative (facteur cinq environ sur l'erreur) avec une usine à B de deuxième génération.

3.1.2 Le mélange $B_d^0\overline{B}_d^0$

L'extraction de l'élément CKM $|V_{td}|$ à partir de la mesure de la fréquence d'oscillation Δm_d de $B_d^0\overline{B}_d^0$ est entièrement dominée par les incertitudes théoriques. Le progrès des calculs sur réseau sera déterminant pour cette observable, mais il n'atteindra pas la précision expérimentale actuelle.

La violation de CP dans le mélange $B_d^0\overline{B}_d^0$ est prédite très petite dans le modèle standard et par conséquent elle représente une sonde performante pour chercher des signaux de nouvelle physique. Nous estimons que l'asymétrie semi-leptonique A_{SL} sera mesurée avec une incertitude en-dessous de 0.5% avec $2\,\mathrm{ab}^{-1}$ et pourrait être dominée par les incertitudes systématiques d'origine expérimentale. La détermination de la quantité $|q/p| - 1$ (mesure de la violation de CP dans le mélange), à partir de la mesure dépendant du temps de désintégrations complétement reconstruites des transitions $b \to c$, est moins précise que la mesure de A_{SL} et souffre également d'importantes incertitudes systématiques.

L'exploitation de la précision statistique apportée par une usine à B de deuxième génération sera difficile.

3.1.3 Les mesures directes des éléments CKM

- $|V_{cb}|$ et $|V_{ub}|$. Les désintégrations semi-leptoniques inclusives et exclusives des transitions $b \to c\ell\overline{\nu}$ et $b \to u\ell\overline{\nu}$ permettent d'extraire les éléments $|V_{cb}|$ et $|V_{ub}|$ de la matrice CKM. Actuellement, les incertitudes d'origine théorique dominent la précision de ces deux quantités. Toutefois, il y a l'espoir qu'au niveau inclusif, plus de statistique expérimentale permette de mesurer précisément des moments spectraux conduisant à l'extraction des opérateurs non-perturbatifs et d'améliorer ainsi la précision théorique. Pour les mesures exclusives le progrès des calculs sur réseau pourrait améliorer la précision des facteurs de forme respectifs.

  Nous estimons les incertitudes relatives à environ 1% sur $|V_{cb}|$ inclusif et 4% sur $|V_{cb}|$ exclusif avec $2\,\mathrm{ab}^{-1}$. Les incertitudes sur $|V_{ub}|$ sont estimées de l'ordre de 10% pour les deux approches. Une amélioration de cette précision avec plus de statistique expérimentale sera difficile.

- $|V_{td}|$. A part la mesure à partir de Δm_d, $|V_{td}|$ peut être obtenue à partir du taux de la désintégration $B \to \rho\gamma$ (entre autres). La précision de la prédiction théorique de ce taux est limitée par la connaissance du facteur de forme contenant la structure non-perturbative de la désintégration. La théorie est mieux contrôlée quand elle est comparée au rapport des taux de $B \to \rho\gamma$ et de $B \to K^*\gamma$ déterminant ainsi le carré du rapport $|V_{td}|/|V_{ts}|$. A $2\,\mathrm{ab}^{-1}$, nous supposons une incertitude expérimentale relative de l'ordre de 10% ou mieux sur l'incertitude de ce rapport. L'exploitation d'une meilleure précision expérimentale par la théorie semble peu probable.

- $|V_{ts}|$ est mesuré par des transitions $b \to s\gamma$, $b \to s\ell^+\ell^-$ inclusives et exclusives. L'intérêt de ces désintégrations est le fait qu'elles relient la deuxième famille de quarks à la troisième et qu'elles sont générées par des transitions faisant intervenir des diagrammes en boucle, ayant ainsi une grande sensibilité à des effets de nouvelle physique introduits par de nouvelles particules lourdes. La précision statistique du rapport d'embranchement de $B \to X_s\gamma$ sera de l'ordre de 2% avec $2\,\mathrm{ab}^{-1}$ et sera entièrement dominée par les incertitudes systématiques expérimentales et théoriques (modèle). L'extraction de $|V_{ts}|$ sera limitée par les incertitudes théoriques. La situation sera similaire pour le mode exclusif $B \to K^*\gamma$. Pour les désintégrations $B \to K\ell^+\ell^-$ et $B \to K^*\ell^+\ell^-$, nous estimons la précision relative expérimentale à environ 5%, respectivement 8%, à la fin de la première génération des usines à B. Il est probable que toutes les prédictions de taux de ces désintégrations seront dominées par des incertitudes d'origine théorique.

  Les asymétries CP sont plus intéressantes que les rapports d'embranchement car, étant des quantités relatives, elles souffrent d'incertitudes expérimentales et théoriques plus petites. Elles sont très proches de zéro dans le modèle standard, fournissant donc un indicateur sensible de présence de nouvelle physique. Nous estimons l'incertitude statistique pour $b \to s\gamma$ à environ 1% avec une incertitude systématique du même ordre avec $2\,\mathrm{ab}^{-1}$. Une amélioration de la précision avec les modes inclusifs paraît difficile, mais il est peut-être possible de diminuer l'incertitude en utilisant les désintégrations exclusives radiatives et leptoniques.

3.1.4 Les désintégrations rares

Nous distinguons dans la suite trois types de désintégrations rares.

- $B \to \ell\overline{\nu}$, avec $\ell = \mu, \tau$. Ces modes représentent des diagrammes en arbre du type annihilation qui sont supprimés par un facteur m_ℓ^2/m_B^2. Les taux de ces désintégrations mesurent le carré du produit $|V_{ub}| \cdot f_{B_d}$, où f_{B_d} est la constante de désintégration du méson B (elle intervient également dans la prédiction théorique de Δm_d). Pour des rapports d'embranchement attendus d'environ 1×10^{-4} ($\ell = \tau$) et 5×10^{-7} ($\ell = \mu$), nous estimons la précision atteinte avec $2\,\mathrm{ab}^{-1}$ à environ 10% et 15%. Ces mesures seront significativement améliorées avec une meilleure statistique et elles ne peuvent pas être effectuées auprès d'une machine hadronique. Nous notons qu'aucune contribution de nouvelle physique n'est attendue pour ces canaux.

- $\boldsymbol{B \to \ell^+\ell^-}$, transitions de courants neutres modifiant la saveur. Le modèle standard prédit des rapports d'embranchement pour ces modes de l'ordre de 10^{-8} pour les τ et de 10^{-10} pour les μ. Même une usine à B de deuxième génération ne pourra permettre de les atteindre. La désintégration $B \to \mu^+\mu^-$ sera probablement mesurée auprès des machine hadroniques.

- La désintégration $\boldsymbol{\tau \to \mu\gamma}$ viole la conservation du nombre quantique leptonique induite par exemple, par des masses de neutrinos non nulles et des effets de physique non standard. Nous estimons la limite obtenue avec $2\,\mathrm{ab}^{-1}$ à environ 5×10^{-8} et celle à la fin du programme de recherche de la deuxième génération à environ 10^{-8}. Cette mesure ne peut pas être effectuée auprès d'une machine hadronique.

Obs.	Mode	Exp/Theory approach	Amplitudes (Interest)	B Factory perspectives 1[st] generation	2[nd] generation	Theoretical limitations
$\sin 2\alpha_{\text{eff}}$	$B \to \pi\pi$	SU(2)	Tree, Peng (SM, NP)	Decent constraint	$<$ few degrees	SU(2) breaking (small)
$\sin 2\alpha$	$B \to \rho\pi$ Q2B	SU(2)	Tree (SM)	weak constraint	$<$ few degrees	EW penguins ($\sim 2^\circ$)
$\sin 2\alpha$	$B \to \rho\pi$ 3B	SU(2) + Dalitz	Tree (SM)	Signif. constraint	$<$ few degrees	Model dep. + EW peng.
$\sin 2\alpha$	$B \to \rho\rho$ Q2B	SU(2)	Tree (SM)	$\sim 4 - 10^\circ$	$<$ few degrees	Model dependence
$\sin 2\beta$	$b \to c\bar{c}s$	-	Tree (SM)	$< 1^\circ$	No impr. (?)	Penguins ($< 1^\circ$)
$\cos 2\beta$	$b \to c\bar{c}s$	Angular an.	Tree (SM)	sign($\cos 2\beta$) established	No impr.	small enough
$\sin 2\beta$	$B_d^0 \to \phi K^0$	(SU(3))	Peng (NP)	$\sim 4^\circ$	$\sim 2^\circ$	$V_{ub}^* V_{us}$ penguin
$\sin 2\beta$	$B_d^0 \to (f_0, \eta', \pi^0) K^0$	(SU(3))	Peng (NP)	$\sim (6, 3, 5)^\circ$	$\sim (2, 1, 2)^\circ$	$V_{ub}^* V_{us}$ penguin + tree
$\sin 2\beta$	$B_d^0 \to K^+ K^- K^0$	SU(2) (SU(3))	Peng (NP)	$\sim 3^\circ$	$\sim 1^\circ$	$V_{ub}^* V_{us}$ penguin + tree, CP-odd?
$\sin 2\beta_{\text{eff}}$	$b \to c\bar{c}d$	-	Tree, peng	penguin pollution unclear; SU(3) or theory input required		
γ	$B^+ \to D_{\text{CP}}^{(*)} K^+$	GLW, ADS	Tree (SM)	Decent (dep. on r_B)	$<$ few degrees	-
γ	$B_d^0 \to D_{\text{CP}}^{(*)} K^0$	London *et al.*	Tree (SM)	Decent (dep. on r_B)	$<$ few degrees	r_D?
$\sin(2\beta + \gamma)$	$B_d^0 \to D^{(*)\pm} \pi(\rho)^\mp$	-	Tree (SM)	Decent (dep. on r_B)	Exp. systematics?	r_B, SU(3) breaking
γ	$B^+ \to D^0 K^+$ 3B	Dalitz	Tree (SM)	Decent (dep. on r_B)	Model dependence?	Model dependence
γ	$B_d^0 \to D^{(*)} D^{(*)}$	London *et al.*	Tree (SM)	Decent	Model dependence?	Model dependence
$\lvert V_{cb}\rvert$	$B \to X_c \ell \overline{\nu}$	HQE (OPE)	Tree (SM)	$\sim 1\%$ (on $\lvert V_{cb}\rvert$)	No impr. (?)	Quark-hadron duality (?)
	$B \to D^* \ell \overline{\nu}$	HQET, $F_{D^*}(1)$	Tree (SM)	$\sim 4\%$	No impr. (Lattice?)	Form factor (?)
$\lvert V_{ub}\rvert$	$B \to X_u \ell \overline{\nu}$	OPE	Tree (SM)	$\sim 10\%$ (on $\lvert V_{ub}\rvert$) (?)	No impr. (?)	Q-h duality, $b \to c$ bkg.
	$B \to (\pi, \rho, \omega, \eta) \ell \overline{\nu}$	HQE, $F_{B\to(\pi,\ldots)}$	Tree (SM)	$\sim 10\%$ (?)	Depends on lattice	
Δm_d ($\lvert V_{td}\rvert$)	$B_d^0 \overline{B}_d^0$ mixing	Lattice	$\Delta B = 2$	$\sim 1\%$	$\sim 0.5\%$ (?)	Pred. domin. by theory
A_{SL}	Di-lepton, B-reco.	OPE	CPV in $\Delta B = 2$ (NP)	$< 0.5\%$	No impr. (?)	OPE?
$\lvert V_{td}\rvert$	$B \to (\rho, \omega)\gamma$	Exclusive	FCNC (NP)	$\sim 0.1 \times 10^{-6}$	$\sim 0.03 \times 10^{-6}$	$\lvert V_{td}\rvert / \lvert V_{ts}\rvert$ from $\rho\gamma / K^*\gamma$ (FF?)
$\lvert V_{ts}\rvert$	$b \to s\gamma$	Inclusive	FCNC (NP)	$\sim 2\%$	Exp. systematics?	Pred. domin. by theory (?)
$\lvert V_{ts}\rvert$	$b \to s \ell^+ \ell^-$	Inclusive	FCNC (NP)	$< 5\%$	Exp. systematics?	Pred. domin. by theory (?)
$\lvert V_{ts}\rvert$	$B \to K^{(*)}\gamma$	Exclusive	FCNC (NP)	$\sim 5\%$	Exp. systematics?	Pred. domin. by theory (FF)
$\lvert V_{ts}\rvert$	$B \to K^{(*)} \ell^+ \ell^-$	Exclusive	FCNC (NP)	$\sim 8\%$	Exp. systematics?	Pred. domin. by theory (FF)
A_{CP}	All $b \to s\gamma$	Incl/excl	NP	$< 1\%$	Exp. systematics?	Theor error $\ll 1\%$
$\lvert V_{ub}\rvert^2 \times f_{B_d}^2$	$B \to \tau \overline{\nu}$ (10^{-4})	B-reco.	Tree (SM)	$\sim 10\%$	$\sim 2\%$	$\Delta m_d / \mathcal{B}(B \to \tau\overline{\nu})$ requires B_d
$\lvert V_{ub}\rvert^2 \times f_{B_d}^2$	$B \to \mu \overline{\nu}$ (5×10^{-7})	B-reco.	Tree (SM)	$\sim 15\%$	$\sim 3\%$	$\Delta m_d / \mathcal{B}(B \to \mu\overline{\nu})$ requires B_d
$\lvert V_{td}\rvert^2$	$B_d^0 \to \tau^+ \tau^-$ (10^{-8})	B-reco.	FCNC (NP)	limit $\sim 5 \times 10^{-6}$	limit $\sim 5 \times 10^{-6}$	Negligible
$\lvert V_{td}\rvert^2$	$B_d^0 \to \mu^+ \mu^-$ (10^{-10})	Clean B factory not competitive	FCNC (NP)	limit $\sim 10 \times 10^{-9}$	limit $\sim 2 \times 10^{-9}$	Negligible
BR	$\tau \to \mu\gamma$ ($10^{-?}$)	-	LFV (NP)	limit $\sim 5 \times 10^{-8}$	limit $\sim 10^{-8}$	Negligible

