

Proposition d'amélioration du système de sélection en ligne des événements par le calorimètre de l'expérience DØ

M. Besançon, J. Bystricky, L. Chevalier, P. Colas, C. Guyot, P. Le Dû, P. Lutz, E. Perez, J.F. Renardy, C. Royon, B. Tuchming, A. Zylberstejn

Résumé du projet

Dans notre précédente note du 30 novembre 2000, nous avons présenté aux membres du CSTS du SPP le plan d'augmentation de la luminosité du Tevatron au-delà de 2004. Dans ce cadre, nous avons évoqué la possibilité de participer à des améliorations de l'électronique du détecteur DØ.

Le PAC (Physics Advisory Committee) de Fermilab a récemment indiqué que l'augmentation de luminosité serait progressive et a recommandé aux expériences de procéder aux améliorations nécessaires. Depuis, notre choix s'est fixé et nous proposons dans ce document de participer à la remise à niveau du système de sélection de premier niveau en temps réel des événements par le calorimètre.

Un système de sélection en ligne (déclenchement) robuste et polyvalent est un élément essentiel de la performance d'un dispositif expérimental. Bien que le système existant soit adéquat pour la luminosité initiale de la phase II, nous devons anticiper la nécessité d'améliorer d'une façon incrémentale certaines fonctionnalités pour suivre l'augmentation de la luminosité du Tevatron. Parmi les éléments cruciaux, le premier niveau de sélection en ligne du calorimètre est particulièrement sensible et son amélioration progressive est une des priorités absolues de l'expérience pour le futur proche (2003).

En effet, l'augmentation de luminosité instantanée demande une meilleure sélectivité dès le premier niveau de sélection, de façon à garder un taux de comptage et une efficacité acceptables. La sélectivité diminue non seulement à cause de l'augmentation du taux

d'événements provenant des différents processus physiques intéressants, mais également à cause des phénomènes parasites liés à la diminution du temps entre deux croisements de faisceaux d'un facteur 3 (de 396 ns à 132 ns). On estime qu'il sera nécessaire d'améliorer le pouvoir de rejet d'un facteur 4 à 5 à chaque niveau de sélection en ligne.

Nous proposons de remplacer le système actuel composé de 13 racks d'électronique ECL (Emitter Coupled Logic) âgés de plus de 15 ans par un système compact (2 racks) entièrement numériques utilisant une logique programmable FPGA (Field Programmable Gate Array) de dernière génération. Cela permettrait de mettre en oeuvre d'une façon flexible des algorithmes de sélection plus performants tels que ceux dits des "fenêtres glissantes" étudiés dans l'expérience ATLAS¹ au LHC.

En accord avec les instances de décision de l'expérience, le groupe DØ de Saclay propose que le DAPNIA s'engage dans l'étude complète et la construction de la présérie du nouveau système de déclenchement calorimétrique de niveau 1. Pour cette proposition, nous nous appuyons fortement sur les connaissances acquises, aussi bien au SEI qu'au SPP, dans la participation aux études du système de déclenchement d'ATLAS. Le groupe de l'Université d'Etat de Michigan (MSU), qui a eu la charge de la conception et de la réalisation du système actuel, collaborerait techniquement et financièrement avec nous sur ce projet.

Le collisionneur et la physique au Tevatron entre 2001 et 2007

La phase I de prise des données au Tevatron qui s'est achevée à l'été 1996 a permis aux 2 expériences CDF et DØ d'accumuler chacune une luminosité intégrée de $\sim 0,12 \text{ fb}^{-1}$. Depuis, le Laboratoire Fermi a entrepris de profondes modifications de son complexe d'accélérateurs afin de pouvoir fournir une luminosité intégrée de $\sim 15 \text{ fb}^{-1}$, avant que le LHC ait atteint son plein rendement². Les deux collaborations ont du adapter leur dispositif expérimental aux nouvelles conditions de fonctionnement^{3,4}.