TAB. 4 – Nous supposons que les usines à B de première génération (*BABAR* et Belle) prennent des données jusqu'en ~ 2009, et acquièrent ensemble une luminosité équivalente de $2\,\text{ab}^{-1}$. Une usine à B de deuxième génération pourrait acquérir $\sim 50\,\text{ab}^{-1}$.

3.2 La violation de CP auprès des machines hadroniques

Aujourd'hui, les angles β et α mesurés par les collaborations *BABAR* et Belle sont comparés aux valeurs attendues à partir de la mesure des côtés du triangle. Ces deux déterminations, ainsi que les premières estimations de γ, sont en bon accord comme le montre la figure 3. Cependant, ce test est dominé par les incertitudes théoriques qui apparaissent dans l'extraction des longueurs des côtés du triangle à partir des mesures : la fréquence d'oscillations $B_d^0\overline{B}_d^0$; les rapports d'embranchement des désintégrations semileptoniques. L'incertitude théorique sur la longueur du côté opposé à γ diminuera une fois la mesure de la fréquence d'oscillations $B_s^0\overline{B}_s^0$ (Δm_s) effectuée. La valeur prédite par le modèle standard varie entre 14.8 et $26\,\mathrm{ps}^{-1}$. Si Δm_s est dans cet intervalle, les collaborations CDF/D0 devraient mesurer sa valeur d'ici 2007-2008.

Un effort supplémentaire est nécessaire pour ajouter des contraintes aux triangles d'unitarité et révéler des incohérences qui seraient le signe de la physique au-delà du modèle standard. Elles seront obtenues en mesurant l'angle γ qui associée à la mesure de β et de α, définissent de façon surcontrainte la forme du triangle d'unitarité avec une incertitude théorique faible. Le résultat peut alors être comparé à celui déterminé à partir de la mesure des côtés sensible aux incertitudes théoriques. En particulier, et pour une bonne compréhension de la violation de CP, incluant de possibles contributions de nouvelle physique, l'étude des mésons B_s^0 joue un rôle essentiel. C'est le but des expériences LHCb et BTeV. LHCb sera installée auprès du futur collisonneur proton-proton, le LHC, au CERN à Genève. La prise des données débutera avec les premiers faisceaux attendus en 2007. BTeV sera installée auprès du Tevatron, à Fermilab. La prise de données est prévue en 2009. Comme le programme des expériences LHCb et BTeV est similaire, et que des groupes français sont membres de LHCb, nous décrivons ici seulement la première.

L'expérience LHCb a été conçue pour étudier avec une grande précision la violation de CP et autres phénomènes rares dans les désintégrations des mésons B. Ainsi, la motivation est de mesurer précisément la violation de CP dans le système des mésons beaux, $B_d^0\overline{B}_d^0$ et surtout $B_s^0\overline{B}_s^0$, afin de déterminer toutes les phases de la matrice CKM qui apparaissent dans les triangles d'unitarité, ainsi que Δm_s.

LHCb est également un endroit prometteur pour étudier la physique au-delà du modèle standard en utilisant une approche complémentaire à celle de ATLAS et de CMS. Les mesures de α, β, γ, $\delta\gamma$ et Δm_s associées aux spectres en masse des nouvelles particules, à la mesure des rapports d'embranchement des désintégrations rares et aux tests de cohérence des triangles d'unitarité permettront d'appréhender les détails de la nouvelle physique.

3.2.1 L'expérience LHCb

Le détecteur couvre la région angulaire avant de l'interaction proton-proton [35]. Il est caractérisé par une bonne résolution en impulsion, en temps propre, une identification kaon-pion performante et un système de déclenchement efficace pour sélectionner les collisions proton-proton contenant une paire de mésons beaux.

Le détecteur est conçu pour fonctionner à une luminosité instantanée de $2 \times 10^{32}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$, très inférieure à la luminosité nominale du LHC. La luminosité de chaque point de croisement est réglable afin que LHCb, ATLAS et CMS puissent acquérir des données simultanément. Quelques 10^{11} mésons B_d^0 et B_s^0 seront produits par an.

Dans des désintégrations privilégiées, comme $B_d^0 \to J/\psi K_S^0$, $B_s^0 \to D_s^\pm K^\mp$ et $B_s^0 \to J/\psi\phi$, les mesures des asymétries dépendant du temps permettent d'extraire les valeurs des angles β, γ et $\delta\gamma$ avec des incertitudes théoriques négligeables.

Mode	$\mathcal{B} \times 10^6$	evts/an	B/S	$\varepsilon_{\mathrm{tag}}(\%)$	$\omega(\%)$	mistag (%)
$B_d^0 \to J/\Psi(\mu^+\mu^-)K_S^0$	19.8	216 k	0.8	45	37	3.2
$B_d^0 \to J/\Psi(e^+e^-)K_S^0$	20.0	25.6 k	1			
$B_s^0 \to J/\Psi(\mu^+\mu^-)\phi$	31.	100 k	< 0.3	50	33	5.5
$B_s^0 \to J/\Psi(e^+e^-)\phi$	31.	20 k	0.7			
$B_s^0 \to D_s^-\pi^+$	120.	80 k	0.3	55	30	8.7
$B_s^0 \to D_s^\pm K^\mp$	10.	5.4 k	< 1	54	33	6.0
$B_d^0 \to \pi^+\pi^-$	4.8	26 k	< 0.7	42	35	3.8
$B_s^0 \to K^+K^-$	18.5	37 k	0.3	50	33	5.8
$B_d^0 \to \overline{D}^0(K\pi)K^{*0}$	1.2	3.4 k	< 0.5			
$B_d^0 \to \overline{D}^0_{CP}(KK)K^{*0}$	0.19	0.6 k	< 2.9			

TAB. 5 – *Nombre d'événements attendus dans les principaux canaux de référence pour une année de prise de données à la luminosité nominale de* $2 \times 10^{32}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. *Les événements sont reconstruits mais ne sont pas étiquetés. L'efficacité de l'étiquetage et le facteur de dilution sont données dans les deux dernières colonnes.*

Mode	Paramètre	Précision statistique
$B_s^0 \to D_s^-\pi^+$	Δm_s	0.009 – 0.016
$B_d^0 \to J/\Psi K_S^0$	$\sin 2\beta$	0.02
$B_s^0 \to J/\Psi\phi$	$\sin 2\delta\gamma$	0.05 – 0.09
$B_d^0 \to \pi^+\pi^-$	$C_{\pi\pi}$	0.064
	$S_{\pi\pi}$	0.055
$B_s^0 \to K^+K^-$	C_{KK}	0.043–0.076
	S_{KK}	0.058–0.093
$B_d^0 \to \pi^+\pi^-$ et $B_s^0 \to K^+K^-$	γ	4°–9°
$B_d^0 \to D^0K^{\star 0}, \overline{D}^0K^{\star 0}$ et $B_d^0 \to D^0_{CP}K^{\star 0}$	γ	7°–9°
$B_s^0 \to D_s^\pm K^\mp$ et $B_d^0 \to J/\Psi\phi$	γ	12°–18°

TAB. 6 – *Précisions statistiques attendues après une année de prise de données à la luminosité nominale de* $2 \times 10^{32}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$.

3.2.2 Performances attendues pour la mesure de β, γ, $\delta\gamma$ et Δm_s

Les performances de LHCb dans certains canaux de référence sont résumées dans les tableaux 5 et 6. Les algorithmes de reconstruction et d'étiquetage sont décrits dans la référence [35]. Les performances citées sont obtenues pour une année de prise de données à la luminosité nominale de $2 \times 10^{32}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$. LHCb mesurera la fréquence d'oscillations du méson B_s^0 dans le mode de désintégration $B_s^0 \to D_s^-\pi^+$ dont l'état final est un état propre de saveur. La valeur obtenue sera déterminée avec une signifiance supérieure à cinq sigma pour une fréquence inférieure à 68 ps^{-1}. Cette borne supérieure couvre largement le domaine de valeurs prédites par le modèle standard.

LHCb reconstruira les désintégrations $B_d^0 \to J/\psi K_S^0$ dans les états finals $e^+e^-\pi^+\pi^-$ et $\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$. La collaboration déterminera $\sin 2\beta$ avec une précision statistique comparable à celle de la valeur moyenne mondiale prévisible à cette époque. De même, elle mesurera $\delta\gamma$ dans les désintégrations $B_s^0 \to J/\psi\phi$. La précision statistique dépend de la fréquence d'oscillation du méson B_s^0 et de sa largeur de désintégration. Elle est comparable à la valeur prédite par le modèle standard. Un désaccord serait un signe direct de physique au-delà du modèle standard. La mesure des asymétries dans les canaux comme $B_d^0 \to \phi K_S^0$, $B_s^0 \to \phi\phi$ testera, aussi, directement la présence de nouvelle physique.

L'excellente résolution en masse et la séparation kaon–pion permettent d'obtenir un rapport signal sur bruit de l'ordre de 3 dans les désintégrations $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$ et $B_s^0 \to K^+K^-$. L'ajustement de l'asymétrie dépendant du temps mesure le terme violant CP dans l'interférence entre e mélange et désintégration, $S_{\pi\pi}$, ainsi que le terme violant CP dans les amplitudes de désintégrations, $C_{\pi\pi}$. En combinant ces quatre mesures et en faisant l'hypothèse que la symétrie SU(3) est exacte pour l'interaction forte, LHCb déterminera la valeur de γ ainsi que le rapport des amplitudes en arbre sur les amplitudes pingouin. La précision sur γ dépend de la valeur de Δm_s et $\Delta\Gamma_s$. Elle sera de l'ordre de 5° pour les valeurs du modèle standard. Par ailleurs, la symétrie SU(3) sera validée en comparant le rapport de l'amplitude en arbre sur l'amplitude pingouin pour les deux modes de désintégrations.

D'autres méthodes permettent de déterminer l'angle γ sans incertitude théorique comme la mesure des asymétries dépendant du temps dans le canal $B_s^0 \to D_s^\pm K^\mp$ ou la mesure des rapports de désintégrations $B_d^0 \to D^0 K^{\star 0}, \overline{D}^0 K^{\star 0}$ et $B_d^0 \to D^0_{\mathrm{CP}} K^{\star 0}$. Les précisions expérimentales dépendent de la valeur de γ, Δm_s et $\Delta\Gamma_s$. Elles varieront entre 12°–18° pour la première et 7°–9° pour la seconde.

De manière similaire aux désintégrations $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$, les diagrammes pingouins $b \to d$ contribuent aux désintégrations $B_d^0 \to (\rho\pi)^0$. Les états finals $\rho\pi$ ont l'avantage que les combinaisons de γ et β peuvent être mesurées sans inclure d'autres modes de désintégration dans le cadre du modèle standard. Les π^0 provenant de ces désintégrations sont assez énergétiques et sont bien reconstruits dans le détecteur LHCb. L'étude des bruits de fond et de la sensibilité à γ est en cours.

Le rapport d'embranchement de la désintégration rare $B_s^0 \to \mu^+\mu^-$ sera déterminé avec une année de prise de données. LHCb attend 11 événements de signal avec 3.3 événements de bruit de fond dans l'hypothèse où le rapport d'embranchement est égal à celui prédit par le modèle standard (3.5×10^{-9} environ). Il faut noter que CMS sera compétitif sur cette mesure quand le LHC fonctionnera à haute luminosité.

Il y a beaucoup d'autres modes de désintégration violant CP où les phases extraites de V_{td}, V_{ub} et V_{ts} sont affectées différemment par de la nouvelle physique. Des études de grande précision de ces modes de désintégration nous donneront un aperçu différent des propriétés de cette nouvelle physique comparées à celles obtenues à partir de recherches directes effectuées par ATLAS et CMS. Les mésons B_s^0 jouent ici un rôle crucial. Ceci est un atout particulier des machines de type hadronique sur celles fonctionnant au $\Upsilon(4S)$. De même, l'étude des mésons B_d^0 et des baryons beaux est également une exclusivité.

LHCb est une opportunité pour comprendre la violation de CP dans le cadre du modèle standard et au-delà. La collaboration exploitera le potentiel de l'expérience dès le démarrage du LHC.

3.3 Elements sur une super-usine à B

Le succès des machines KEKB et PEP-II qui ont toutes deux atteint puis rapidement dépassé leurs performances initiales (d'un facteur 1.4 et 4 respectivement) et qui espèrent encore progresser d'un facteur 2 à 3 d'ici deux ans, ouvre la voie vers une machine qui serait environ 50 fois plus performante. Une lettre d'intention décrivant une machine avec une luminosité de $2 \times 10^{35}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ a été déposée par le laboratoire KEK auprès de son gouvernement. SLAC réfléchit de son côté à une machine aux performances plus ambitieuses, avec des performances initiales de $3 \times 10^{35}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ qui pourrait délivrer $7 \times 10^{35}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ au bout de deux à trois ans. La luminosité intégrée disponible auprès d'une telle machine serait de $50\,\mathrm{ab}^{-1}$, sur une période de 5 ans environ.

3.3.1 Défis techniques et politiques

Les défis techniques posés par la réalisation d'une telle machine sont bien sûr imposants. Le courant circulant dans chaque anneau doit être au moins 10 A répartis en plusieurs milliers de paquets, distants de moins d'une nano-seconde d'où la nécessité de boucles de réaction ultra-rapides. Les contraintes thermiques et de vide posées par ces courants énormes sont sévères. De même, la puissance RF dépassera 100 MW avec la technologie actuelle, ce qui pourra nécessiter une augmentation de fréquence RF, et donc le remplacement complet du système RF. La taille verticale des faisceaux au point d'interaction devra être de l'ordre du micron, ce qui entraîne nécessairement des paquets très courts de l'ordre de 3 mm, encore une prouesse à réaliser. La zone d'interaction d'une telle machine reste encore à définir avec précision mais devrait ressembler fortement à une extrapolation de celle de KEKB, en incluant notamment un croisement à angle important (de demi-angle 15 mrad) afin d'assurer la séparation des faisceaux.

Mais la partie la plus ardue reste peut-être de fournir un environnement viable pour une expérience de haute précision. Les sources de bruit de fond seront multiples et risquent pour certaines de varier linéairement avec la luminosité, c'est-à-dire d'être 50 fois plus intenses qu'aujourd'hui. Certaines technologies de détecteur peuvent résister à ce niveau de dose (ie, 50 MRad/an pour le détecteur de vertex) mais ce n'est hélas pas suffisant puisqu'il faut concilier très bonne efficacité, excellente granularité, sensibilité à des traces de très basse énergie, avec des doses annuelles typiques du LHC. Le défi consiste donc à intégrer la réduction des sources de bruit de fond comme un critère essentiel de la conception de la machine et en particulier, minimiser l'effet des sources de bruit de fond proportionnelles à la luminosité. Il s'agit des débris soit électromagnétiques soit neutroniques provenant de l'interaction avec la matière environnante de l'un des produits émis lors de la réaction Bhabba $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$. Il sera nécessaire d'éloigner au maximum les éléments de séparation magnétique du point d'interaction. Les autres sources de bruit de fond pouvant jouer un rôle important dans une super-usine à B sont par ordre de prédictibilité : le rayonnement synchrotron, l'interaction faisceau-gaz, le bruit de fond créé par l'effet Touscheck (diffusion longitudinale intra-paquet due à la forte densité des paquets), effets faisceau-faisceau (diffusion transverse produite par l'effet réciproque des paquets des deux faisceaux au point d'interaction) et bruit de fond lié à l'injection continue (il sera nécessaire d'injecter en permanence 2A/minute, soit 10 fois le taux actuel d'injection en partant de zéro, opération pendant laquelle les détecteurs actuels ne sont pas capables de fonctionner.)

Budget et calendrier : Le coût d'une telle machine n'est pas encore connu avec précision et dépendra bien sûr de la fraction de l'infrastructure du site choisi qui sera réutilisable. On peut néanmoins avancer un ordre de grandeur de 500 M$ (ou 400 M€). De la même façon, le coût du détecteur ne peut pas être connu précisément car un effort significatif de R&D est nécessaire pour choisir et adapter les meilleures technologies de sous-détecteurs à l'environnement difficile de cette machine. Une estimation de l'ordre de 70 M€paraît raisonnable, car il est peu probable que l'on puisse réutiliser beaucoup des éléments des détecteurs existants, à part sans doute leur solénoïde.

Le temps de construction et d'installation d'une telle machine peut être estimé avec précision à 4 et 2 ans respectivement. La procédure d'approbation par les gouvernements déterminera donc entièrement la date de mise en service. Il apparaît évident aujourd'hui qu'au mieux une seule super-usine sera construite dans le monde et qu'elle ne pourra l'être avec succès qu'en impliquant les communautés américaine et japonaise impliquées avec la réussite que l'on connaît dans les machines actuelles. La démarche conduisant à la définition et à la défense d'un projet international commun, ouvert également aux pays européens désireux d'y participer n'est ni définie ni approuvée par les parties en présence. Cela prendra donc encore un certain temps et il n'est pas possible d'espérer une machine opérationnelle avant 2012. L'Europe et la France en particulier peuvent jouer un rôle positif pour faciliter une prise de décision sur un projet international.

3.3.2 Défis physiques : expérimentals et théoriques

Ayant évalué le programme des mesures les plus prometteuses des usines à B présentes et des machines hadroniques en construction dans la section 3, nous tâchons ici d'identifier les mesures phares qui constitueraient la motivation pour la construction d'une super-usine à B. Pour cela, nous utilisons les extrapolations données dans le tableau 4. Notons qu'une super-usine à B avec une luminosité intégrée de 50 ab^{-1} conduirait (au maximum) à une amélioration par un facteur cinq de la précision des mesures en 2010.

Future métrologie de la matrice CKM

Pour la détermination précise de la matrice CKM nous estimons qu'en 2010 :

- L'angle α sera mesuré avec une précision de 3 à 6°, avec une incertitude théorique (minimale dans le mode $B_d^0 \to \pi^+\pi^-$) de l'ordre de 1°. L'amélioration par un facteur trois auprès d'une super-usine à B est donc envisageable. Notons que cet angle n'est que difficilement mesurable auprès des machines hadroniques.

- L'angle β (à partir des modes charmonium) sera mesuré avec une précision supérieure à 1° en 2010. L'ambiguïté sur β sera résolue expérimentalement. L'incertitude théorique est estimée à environ 0.2°. L'impact d'une super-usine à B ne sera que marginal.

- La précision de la mesure de l'angle γ n'est que difficilement prévisible. Selon le dégré de suppression de la violation directe de CP, nous estimons une incertitude expérimentale entre 5 et 10°. L'extrapolation dépend de manière cruciale de la performance du détecteur LHCb. Les incertitudes théoriques sont négligeables. Cet angle représente une des raisons d'être majeures d'une super-usine à B.

- La mesure des éléments de matrice CKM $|V_{ub}|$ et $|V_{cb}|$ à partir des désintégrations semileptoniques sera limitée par des incertitudes théoriques qui seront respectivement 5% et 1% environ.

- La mesure de $|V_{ub}| \times f_{B_d}$ à partir des désintégrations $B \to \tau(\mu)\overline{\nu}$ aura une incertitude de l'ordre de 10% (15%) en 2010. En parallèle avec une amélioration sensible de la constante de désintégration du B, f_{B_d}, calculée avec QCD sur réseau, ce mode pourra avoir un impact décisif sur une mesure précise (mieux que 5%) de $|V_{ub}|$ auprès d'une super-usine à B.

- La mesure de l'élément CKM $|V_{td}|$ à partir de la fréquence d'oscillation $B_d^0\overline{B}_d^0$ est à l'heure actuelle limitée par les incertitudes théoriques et le restera dans le futur.

– Utilisant les calculs sur réseau pour prédire le rapport des facteurs de forme entrant en jeu dans les désintégrations $B \to \rho\gamma$ et $B \to K^*\gamma$ pourrait conduire à une mesure complémentaire du rapport CKM $|V_{td}|/|V_{ts}|$. Une super-usine à B améliorait sensiblement la connaissance de ce rapport (estimée à 10% en 2010).