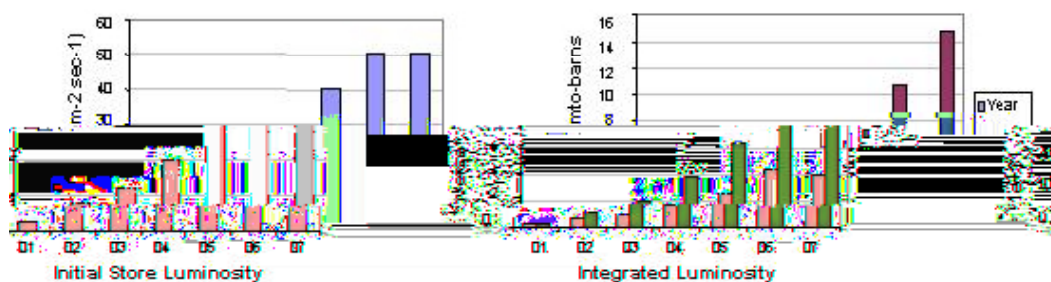


Figure 1 : Luminosité instantanée par expérience et luminosité intégrée au Tevatron entre 2001 et 2007²

La prise des données de la phase II se décompose en deux parties : une phase IIa qui permettra d'accumuler une luminosité intégrée de 2 à 4 fb^{-1} avant 2005 et une phase IIb entre 2005 et 2007 qui permettra d'atteindre les 15 fb^{-1} par expérience avant 2008 (voir Figure 1). Les principales caractéristiques de fonctionnement du Tevatron lors des différentes phases des prises de données sont résumées dans la Figure 2.

Cette augmentation de la luminosité du Tevatron d'un facteur ~ 3 entre la phase IIa et la phase IIb sera obtenue sans grands bouleversements, essentiellement par une amélioration progressive du système de production et d'accumulation des antiprotons. Ces modifications seront pleinement opérationnelles à partir de 2005.

Avant 2004, pour la phase IIa, avec une luminosité intégrée de $\sim 2 \text{ fb}^{-1}$, l'augmentation de l'énergie, l'amélioration d'un facteur ~ 2 de la sensibilité des détecteurs et une luminosité intégrée augmentée d'un facteur 20 permettront d'accumuler des lots d'événements supérieurs d'un facteur ~ 40 par rapport à la prise de données précédente. Ceci permettra d'effectuer des mesures de précision dans le cadre du Modèle Standard (physique du quark top, physique électrofaible, violation de CP dans le secteur des quarks b) et, peut-être, de mettre en évidence des signes de "nouvelle physique" (recherches de particules supersymétriques, de W' , Z' lourds, leptarquarks,...) (voir Appendice A et ^{3,5}).

De plus, la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard (MS) au Tevatron sera pertinente dès la phase IIa, à la fin de laquelle des masses inférieures à $\sim 120 \text{ GeV}/c^2$ pourraient être exclues. Toutefois sa mise en évidence demandera un accroissement considérable de la statistique. Une luminosité intégrée de 10 à 20 fb^{-1} par expérience permettrait de sonder la quasi-totalité du domaine de masse dans lequel les bosons de Higgs du Modèle Standard ou du Modèle Supersymétrique Minimal (MSSM) sont attendus. De plus, les contraintes indirectes sur la masse du boson de Higgs auront pu être raffinées en utilisant la précision accrue sur les masses du W et du top.

Cela justifie les améliorations à venir du Tevatron et, par voie de conséquence, celles des détecteurs : la raison d'être de la phase IIb du Tevatron est de fournir suffisamment de données pour rendre optimale la chance de découvrir un boson de Higgs de masse inférieure à $\sim 200 \text{ GeV}/c^2$. La Figure 3 montre la luminosité nécessaire pour exclure ou découvrir au Tevatron le boson de Higgs du Modèle Standard^{5,6}.

RUN	Ib (1993-95) (4228)	Run IIa (24425)	Run IIa (462135)	Run IIb (1612175)	units
Protons/bunch	2.3×10^{11}	2.7×10^{11}	2.7×10^{11}	2.7×10^{11}	
Antiprotons/bunch	5.5×10^{10}	3.0×10^{10}	4.0×10^{10}	8.0×10^{10}	
Total Antiprotons	3.3×10^{11}	1.1×10^{12}	4.2×10^{12}	1.1×10^{13}	
Pbar Production Rate	6.0×10^{10}	1.0×10^{11}	2.1×10^{11}	5.2×10^{11}	hr ⁻¹
Proton emittance	23π	20π	20π	20π	mm-mrad
Antiproton emittance	13π	15π	15π	15π	mm-mrad
β^*	35	35	35	35	cm
Energy	900	1000	1000	1000	GeV
Antiproton Bunches	6	36	103	103	
Bunch length (fms)	0.60	0.37	0.37	0.37	m
Crossing Angle	0	0	136	136	grad
Typical Luminosity	0.16×10^{32}	0.26×10^{32}	1.1×10^{32}	3.7×10^{32}	
Integrating luminosity	0.2×10^{32}	1.3×10^{32}	4.2×10^{32}	3.9×10^{32}	
Bunch spacing	350	390	150	330	ns
Interactions/crossing	2.5	2.3	1.9	4.8	

Figure 2: paramètres de la machine entre 1993 (Phase I) et 2007 (Phase IIb)²

La physique au Tevatron

Il est évident que les mesures de physique "classique" bénéficieront de cette luminosité et sensibilité accrues. À titre d'illustration, nous citerons la mesure de la masse du top avec une précision de l'ordre de $1 \text{ GeV}/c^2$ (à comparer à $\sim 3 \text{ GeV}/c^2$ pour la phase IIa) et la mesure de la masse du W avec une précision de $\sim 15 \text{ MeV}/c^2$ d'où l'on pourrait déduire une masse du boson de Higgs du Modèle Standard à mieux de 30%. Un autre exemple est l'extension du domaine de recherche des gluinos et squarks jusqu'à des masses de $500 \text{ GeV}/c^2$ à comparer à $\sim 300 \text{ GeV}/c^2$ pour la phase IIa. Ces quelques exem-

ples démontrent amplement qu'il est nécessaire de conserver la polyvalence des dispositifs expérimentaux.

Dans le cadre du Modèle Standard des informations sur la masse du boson de Higgs sont fournies par l'analyse quantitative des mesures de précision effectuées dans le domaine électrofaible. Une valeur de masse de l'ordre de 100 à 200 GeV/c² semble émerger des ajustements. Par ailleurs, le secteur de Higgs du MSSM prédit l'existence d'un boson de Higgs léger, de masse inférieure à ~130 GeV/c² (voir Appendice B). Le LEP a par ailleurs fourni une possible indication de l'existence d'un boson de Higgs de masse ~ 115 GeV/c².

La phase IIb du Tevatron présente dorénavant la meilleure des occasions pour étendre, dans un futur très proche, la recherche du boson de Higgs à la zone de masses $110 \text{ GeV}/c^2 < M_H < 180 \text{ GeV}/c^2$. Le mode de production le plus favorable au point de vue signal/bruit est la production associée d'un boson de Higgs et d'un boson W ou Z, $\bar{p}p \rightarrow WH$ et $\bar{p}p \rightarrow ZH$. La voie de production $t\bar{t}H$ est également à l'étude.