Recherche de nouvelle physique

Pour les modes sensibles à des effets virtuels de nouvelle physique nous concluons :

– La mesure de l'angle β avec le mode doré ϕK^0 aura une précision de l'ordre de 8° en 2010. L'incertitude théorique est estimée à environ 2°. Ce mode représente donc une importante motivation pour une super-usine à B. Toutefois, l'émergence d'autres modes dorés, comme par exemple la désintégration $B_d^0 \to K_S^0 K_S^0 K_S^0$ pourrait conduire à une amélioration de la précision affichée ci-dessus auprès des usines à B actuelles.

– La mesure de l'asymétrie di-leptonique $A_{\rm SL}$ sera très probablement limitée par des incertitudes systématiques expérimentales en 2010 et ne sera pas améliorée par une super-usine à B.

– Même situation pour les rapports d'embranchement et asymétries CP des modes $b \to s\gamma$ ou $b \to s\ell^+\ell^-$, inclusifs et exclusifs.

– Pour les modes rares $B_d^0 \to \ell^+\ell^-$ la statistique de la super-usine à B ne sera pas suffisante.

– Idem pour la désintégration $\tau \to \mu\gamma$ qui viole le nombre de saveur leptonique.

Il est à noter que si de la nouvelle physique apparaît à travers des déviations du MS, le « pattern » de ces déviations pour différents modes devrait guider la théorie afin de distinguer entre bonnes et mauvaises extensions du MS. Notons également que due à la complémentarité des usines e^+e^- et hadroniques, la décision sur une super-usine à B dépend relativement peu des résultats de LHCb.

Précision théorique de la QCD sur réseau en 2012

Il faut noter qu'au moment où une super-usine à beauté produira des résultats, après 2012, la précision de la QCD sur réseau aura encore significativement augmenté par rapport aux prévisions portées sur le tableau 2. Ce dernier tableau prend en compte les ordinateurs multi-teraflops qui sont en voie d'installation à l'heure actuelle. Le tableau porte sur 2010, mais la précision théorique portée devrait être atteinte dès 2007. Il est probable que vers 2010 une nouvelle génération d'ordinateurs, de l'ordre du petaflop, apparaîtra, et que leurs résultats seront connus à partir de 2012.

Une prévision à si long terme est incertaine, mais on peut prédire que les calculs se feront avec des masses de quarks dynamiques proches de celles du u et du d et des masses des quarks lourds proches de celle du b. Dans ce cas il est raisonnable d'espérer une précision de l'ordre de 1 % pour des grandeurs telles que f_B (donnant accès à une mesure précise de V_{ub} à partir des désintégrations $B \to \tau\nu, \mu\nu$), les facteurs de forme des courants reliant le B aux mésons légers, les paramètres de mélange $f_B\sqrt{B_B}$, etc. permettant l'exploitation des mesures de précision de $B \to \rho(K^*)\gamma$, $B \to \rho(K^*)\ell^+\ell^-$ et des désintégrations semileptoniques exclusives.

En résumé

Nous constatons que les mesures phares d'une super-usine à B seront :

– $\sin(2\beta)$ avec les modes pingouins, en particulier $B_d^0 \to \phi K^0$,

- la mesure de l'angle γ (DK)
- la mesure des côtés du Triangle d'Unitarité à partir de la mesure de $|V_{ub}|$ ($B \to \tau(\mu)\overline{\nu}$ et semileptonique exclusive) et de $|V_{ts}|$ et $|V_{td}|$ ($B \to \rho(K^*)\gamma$, $B \to \rho(K^*)\ell^+\ell^-$).

4 Violation de CP et physique des saveurs dans le secteur du quark top

La violation de CP prévue par le Modèle Standard dans le secteur du quark top est très faible et la précision expérimentale atteignable dans les prochaines années n'y sera pas sensible. Cependant les modèles d'extension du Modèle Standard introduisent généralement des phases additionnelles de violation de CP permettant éventuellement un meilleur accord avec l'asymétrie matière-antimatière observée dans l'univers. Certaines de ces nouvelles phases induisent des effets importants de violation de CP dans le secteur du top. Les recherches de ces effets constituent un test pertinent de la physique au-delà du Modèle Standard. Par ailleurs le quark top permet une détermination directe des éléments de la troisième ligne de la matrice CKM qui est complémentaire des méthodes actuelles (lesquelles se font dans le secteur du b où le top n'intervient qu'à l'ordre de la boucle). Le grand intérêt du quark top réside dans sa masse très élevée entraînant un temps de vie un ordre de grandeur plus faible que le temps caractéristique d'hadronisation (0.4×10^{-24} s à comparer à $\Lambda_{\mathrm{QCD}} \simeq 3 \times 10^{-24}$ s). Ainsi le top est le seul quark qui se désintègre avant de former un état lié avec d'autres quarks. Ses propriétés peuvent être directement mesurées sans complication hadronique par l'étude de ses produits de désintégration (les calculs de QCD restent possibles par développements perturbatifs). Par exemple le spin du top peut être déduit des distributions angulaires de ses produits de désintégration. Contrairement aux secteurs du B et du K discutés précédemment, toute la violation de CP dans le secteur du top est donc directe.

Parmi les observables physiques pour intéressant la compréhension de la violation de CP et de la physique des saveurs dans le secteur du quark top, certaines sont accessibles aux futurs collisionneurs de haute énergie (LHC et futur collisionneur linéaire à électron-positon ILC). Ce sont essentiellement les mesures des éléments de matrice V_{td}, V_{ts} et V_{tb}, la recherche des désintégrations rares du top ainsi que l'étude des couplages du top aux bosons d'interaction violant CP d'après les prédictions de modèles théoriques d'extension du Modèle Standard, comme la mesure du moment dipolaire électrique du top (EDM).

Au LHC, le quark top sera essentiellement produit par paires $t\bar{t}$, majoritairement par fusion de gluons, avec une section efficace de 833 pb à l'ordre sous-dominant. Ce quark peut également être produit de façon isolée, par différents processus, avec une section efficace de l'ordre de 300 pb, ce qui permettra une détermination précise des propriétés du vertex Wtb. Avec 8×10^6 paires produites par an à basse luminosité (10^{33} cm^{-2}s^{-1}), le LHC sera donc une usine à quarks top : cette statistique élevée permettra d'affiner la mesure de la masse du top mais également de mener à bien un grand nombre d'études de physique située au-delà du Modèle Standard.

L'ILC est aussi un outil puissant pour étudier le top, notamment grâce à la possibilité d'utiliser des faisceaux polarisés. De plus il sera possible auprès d'une telle machine d'identifier individuellement les saveurs légères, charmées et belles grâce à la taille réduite du tube du faisceau, à l'environnement propre et aux excellentes performances exigées du détecteur de vertex. Le quark top est produit à l'ILC par interaction électromagnétique ou faible neutre essentiellement par paires $t\bar{t}$ avec une section efficace maximale de production de 0.85 pb (pour $\sqrt{s} = 390\,\mathrm{GeV}$, elle décroît ensuite comme $1/s$). Ainsi en une année de fonctionnement de l'ILC à 500 GeV, correspondant à une luminosité intégrée de 300 fb^{-1}, 1.6×10^5 paires $t\bar{t}$ sont produites. Le top peut aussi être produit de manière isolée à l'ILC, mais avec une section efficace très réduite, de l'ordre de 80 fois moins que par paire. Cette dernière section efficace peut néanmoins être augmentée (elle vaut alors $\sigma_{t\bar{t}}/8$) en mode de collision γe.

4.1 La mesure de $|V_{tb}|$

Actuellement la connaissance de l'élément de matrice $|V_{tb}|$ est déduite uniquement de l'hypothèse d'unitarité de la matrice CKM [36] : $|V_{tb}| = 0.99905 - 0.99920$ pour 90% de niveau de confiance. La mesure directe de $|V_{tb}|$, sans recourir à l'unitarité de la matrice de CKM, sera possible auprès des futurs collisionneurs.

Au LHC, l'estimation de $|V_{tb}|$ est déduite de la mesure de la section efficace de production du top isolé [37], et de celle du rapport d'embranchement $t \to Wb$. L'extraction du signal de production du top isolé est délicate mais possible, et dépend fortement des performances du détecteur. L'incertitude attendue sur la mesure de $|V_{tb}|$, de l'ordre de 6%, est dominée par les incertitudes théoriques sur l'estimation des sections efficaces, aussi bien pour le signal que pour les différents bruits de fond. Soulignons que l'incertitude statistique est inférieure à 1%.

L'ILC utilise la mesure de la largeur totale du quark top Γ_t et celle du rapport d'embranchement $t \to Wb$ pour estimer $|V_{tb}|$. La mesure de Γ_t est difficile mais sera néanmoins possible auprès de l'ILC. Son approche est donc complémentaire de celle du LHC, la contribution du bruit de fond étant moins importante mais l'échantillon statistique plus faible. L'extraction de $|V_{tb}|$ dépend de la précision obtenue sur Γ_t. A l'ILC on attend $\delta\Gamma_t = 10\%$ par la mesure de l'asymétrie avant-arrière $t\bar{t}$ au seuil de production d'une paire $t\bar{t}$ [38]. Cela correspond à $\delta|V_{tb}|$ de l'ordre de 7%, qui pourrait atteindre 1% en utilisant des faisceaux polarisés γe^-.

4.2 Les mesures de $|V_{ts}|$ et $|V_{td}|$

Les deux autres éléments de matrice relatifs au top, $|V_{ts}|$ et $|V_{td}|$, sont très difficilement mesurables. Si la précision expérimentale sur Γ_t atteignait 1% et moyennant 10^6 paires $t\bar{t}$ reconstruites dans le canal semi-leptonique, $|V_{ts}|$ pourrait être mesuré auprès de l'ILC avec une précision de 15% (ce qui correspond à une significance de 6 σ), mais seule une limite supérieure pourrait être mise sur $|V_{td}|$, même en supposant une connaissance précise de Γ_t [39].

4.3 La mesure de couplages non standards du top aux bosons de jauge sans violation de CP

Les vertex du type Vtq (avec $V = Z$, γ ou g et q désignant les quarks u ou c), ainsi que Htq, existent à l'ordre de la boucle et sont fortement supprimés dans le cadre du Modèle Standard : leur mise en évidence au LHC ou à l'ILC serait donc la manifestation d'une physique au-delà du Modèle Standard. Ils peuvent être étudiés soit, à l'ILC, lors de la production de top isolé par $e^+e^- \to Z(\gamma) \to tq_{up}$, avec un rapport d'embranchement de l'ordre de 10^{-13} pour $Z \to tc$, soit, à l'ILC et au LHC, lors de la désintégration, avec des rapports d'embranchement de l'ordre de 10^{-13} à 10^{-11} pour $q_{up} = c$, les valeurs étant encore plus faibles pour $q_{up} = u$ [40] [41]. Par contre beaucoup d'extensions du Modèle Standard prédisent une augmentation de ces couplages par plusieurs ordres de grandeur, atteignant de l'ordre de 10^{-7} à 10^{-2} selon les couplages [42]. Le LHC et l'ILC seront totalement complémentaires pour ces recherches, avec des sensibilités atteignant des rapports d'embranchement de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-6}, donc intéressantes pour tester des théories au-delà du Modèle Standard. Pour les recherches de désintégrations rares, l'ILC souffre d'une statistique généralement trop faible, par contre la propreté des collisions e^+e^- entraîne un rapport du signal au bruit environ 7 fois plus favorable qu'au LHC [43]. Le LHC aura l'avantage d'une statistique importante, nécessaire à l'étude du top isolé qui permet de distinguer γtq de Ztq. De son côté, l'ILC permettra de distinguer le couplage Vtu du couplage Vtc en identifiant les jets charmés. L'étude du top isolé à l'ILC pourra être menée en utilisant des faisceaux polarisés, ce qui permet de réduire les bruits de fond sans affecter le signal et améliorer les sensibilités de plus d'un facteur 3.

4.4 La mesure de couplages non standards du top aux bosons de jauge avec violation de CP

Des couplages non standards du top aux bosons de jauge γ, Z et W peuvent être introduits dans la théorie en écrivant un Lagrangien effectif dont certaines contributions ne conservent pas les symétries C, P, T et CP, ou en introduisant des facteurs de forme pour rester indépendant des modèles. Les facteurs de forme violant CP sont des nombres complexes qui prennent une valeur nulle dans le Modèle Standard. A l'ILC, la violation de CP peut être étudiée dans le processus $e^+e^- \to t\bar{t}$, soit lors de la production *via* le couplage axial du top au Z ou au γ virtuels (les facteurs de forme concernés sont $\mathcal{R}e\, F_{2A}^{\gamma} + i\, \mathcal{I}m\, F_{2A}^{\gamma}$ et $\mathcal{R}e\, F_{2A}^{Z} + i\, \mathcal{I}m\, F_{2A}^{Z}$), soit *via* le couplage tWb lors de la désintégration du top ($\mathcal{I}m\, F_{2R}^{W}$).

Les EDM du top, liés à $\mathcal{I}m F_{2A}^{\gamma,Z}$, sont négligeables expérimentalement dans le cadre du Modèle Standard : ils atteignent au maximum $10^{-30}\, e$cm car ils apparaissent dans des processus à l'ordre de trois boucles. Par contre les modèles à plusieurs doublets de Higgs (MHDM) introduisent des phases qui peuvent se coupler au top dans des processus à une boucle et avoir pour effet d'augmenter les EDM de plus de 10 ordres de grandeur [44]. Ils peuvent ainsi atteindre jusqu'à $10^{-19}\, e$cm dans le cas de phases introduites par des boucles de particules supersymétriques ou liées au secteur du Higgs neutre. Les sensibilités expérimentales estimées auprès de l'ILC sont cependant encore un ordre de grandeur trop faible par rapport à ces estimations (de l'ordre de $10^{-17}\, e$cm à 1σ). Néanmoins l'utilisation de faisceaux polarisés à 80% amène la sensibilité expérimentale au niveau des prédictions théoriques les plus optimistes. De plus la polarisation permet de déconvoluer les contributions du Z et du γ (ou alors il faut faire des mesures en collisions e^+e^- et $\gamma\gamma$ par exemple), sans cela les mesures ne sont sensibles qu'à une combinaison des deux contributions.

Les meilleures sensibilités expérimentales ont été obtenues par des mesures d'asymétries (*up-down*, *left-right* ou $t - \bar{t}$) construites à partir des distributions des produits de désintégration de la paire $t\bar{t}$. En effet la détermination du spin du top nécessite la reconstruction délicate d'une base appropriée (donc de la direction du top).

4.5 Etude des corrélations de spin et violation de CP

Le quark top, du fait de sa très courte durée de vie, se désintègre avant toute hadronisation et dépolarisation de son spin : ce dernier peut donc être étudié aisément, dans le référentiel de masse du top. Au LHC, les quarks $t - \bar{t}$ sont produits non polarisés, mais il existe une corrélation entre leurs spins [45], les quarks t et $\bar{t}$ étant majoritairement produits avec la même hélicité (80% pour $m_{t\bar{t}} < 500\,\mathrm{GeV}$). Une violation importante de CP dans le secteur du quark top aurait une incidence mesurable sur cette corrélation.

4.6 Conclusion

En conclusion, la masse très élevée du quark top fait de ce quark un laboratoire privilégié pour tester la description des particules et des interactions fondamentales par le Modèle Standard, puis découvrir et comprendre la physique au-delà du Modèle Standard. L'étude des propriétés du quark top en est à ses tout débuts, actuellement au Tevatron qui permettra d'étudier de l'ordre de quelques centaines de quarks top. Le futur LHC sera une véritable usine à top, les mesures y seront limitées par les incertitudes systématiques. Nous avons vu que pour de nombreuses mesures, l'ILC permettra une étude du top complémentaire à celle du LHC, non seulement par les canaux étudiés mais aussi par la précision des mesures qui seront limitées par l'incertitude statistique.

5 Le moment électrique dipolaire du neutron

Les mesures des moments électriques dipolaires permanents (EDM) de systèmes quantiques se trouvent au premier plan dans la recherche de nouveaux mécanismes de violation de T. L'intérêt principal de ces mesures réside dans le fait qu'elles sont particulièrement sensibles pour révéler de manière non ambigüe des mécanismes de violation de CP associés à la physique au-delà du modèle standard. Au cours des cinq dernières années des améliorations importantes ont été réalisées sur les limites des EDM du neutron, de l'atome de ^{199}Hg et de l'électron. Ces limites fournissent des contraintes fortes sur des extensions du MS comme par exemple sur des paramètres des modèles Supersymétriques.

Plusieurs mesures de nouvelle génération du EDM du neutron cherchent à améliorer les limites actuelles. Ces améliorations seront principalement dues à la combinaison de nouvelles sources ou de nouveaux mécanismes de production de neutrons ultra-froids et à des techniques expérimentales poussées à leur limites de sensibilité pour ces mesures de précision. En France deux groupes de l'IN2P3 participent à la préparation d'une expérience dont le site final d'implantation sera la source de neutrons ultra-froids SUNS de l'Institut Paul Scherrer.

5.1 Introduction

Un des aspects les plus fascinants de la violation de CP est qu'elle constitue l'une des conditions nécessaires énoncées par Sakharov, pour engendrer l'asymétrie globale entre la matière et l'anti-matière dans l'Univers à partir d'un état symétrique hors équilibre dans une phase primordiale. La dominance de la matière sur l'anti-matière dans notre Univers peut donc être considérée comme une autre évidence d'une violation de CP. Il est cependant accepté que l'amplitude de violation de CP observée expérimentalement dans les systèmes avec quarks lourds est beaucoup trop faible pour rendre compte de l'asymétrie entre la matière et l'anti-matière. Des nouvelles sources de violation de CP doivent donc exister et les observables les plus sensibles pour les révéler sont celles où les contributions dues au MS sont fortement supprimées ou peuvent être calculées de manière non ambigüe avec grande précision.

En vertu du théorème CPT, la recherche d'une violation de CP est équivalente à celle d'une violation de T pour toute théorie basée sur l'invariance de CPT. L'existence d'un moment électrique dipolaire permanent (EDM) d'une particule exige la violation simultanée de P et de T. Les approches utilisées pour calculer les EDM dans le cadre du MS conduisent à des valeurs non nulles qui se trouvent plusieurs ordres de grandeurs en-dessous du domaine de sensibilité accessible aujourd'hui expérimentalement. La détermination des limites de plus en plus faibles sur les EDM permet de contraindre fortement, ou éventuellement d'éliminer, des scénarii incluant de nouvelles sources de violation de CP.

Les mesures de nouvelle génération du EDM du neutron envisagent, à l'horizon 2010-2012 d'améliorer de deux ordres de grandeur le niveau de sensibilité des mesures les plus précises obtenues à ce jour.

5.2 La situation actuelle

Il existe actuellement trois mesures de grande précision des EDM dans des systèmes quantiques: le neutron [20], l'atome de ^{199}Hg [21] et l'électron [22]. Les résultats obtenus de ces mesures sont tous compatibles avec zéro et les limites correspondantes (à 90% CL) sont respectivement :

$$|d_n| < 6.3 \times 10^{-26}\, e\mathrm{cm} \tag{5}$$

$$|d(^{199}Hg)| < 2.1 \times 10^{-28}\, e\mathrm{cm} \tag{6}$$

$$|d_e| < 1.6 \times 10^{-27}\, e\mathrm{cm} \tag{7}$$

Bien que les valeurs absolues de ces limites diffèrent par plusieurs ordres de grandeur, leur sensibilités concernant les contraintes sur des phases de violation de CP associées à la nouvelle physique sont comparables. Une analyse systématique récente [23] montre la complémentarité de ces résultats sur les contraintes associées à des phases de "contributions pertinentes" des théories Supersymétriques (SUSY). Cette analyse discute aussi les conditions qui peuvent conduire à des suppressions importantes des EDM dans ces modèles. Les estimations faites dans le cadre de SUSY ne peuvent pas être prises comme des prédictions strictes. Cependant, les effets de violation de CP sur les EDM devraient se manifester naturellement à des ordres de grandeur bien plus élevés que les contributions du MS en raison du plus grand nombre de phases.

Dans le cadre du MS on peut établir des relations entre le EDM du neutron et celui des quarks suivant divers modèles [24]. En utilisant des règles de somme de la QCD on a montré récemment [25] que les moments dipolaires chromoélectriques des quarks pourraient fournir des contributions non négligeables au EDM du neutron. Dans la mesure où le MS prédit un EDM non nul seulement au niveau de $d_n \sim 10^{-33} - 10^{-31}\,e$cm, l'interprétation des mesures du EDM est assez simple: toute valeur non nulle mesurée au niveau des expériences de nouvelle génération impliquera nécessairement de nouvelles sources de violation de CP. Ceci s'applique aussi aux autres systèmes physiques étudiés, comme les atomes et l'électron.

Du point de vue expérimental, la contrainte sur d_n ci-dessus, Eq. (5), provient d'une mesure réalisée au moyen de neutrons ultra-froids (UCN) à l'Institut Laue-Langevin (ILL) de Grenoble par le groupe de Sussex [20]. Les deux effets systématiques principaux de ce type de mesure sont liés :

- aux champs magnétiques produits par les courants de fuite éventuels dans les isolants utilisés pour produire le champ électrique intense;
- aux fluctuations du champ magnétique dans le volume où les UCN sont confinés.

Les premiers ont été étudiés en détail et les estimations des effets systématiques sont négligeables. Les effets dûs aux fluctuations du champ magnétique ont pu être réduits à un niveau suffisant grâce à l'utilisation d'un "co-magnétomètre", c'est à dire un second type de système qui permet de mesurer le champ magnétique dans le même volume, mais qui est insensible au champ électrique. Ici le co-magnétomètre est basé sur des atomes de ^{199}Hg, dont le EDM, Eq. (6), est bien inférieur au niveau de sensibilité que peut atteindre cette mesure sur le EDM du neutron.

Un niveau de sensibilité comparable a été atteint par le groupe de Gatchina, en utilisant un spectromètre à deux chambres haute tension adjacentes, avec le résultat final $d_n = (2.6 \pm 4.0 \pm 2.6) \times 10^{-26}\,e$cm [26].