Figure 3 : Limites d'observation du boson de Higgs en fonction de sa masse⁶

Afin de s'affranchir au maximum du bruit de fond, la signature privilégiée est la détection simultanée de deux jets issus de quarks b et de leptons isolés de grande impulsion transversale issus des désintégrations leptoniques du W ($W \rightarrow e\nu$ et $W \rightarrow \mu\nu$) ou du Z ($Z \rightarrow ee$ et $Z \rightarrow \mu\mu$). Le bruit de fond dominant provient de la production de paire $t\bar{t}$ et de la production associée de multi-jets et de boson W/Z. L'identification de deux jets issus de quarks b est donc l'un des éléments cruciaux de réduction de ce dernier bruit de fond. Une fois l'état final bien identifié, une analyse multidimensionnelle utilisant des réseaux de neurones permet d'obtenir la sensibilité montrée sur la Figure 3. Ce résultat est

un effet supérieur à 3σ est attendu pour un boson de Higgs de masse inférieure à ~ 175 GeV/c² et, en l'absence de tout signal, un boson de Higgs de masse inférieure à 180 GeV/c² pourrait être exclu.

Les programmes d'amélioration

Une première phase substantielle du programme d'améliorations des deux détecteurs CDF et DØ est en voie d'achèvement. Ces améliorations ont concerné principalement le remplacement des détecteurs de traces et l'amélioration du système d'acquisition. Des études machine avec des faisceaux de protons et d'anti-protons à une énergie de 980 GeV ont commencé au début mars 2001. Les deux détecteurs sont en place dans leur zone d'interactions respective et commencent à étalonner et tester leur dispositif expérimental à l'aide d'événements provenant de collisions. (La Figure 4 montre les toutes premières traces reconstruites sur événements réels de la phase IIa de l'expérience DØ).

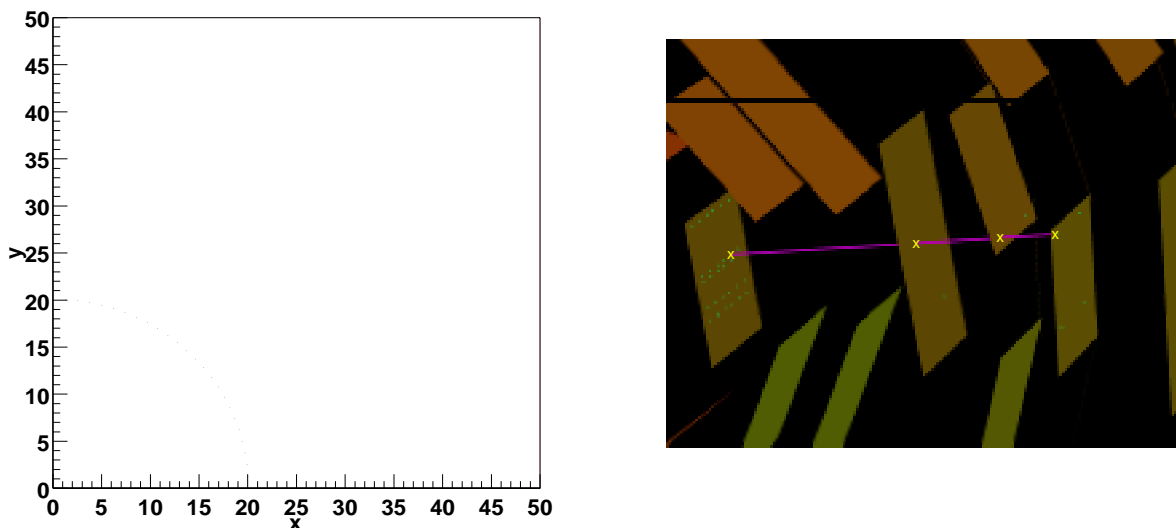


Figure 4 : Premières données de la phase IIa (avril 2001)

La campagne de prise des données pour la physique devrait débuter à l'automne 2001 quand la machine pourra fournir des collisions avec une luminosité proche de sa valeur nominale (phase IIa).