5.3 Principe de la mesure

La première mesure du EDM d'une particule a été celle du neutron, réalisée par N. Ramsey et collaborateurs bien avant les découvertes de la violation de parité et de CP [19]. Le principe de mesure est basé sur la détermination d'un éventuel déphasage de la fréquence de précession du spin du neutron dans des champs magnétique $\boldsymbol{B}$, et électrique $\boldsymbol{E}$, parallèles, qui serait induit par inversion du sens du champ électrique. Le EDM, $\boldsymbol{d}$, d'un système physique non dégénéré est défini à partir du vecteur de spin, $\boldsymbol{s}$, du système, $\boldsymbol{d} = \boldsymbol{d}\hat{\boldsymbol{s}}$, par analogie avec la définition du moment magnétique, $\boldsymbol{\mu} = \boldsymbol{\mu}\hat{\boldsymbol{s}}$, où $\hat{\boldsymbol{s}}$ est un vecteur unitaire dans la direction du spin. L'Hamiltonien d'interaction de ce système dans des champs magnétique et électrique statiques s'écrit sous la forme

$$\boldsymbol{H} = -(\boldsymbol{d} \cdot \boldsymbol{E} + \boldsymbol{\mu} \cdot \boldsymbol{B}) = -(\boldsymbol{d}\boldsymbol{E} + \boldsymbol{\mu}\boldsymbol{B})\hat{\boldsymbol{s}} \tag{8}$$

Comme les vecteurs $\boldsymbol{B}$ et $\boldsymbol{s}$ sont de même nature (axiaux), le terme associé au moment magnétique μ est invariant sous toutes les transformations. Par contre le terme associé au EDM d

fait intervenir le produit scalaire entre le vecteur de spin, invariant sous P mais violant T, et le vecteur polaire $\boldsymbol{E}$, invariant sous T mais violant P. Si $d \neq 0$, l'Hamiltonien d'interaction violerait alors P et T. Pour un système de spin 1/2, les fréquences de précession de Larmor pour les deux directions relatives du champ électrique par rapport au champ magnétique sont

$$\omega_{\pm} = \frac{2\mu B \pm 2dE}{\hbar} \tag{9}$$

La différence entre ces fréquences donne une séparation en énergie

$$\hbar\Delta\omega = \hbar(\omega_{+} - \omega_{-}) = 4dE \tag{10}$$

qui permet de déterminer d. Dans le cas des expériences faites avec des neutrons, l'incertitude statistique sur d_n est donnée par

$$\sigma_{d_n} = \frac{\hbar}{2\alpha ET\sqrt{N}} \tag{11}$$

où α est un coefficient de sensibilité (lié entre autre au degré de polarisation des neutrons), T est le temps de précession libre et N est le nombre de neutrons enregistrés qui contribuent à la statistique.

De façon générale, les effets systématiques dans les mesures du EDM du neutron ont progressivement été contrôlés à un niveau tel que les incertitudes expérimentales sont aujourd'hui dominées par celles d'origine statistique. Ces dernières sont directement liées, Eq. (11), aux densités de neutrons ultra froids pouvant être produites dans les différentes installations. Il existe en effet une grande corrélation entre les niveaux de sensibilité atteints au cours du temps et les densités de neutrons disponibles pour ces expériences [27].

5.4 Nouvelles mesures du EDM du neutron

Un grand nombre de techniques sont à présent considérées afin d'améliorer les limites sur les EDMs dans divers systèmes physiques tels que l'électron, le muon, le neutron, le deutéron, plusieurs types d'atomes ainsi que des noyaux radioactifs [28].

En ce qui concerne le neutron, le groupe de Sussex, à l'ILL, a terminé son programme de mesures avec des UCN fournis par la turbine du niveau D du réacteur. Une nouvelle limite, de l'ordre de $2 \times 10^{-26}\, e$cm à (90% CL), devrait être publiée d'ici peu. Ce groupe travaille actuellement sur une expérience de nouvelle génération, dans laquelle les UCN sont produits dans de l'Helium superfluide à partir d'un faisceau intense de neutrons froids. L'ensemble du dispositif expérimental (chambres haute-tension, bobines de champ magnétique, détecteurs, ...) sera aussi plongé dans le liquide superfluide afin de minimiser les pertes des UCN. Ce projet a reçu en 2003 l'approbation et le financement du PPARC au Royaume-Uni, jusqu'en 2007 [29]. Avec ce dispositif, le groupe envisage d'améliorer d'un ordre de grandeur leur nouvelle limite non encore publiée. Ils considèrent aussi pouvoir atteindre le niveau de $10^{-28}\, e$cm à l'horizon 2010-2012, après des améliorations potentielles du dispositif.

Une autre source de UCN est à présent en construction en Europe, à l'Institut Paul Scherrer (PSI) [30]. Ici les neutrons seront produits par réactions de spallation initiées à partir d'un faisceau pulsé de protons. Les neutrons seront d'abord thermalisés dans un modérateur liquide puis refroidis dans du deutérium solide. Cette source (SUNS) devrait produire une densité de UCN plus de 1000 fois plus élevée que celle disponible aujourd'hui à l'ILL. D'après le planning, la source devrait être opérationnelle début 2007. L'installation permettra d'accueillir plusieurs types d'expériences avec des UCN dans la mesure où la source est séparée des dispositifs de mesure. Dans ce contexte une proposition d'expérience pour une nouvelle mesure du EDM du neutron est en cours d'élaboration. Le dispositif est basé sur un spectromètre constitué de plusieurs chambres de Ramsey entourées de chambres sans champ électrique afin de monitorer les fluctuations des champs magnétiques environnants. L'objectif de précision est d'améliorer la limite actuelle sur d_n de deux ordres de grandeur à l'horizon 2010-2012. Deux groupes de l'IN2P3 (LPC-Caen et LPSC-Grenoble) participent actuellement à la préparation de ce nouveau projet.

5.5 Perspectives

Le EDM des particules constitue l'une des observables les plus sensibles pour chercher des indices de nouveaux mécanismes de violation de CP ou pour contraindre les paramètres associés à des extensions du MS qui prédisent des EDM très importants.

En Europe deux nouvelles mesures du moment électrique dipolaire du neutron sont en préparation, l'une à l'ILL, basée sur un dispositif cryogénique, l'autre au PSI qui utilisera un spectromètre à température ambiante auprès de la source SUNS. Ces mesures envisagent d'atteindre un niveau de sensibilité de l'ordre de $\sim 10^{-28}$ $e$cm à l'horizon 2010-2012.

Deux laboratoires de l'IN2P3 (LPC-Caen et LPSC-Grenoble) participent à la R&D et à la préparation du projet au PSI et envisagent de s'engager très activement dans cette activité.

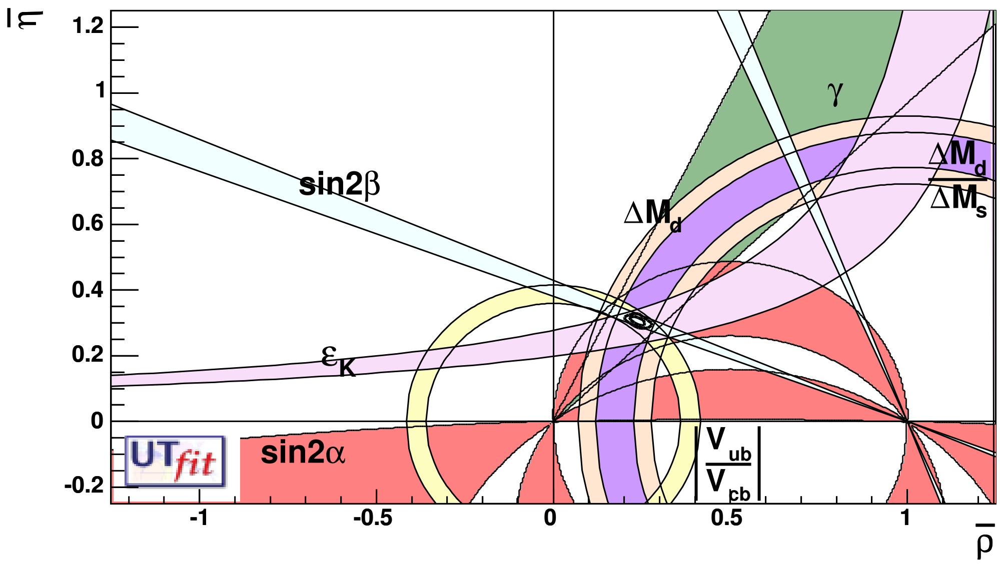

FIG. 4 – **CKM2010.** *Régions permises pour $\overline{\rho}$ et $\overline{\eta}$, en l'an 2010, utilisant les valeurs/incertitudes du tableau 7. Les contours à 68% et 95% sont indiqués. Les bandes foncées correspondent aux régions de 95% de probabilité, données par les mesures de $|V_{ub}|\,/\,|V_{cb}|$, $|\varepsilon_K|$, Δm_d, Δm_s, $\sin 2\beta$, $\sin 2\alpha$ et γ.*

6 Le triangle d'unitarité en 2010

Dans cette section nous présentons une étude prospective de la connaissance des paramètres du triangle d'unitarité en 2010, supposant que les usines à B rassemblent chacune 1 ab^{-1} et que LHCb sera totalement opérationnel pendant 1 année de prise nominale de données. Pour cet exercice nous supposons la validité du modèle standard. Notre but est de voir à quel niveau de précision le modèle standard sera connu. Les valeurs centrales des différentes quantités ont été choisies telles que les différentes contraintes soient compatibles entre elles. On suppose que la précision sur les quantités utilisées dans cet exercice est celle récapitulée dans le tableau 7 (en accord avec les incertitudes donneés dans le tableau 4 et distribués de façon Gaussienne).

En utilisant toutes les contraintes disponibles ($|V_{ub}|\,/\,|V_{cb}|$, Δm_d, $\Delta m_s/\Delta m_d$, $|\varepsilon_K|$, $\sin 2\beta$, γ, $\sin 2\alpha$), nous obtenons les résultats de le tableau 8. La figure 4 illustre la région sélectionnée dans le plan ($\overline{\rho}$, $\overline{\eta}$) .

Le test le plus crucial est la comparaison entre la région sélectionnée par les mesures qui sont sensibles seulement aux côtés du triangle d'Unitarité (désintégrations semileptoniques des B's et oscillations de $B^0\overline{B}^0$) et des régions sélectionnées par les mesures directes de la violation de CP dans le kaon ($|\varepsilon_K|$) ou dans les secteurs des mésons B ($\sin 2\beta$, γ, $\sin 2\alpha$...).

Cet essai est illustré par la figure 5. On peut quantifier ces résultats par la comparaison entre les valeurs de $\sin 2\beta$, γ et $\sin 2\alpha$ obtenues à partir de la mesure des asymétries de CP (“ *direct”;*) et ceux déterminés à partir des “ mesures de cotés“ (“ *indirect”;*) donné dans le tableau 9.

On note que la comparaison est pertinente parce que les précisions des déterminations “directe” et “ indirecte” sont comparables. Par exemple la détermination indirecte de l'angle γ avec une incertitude de 4.2° constituera un test très précis du modèle standard en comparaison avec la valeur du même angle qui sera mesuré proprement dans le canal $B \to D^0 K$ au niveau des arbres aux usines à B ou/et les canaux $B_s \to D_s K$ (LHCb). La mesure de Δm_s a un rôle crucial.

Paramètre	Valeur
$\sin 2\beta$	0.695 ± 0.015
$\sin 2\alpha$	-0.5 ± 0.2
γ [°]	54 ± 5
B_K	0.930 ± 0.046
$f_{B_s}\sqrt{\hat{B}_{B_s}}$[MeV]	276.0 ± 14.0
ξ	1.200 ± 0.037
$\|V_{cb}\|$-(incl+excl) (10^{-3})	41.70 ± 0.37
$\|V_{ub}\|$-(incl+excl) (10^{-3})	3.61 ± 0.13
Δm_d [ps^{-1}]	0.503 ± 0.003
Δm_s [ps^{-1}]	20.5 ± 0.3
m_t [GeV]	171.0 ± 3.0
$\lambda_{\text{Cab.}}$	0.2240 ± 0.0012

TAB. 7 – **CKM2010.** *Valeurs centrales et incertitudes pour le fit CKM2010 d'après les incertitudes de la table 4.*

Paramètre	68%	95%	99%
$\overline{\eta}$	0.307 ± 0.010	(0.288,0.324)	(0.283,0.330)
$\overline{\rho}$	0.240 ± 0.017	(0.207,0.268)	(0.200,0.278)
$\sin 2\beta$	0.694 ± 0.012	(0.667,0.717)	(0.659,0.723)
$\sin 2\alpha$	-0.543 ± 0.093	$(-0.672,-0.380)$	$(-0.713,0.311)$
γ[°]	51.7 ± 3.0	(47.7,57.0)	(46.1,58.1)

TAB. 8 – **CKM2010.** *Valeurs et plages de probabilité pour les paramètres du triangle d'unitarité obtenus en employant toutes les contraintes disponibles :* $|V_{ub}|\,/\,|V_{cb}|$, Δm_d, $\Delta m_s/\Delta m_d$, $|\varepsilon_K|$, $\sin 2\beta$, $\sin 2\alpha$ *and* γ.

En effet l'incertitude sur l'angle γ passe de 4.2° à 8° si l'information sur Δm_s n'est pas utilisée. Nous pouvons également obtenir les distributions pour les valeurs d'autres quantités, entrant dans les expressions des contraintes, telles que les paramètres hadroniques, ou d'une contrainte, telles que Δm_s. Dans le cas de Δm_s le résultat est :

$$\begin{array}{rcc} & \text{indirect} - \text{fit} & \text{direct} \\ \Delta m_s[ps^{-1}] & 21.0 \pm 1.3 & 20.3 \pm 0.3 \end{array}$$

En raison des déterminations directes et indirectes précises, il est clair que l'observable Δm_s constituera une antenne pour déceler des effets de nouvelle physique. Il est intéressant de retirer de l'ajustement les paramètres hadroniques un à un. L'idée est de comparer l'incertitude sur une quantité donnée déterminée de cette façon à son incertitude théorique venant des calculs de QCD sur réseaux en 2010. Les résultats sont récapitulés ci-dessous :

$$\begin{array}{rll} & \text{indirect} - \text{fit} & \text{direct} - \text{(QCD sur reseau)} \\ B_K & 0.820 \pm 0.072 & 0.930 \pm 0.046 \\ f_{B_s}\sqrt{\hat{B}_{B_s}}\ [\text{MeV}] & 278.6 \pm 11.5 & 276.0 \pm 14.0 \\ \xi & 1.186 \pm 0.032 & 1.200 \pm 0.037 \end{array}$$

On peut remarquer que les précisions théoriques prévues sur B_K, $f_{B_s}\sqrt{\hat{B}_{B_s}}$, ξ sont comparables/meilleures que celle "indirecte" sur ces mêmes paramètres venant des autres contraintes.

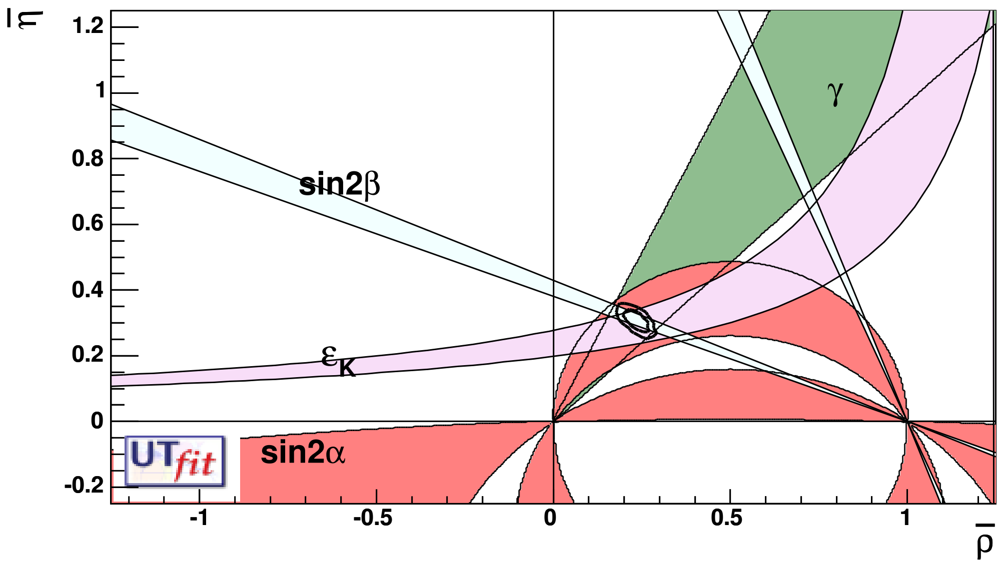

FIG. 5 – **CKM2010.** *Régions permises dans le plan $\overline{\rho}$ et $\overline{\eta}$ en l'an 2010 obtenues par $|V_{ub}|\,/\,|V_{cb}|$, Δm_d, and Δm_s. Les contours à 68% et de 95% de probabilité sont indiqués. Cette région est comparée aux régions sélectionnées par les contraintes provenant des mesures de violation de CP dans le kaon ($|\varepsilon_K|$) et dans les secteurs du B ($\sin 2\beta$, γ, $\sin 2\alpha$). Les bandes correspondent aux régions de probabilité à 95%.*

	indirect avec Δm_s	indirect sans Δm_s	direct
$\sin 2\beta$	0.693 ± 0.029	0.692 ± 0.037	0.695 ± 0.015
$\sin 2\alpha$	-0.512 ± 0.147	-0.57 ± 0.26	-0.5 ± 0.2
$\gamma[^\circ]$	52.8 ± 4.2	51.5 ± 8.0	54 ± 5

TAB. 9 – *Comparaison entre les valeurs/incertitudes des angles obtenues à partir des mesures de $|V_{ub}|\,/\,|V_{cb}|$, Δm_d, and Δm_s(première colonne) et sans utiliser l'information sur Δm_s (deuxième colonne) avec ceux obtenues à partir des mesures "directes".*

Cela montre qu'un effort d'amélioration des calculs de QCD sur réseau est crucial pour permettre une exploitation fructueuse des progrès expérimentaux attendus en 2010 dans le secteur CKM, car la comparaison des mesures indirectes et directes permet de vérifier le MS ou de déceler des effets de NP.

6.1 Exemple de tests de Nouvelle Physique

Nous avons montré en Section 1 que l'effet relatif de NP par rapport au MS peut être estimé par une formule dimensionnelle. Nous nous concentrerons sur les transitions Δ F=2. A partir des incertitudes expérimentales et théoriques sur les variables C et ϕ, eq. (2), nous pouvons remonter à l'échelle de la NP dans les scénarios que nous avons dénommés "naturels" ou MFV.
Les résultats à partir des données actuelles et de celles anticipées pour 2010 sont présentés dans le tableau 10. Nous y avons supposé que les quantitiés V_{ub}, V_{cb}, déduites des désintégrations semileptonique, et la mesure de l'angle γ, déduite des canaux DK, ne sont pas affectées par la Nouvelle Physique. Par contre tous les autres effets de Nouvelle Physique sont combinés dans les

	NP (1-2 famille)	NP (1-3 famille)	NP(2-3 famille)
Aujourd'hui			
intervalle 95% sur C	[0.5-1.3]	[0.4-1.8]	-
intervalle 95% sur ϕ	-	[-0.15-0.15]	-
Λ("naturels')	$\geq$ 400 TeV	$\geq$ 12 TeV	-
Λ(MFV)	$\geq$ 0.11 TeV	$\geq$ 0.10 TeV	-
2010			
intervalle 95% sur C	[0.78,1.22]	[0.82,1.18]	
intervalle 95% sur ϕ		[-0.05,0.05]	
Λ("naturels')	$\geq$ 600 TeV	$\geq$ 25 TeV	
Λ(MFV)	$\geq$ 0.15 TeV	$\geq$ 0.2 TeV	

TAB. 10 – *Exemple de tests de Nouvelle Physique. Nous utilisons les formules de l'eq. (1) avec* $p_r, p'_r = 2\sigma$.

bornes.
Dans le secteur du mélange entre la première et la deuxième famille nous n'avons pas pris en compte la mesure de Δm_K à cause de l'incertitude théorique sur les contributions à longue distance. Par conséquent si nous obtenons une borne sur C_{ϵ_K}, nous n'en avons pas sur la phase correspondante ϕ_{ϵ_K}. Le secteur du mélange entre la première et la troisième famille est doublement contraint grâce au mélange $B_d^0\overline{B}_d^0$ et la mesure de $A_{\rm CP}(J/\Psi K^0)$. Enfin le mélange entre la deuxième et la troisième famille n'est pour l'instant pas du tout contraint, mais le sera en 2010 suite aux mesures de Δm_s et de $A_{\rm CP}(J/\Psi\phi)$.

Nous pouvons remarquer qu'une précision quadruplée en 2010 sur les paramètres de Nouvelle Physique, se traduirait par une possibilité d'explorer une échelle deux fois plus élevée de masse des nouvelles particules.

7 Conclusions

L'étude de l'asymétrie matière-antimatière, ou violation de CP, est un domaine de recherche en pleine effervescence, au coeur de la physique des particules et de la cosmologie. Découverte en 1964 dans le système des kaons neutres, la violation de CP directe a été mise en évidence en 1999 et les collaborations *BABAR* et Belle ont observé pour la première fois la violation de CP dans le système du méson B_d^0 en 2001. L'ensemble de ces mesures, incluant la première mesure de α, est en accord avec les prédictions du modèle standard. *BABAR* a mis en évidence cette année une asymétrie CP directe dans la désintégration $B_d^0 \to K^+\pi^-$ [46] qui confirme également le mécanisme CKM du modèle standard.

- L'expérience *BABAR* prévoit de prendre des données jusqu'à la fin de la décennie, quintuplant la statistique acquise à ce jour ($0.25 \to 1.25\,\mathrm{ab}^{-1}$). Il est important que les groupes français puissent participer à l'analyse de ces données, utilisant au maximum l'investissement passé sur ce détecteur pour affiner la métrologie du modèle standard, et profiter au mieux du potentiel de découverte (ou d'exclusion), de nouvelle physique.

Les projets qui seront encore en construction en 2006 et les projets qui vont commencer d'ici à 2015 sont tabulés en table 11.

L'expérience LHCb, qui sera installée auprès de l'anneau de collision proton-proton, le LHC, au CERN à Genève, étudiera la violation de CP dans le système des mésons B_d^0 et B_s^0 avec une précision inégalée, en utilisant une approche dédiée (par rapport à D0; ATLAS et CMS). Les mesures de précision de $\beta, \gamma, \delta\gamma$ et de Δm_s associées aux spectres en masse de nouvelles particules, à la mesure des rapports d'embranchement des désintégrations rares et aux tests de cohérence des triangles d'unitarité permettront d'appréhender les détails de la nouvelle physique éventuelle.

- Il est essentiel que la France se donne les moyens d'une participation majeure à LHCb.

La recherche de moments électriques dipolaires (EDM) permanents dans divers systèmes microscopiques (molécules, atomes, nucléons, leptons) s'est fortement diversifiée au cours des dernières années. Cette observable fournie une fenêtre très sensible à de nouveaux mécanismes de violation de T, complémentaire aux recherches effectuées dans les processus de décroissance impliquant les saveurs lourdes. Des progrès considérables ont été réalisés récemment et des nouvelles limites supérieures ont été obtenues sur les EDM de plusieurs particules, en particulier celle du neutron. Des améliorations ambitieuses de ces limites, relevant des nouveaux défis, sont actuellement envisagées auprès des sources de neutrons ultra-froids (UCN) de nouvelle génération et de très haute densité, en construction ou en développement dans plusieurs laboratoires.

- La participation des groupes de l'IN2P3 et du DAPNIA à une nouvelle mesure du EDM du neutron est fortement recommandée.

L'étude de la violation de CP dans le secteur des kaons neutres a dominé ce secteur de recherche pendant plus de trente-cinq ans. Après la découverte de la violation directe, cette communauté s'est tournée vers l'étude des désintégrations ultra-rares comme $K^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ et $K^+ \to \pi^+\nu\overline{\nu}$. La mesure de ces rapports d'embranchement est un outil privilégié pour mettre en évidence une nouvelle physique à grande échelle qui ne pourrait pas être observée au LHC. Avec la fin de l'expérience NA48, la communauté française à délaissé ce secteur au profit du secteur du B, alors que des projets existent, Kopio et J-PARC, et qu'un nouveau projet émerge [47].

- Il serait souhaitable d'explorer une participation française dans ce secteur qui a un grand potentiel de découverte.

Nom	LHCb	Super-usine à B	nEDM	K^+ decays
Type	détecteur	détecteur+MDI	détecteur	détecteur
Etat	construction	études préparatoires	prép. APD	SPSC-LOI-2004-001
Début/fin investissement	2002/2006	2009/2013	2006/2008	2006/2009
Pays	nombreux ...	Japon, USA, Europe	Suisse, Pol, De, Ru	Bul, De, It, Ru, UK, USA, CERN.
Nbre Phys. Fr.	28	de 10 à 30	9	2
Nbre Ing. & Tech.	19	50 (en pointe)	1	1
Commentaires	Hors Thésards 2007→ 2017	Démarrage progressif Décision vers fin 2005		
Coût total (M€) hors personnel	50	70 (det) + 500 (acc)	2.5	13
Coût total (M€) incl personnel				
IN2P3+CEA (M€) hors personnel	5	4	0.5	
IN2P3+CEA (M€) incl personnel				
Autres contributions Françaises				

TAB. 11 – *Projets qui seront encore en construction en 2006 et projets qui vont commencer d'ici à 2015.*

Les progrès de la théorie, et en particulier de la QCD sur réseau, sont indispensables pour une exploitation fructueuse des futures mesures expérimentales. L'augmentation prévue des moyens de calcul devrait fournir une précision théorique comparable à celle de la précision expérimentale, dans une première étape grâce aux ordinateurs multiteraflops d'aujourd'hui (résultats attendus à partir de 2007) et ensuite grâce à la génération du petaflop (résultats espérés à partir de 2012).

– Une montée en puissance de l'implication française dans les calculs théoriques de haute précision, au rythme des autres pays, est indispensable, comme elle l'est dans les expériences de nouvelle génération.

Le superbe succès des usines à B ouvre la réflexion sur une machine environ 50 fois plus performante qui verrait le jour à l'horizon 2012. La question d'une participation française se posera avec intérêt d'ici un ou deux ans. Dans le scénario où la physique au-delà du modèle standard serait mise en évidence par les collaborations BaBar/Belle ou au LHC, cette machine aurait un potentiel pour faire la métrologie de cette nouvelle physique dans le secteur de la saveur. Dans le scénario contraire, une telle machine permettrait d'explorer indirectement des échelles de masse très élevées de nouvelle physique.

– Deux projets sont à l'étude, centrés l'un sur KEK l'autre sur SLAC. Un seul survivra probablement, en anti-corrélation géographique avec l'ILC : une décision pourrait être prise dès fin 2005. L'Europe et la France en particulier peuvent jouer un rôle positif pour faciliter une éventuelle prise de décision sur un projet international.

Références

[1] Y. Grossman, Int. J. Mod. Phys. A **19**, 907 (2004) [hep-ph/0310229].

[2] Voir le workshop Lattice QCD: Present and Future, Orsay, April 14-16, 2004, http://events.lal.in2p3.fr/conferences/lqcd/friday/LUBICZ.PDF, http://events.lal.in2p3.fr/conferences/lqcd/friday/sharpe.pdf, http://events.lal.in2p3.fr/conferences/lqcd/friday/giusti2.pdf.

[3] A. J. Buras, P. Gambino, M. Gorbahn, S. Jager et L. Silvestrini, Phys. Lett. B **500**, 161 (2001) [hep-ph/0007085].

[4] A. J. Buras, A. Poschenrieder, M. Spranger et A. Weiler, eConf **C0304052**, WG302 (2003) [hep-ph/0307202].

[5] A. J. Buras, M. Spranger et A. Weiler, Nucl. Phys. B **660** (2003) 225 [hep-ph/0212143].

[6] T. Appelquist, H. C. Cheng et B. A. Dobrescu, Phys. Rev. D **64** (2001) 035002 [hep-ph/0012100].

[7] A. J. Buras, hep-ph/0307203.

[8] A. J. Buras, F. Parodi, A. Stocchi, **JHEP 0301** (2003) 029. [hep-ph/0207101].

[9] H. Davoudiasl, R. Kitano, T. Li et H. Murayama, hep-ph/0405097.

[10] M. Dine, R. G. Leigh et A. Kagan, *Phys. Rev.* D **48**, 4269 (1993) [hep-ph/9304299]; A. Pomarol et D. Tommasini, *Nucl. Phys.* B **466**, 3 (1996) [hep-ph/9507462]; G. R. Dvali et A. Pomarol, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3728 (1996) [hep-ph/9607383]; A. G. Cohen, D. B. Kaplan et A. E. Nelson, *Phys. Lett.* B **388**, 588 (1996) [hep-ph/9607394].

T. Gherghetta et A. Pomarol, *Nucl. Phys.* B **586**, 141 (2000) [hep-ph/0003129]; S. J. Huber et Q. Shafi, *Phys. Lett.* B **498**, 256 (2001) [hep-ph/0010195]; K. Agashe, A. Delgado, M. J. May et R. Sundrum, hep-ph/0308036; G. Burdman, hep-ph/0310144. S. J. Huber, *Nucl. Phys.* B **666**, 269 (2003) [hep-ph/0303183].

Y. Nir et N. Seiberg, *Phys. Lett.* B **309**, 337 (1993) [hep-ph/9304307]; M. Leurer, Y. Nir et N. Seiberg, *Nucl. Phys.* B **420**, 468 (1994) [hep-ph/9310320]. M. Leurer, Y. Nir et N. Seiberg, *Nucl. Phys.* B **398**, 319 (1993) [hep-ph/9212278].

N. Arkani-Hamed et M. Schmaltz, *Phys. Rev.* D **61**, 033005 (2000) [hep-ph/9903417]; Y. Grossman et G. Perez, *Phys. Rev.* D **67**, 015011 (2003) [hep-ph/0210053].

[11] UTFit Collaboration, M. Bona et al. hep-ph/0408079 (see also http://www.utfit.org). M. Ciuchini, E. Franco, F. Parodi, V. Lubicz, L. Silvestrini et A. Stocchi, eConf **C0304052** (2003) [hep-ph/0307195].

[12] J. Charles *et al.* [CKMfitter Group] (see also http://ckmfitter.in2p3.fr) hep-ph/0406184.

[13] R. Fleischer, G. Isidori et J. Matias, JHEP **0305** (2003) 053 [hep-ph/0302229].

[14] R. Fleischer et T. Mannel, *Phys. Lett.* **B506** (2001) 311.

[15] Y. Grossman, Y. Nir et M. P. Worah, Phys. Lett. B **407** (1997) 307 [hep-ph/9704287].

[16] N. Oshimo, hep-ph/0110054.

[17] N. E. Mavromatos, gr-qc/0407005.

[18] "A new path toward gravity experiments with anti-hydrogen", P. Perez, A.Rosozwski, DAPNIA-04-353, Nov. 2004.

[19] E.M. Purcell et N.F. Ramsey, Phys. Rev. **78** (1950) 807.

[20] P.G. Harris *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 904.

[21] M.V. Romalis, W.C. Griffith, J.P. Jacobs, et E.N. Fortson, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 2505.

[22] B.C. Regan, E.D. Commins, C.J. Schmidt, et D. DeMille, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 071805.

[23] S. Abel, S. Khalil, et O. Lebedev, Nucl. .Phys. B **606** (2001) 151.

[24] I.B. Khriplovich et S.K. Lamoreaux, *CP Violation Without Strangenees* Springer-Verlag, Berlin, 1997; et références citées.

[25] M. Pospelov et A. Ritz, Phys. Rev. D **63** (2001) 073015.

[26] I.S. Altarev *et al.*, Phys. At. Nucl. **59** (1996) 1152.

[27] A. Serebrov, Nucl. Instr. Methods Phys. Res. A **440** (2000) 653.

[28] Voir par exemple les contributions au *Int. Symp. on Lepton Moments*, Yarmouthport, Massachusetts, juin 2003: (`http://g2pc1.bu.edu/ leptonmom/`).

[29] M. Pendlebury, communication privée, février 2004.

[30] Voir documents accessibles sur le site: `http://ucn.web.psi.ch`

[31] S. Gardner, Phys. Rev. **D59**, 077502 (1999)

[32] A. Falk, Z. Ligeti, Y. Nir and H. R. Quinn, Phys. Rev. **D69**, 011502 (2004)

[33] M. Gronau and D. London, Phys. Lett. **B253**, 483 (1991); M. Gronau and D. Wyler, Phys. Lett. **B265**, 172 (1991);
à voir également: I. Dunietz, Phys. Lett. **B270**, 75 (1991); I. Dunietz, Z. Phys. **C56**, 129 (1992)

[34] D. Atwood, I. Dunietz and A. Soni, Phys. Rev. Lett. **78**, 3257 (1997); Phys. Rev. **D63**, 036005 (2001)

[35] LHCb Collaboration, LHCb Reoptimized Detector Design and Performance, CERN/LHCC 2003-030

[36] Review of Particle Physics, S. Eidelman *et al.*, Phys. Lett. B **592/1-4** (2004), 1-1110.

[37] S.Willenbrock *et al.*, Phys. Rev. D **56** (1998), 5919.

[38] K. Fujii *et al.*, Phys. Rev. D **50** (1994), 4341.

[39] J. Letts and P. Mättig, Note LC-PHSM-2001-008, février 2001.

[40] G. Eilam *et al.*, Phys. Rev. D **44** (1991), 1473.
B. Mele *et al.*, Phys. Lett. B **435** (1998), 401.

[41] ATLAS Collaboration, *ATLAS Detector and Physics Performance TDR Vol.2* , CERN/LHCC/99-15 (1999).

[42] F. de la Aguila *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999), 1628.
D. Atwood *et al.*, Phys. Rev. D **55** (1997), 3156.
J.M. Yang *et al.*, Phys. Rev. D **58** (1998), 055001.

[43] J.A. Aguilar-Saavedra and T. Riemann, Note LC-TH-2001, février 2001.

[44] D. Atwood *et al.*, Phys. Rept. **347** (2001), 1-222.

[45] G.Mahlon and S.Parke, Phys. Rev. D **53** (1996), 4886.

[46] B. Aubert *et al.* [BaBar Collaboration], "Observation of direct CP violation in B0 $\rightarrow$ K+ pi- decays," hep-ex/0407057.

[47] Lettre d'Intention, SPSC-LOI-2004-001.

[48] Voir la contribution du groupe de prospective "Calcul QCD sur réseau".