Le nouveau détecteur de traces

Pour la phase IIa, le changement le plus important dans le détecteur DØ a été le remplacement de l'ancien détecteur de traces par un ensemble constitué d'un détecteur à micro-bandes de silicium et d'un détecteur constitué de fibres scintillantes placé dans un champ magnétique de 2 Tesla créé par un aimant solénoïdal supra-conducteur. Le détecteur en silicium a été conçu il y a quelques années, à une époque où la technique ne permettait pas de réaliser des détecteurs résistant aux radiations. La modification la plus importante pour la phase IIb est le remplacement de ce détecteur qui ne devrait pas "survivre" à une quantité de rayonnement correspondant à une luminosité intégrée de 3 à 4 fb⁻¹. Les grandes lignes du nouveau détecteur au silicium ont été définies et son financement fait l'objet d'une demande auprès du DOE et de la NSF américaine⁷.

Le système actuel de déclenchement pour le calorimètre

Comme tout appareillage fonctionnant auprès d'un collisionneur, le détecteur DØ est composé d'un système de détection de traces, entouré d'un calorimètre et suivi d'un système de détection des muons. Nous décrivons plus en détail les éléments reliés à notre projet : l'utilisation du calorimètre dans la sélection des événements en temps réel.

Le calorimètre à uranium et argon liquide comprend une section électromagnétique divisée en quatre couches suivie d'une section hadronique divisée en quatre couches. Le calorimètre est divisé en tours, couvrant des zones "angulaires" fixes : 64 zones azimutales (en ϕ) et 80 zones en pseudo-rapacité (en η). Chacune de ces tours a une étendue de $(\Delta\eta-\Delta\phi) = 0.1 \times 0.1$. Ce calorimètre se caractérise par une bonne résolution, une stabilité remarquable et une très grande résistance aux radiations. Le système de lecture a été complètement reconstruit avec les méthodes les plus modernes pour les nouvelles périodes de prise de données. Le traitement en temps réel des informations en provenance du calorimètre constitue l'élément essentiel du système de sélection en ligne des événements intéressants (déclenchement).

Historique du système de déclenchement

Pour la prise des données de la phase I, le système de déclenchement d'origine comprenait deux niveaux : un niveau 1 en logique câblée suivi d'un niveau 2 de filtrage logiciel à base de processeurs commerciaux.

Cette organisation s'est révélée rapidement insuffisante et un niveau 1.5 a été rajouté au déclenchement du calorimètre. Ce niveau 1.5, basé sur des DSP (digital signal processor) réalisait l'identification des électrons et des jets. Les algorithmes utilisés comprenaient la recherche d'amas et l'isolation.

À l'occasion de l'amélioration pour la phase II, le système de lecture du calorimètre a été complètement revu pour accommoder l'accroissement de la fréquence de croisement. Cela a entraîné la disparition du niveau 1.5 de déclenchement du calorimètre, remplacé par un niveau 2 ayant les mêmes fonctionnalités. Le niveau 2 est devenu niveau 3 après avoir subi une cure de rajeunissement : les processeurs de marque Digital ont été remplacés par des PC Standards.

Le niveau 1 du système de déclenchement

Description

Le système de déclenchement de niveau 1 du calorimètre a été presque entièrement conservé dans son état original de 1990.

Ce niveau 1 est basé sur 1280 tours de $(\Delta\eta-\Delta\phi) = 0.2 \times 0.2$. Le choix d'une granularité différente de celle des données provient de considérations économiques: ce système se compose déjà de plus de dix armoires d'électronique et un facteur quatre de réduction sans grande perte sur la qualité du déclenchement était le bienvenu.

Ce système de déclenchement comprend uniquement :

- Le calcul de l'énergie totale déposée dans le calorimètre
- Le calcul de l'énergie manquante
- Le compte du nombre de tours dépassant un seuil donné

Il s'ensuit que le niveau 1 présente une sélectivité médiocre : en effet, pour les jets on doit choisir entre l'utilisation de tours isolées $(\Delta\eta-\Delta\phi) = 0.2 \times 0.2$ ou l'utilisation des grandes tuiles (large tiles) de $(\Delta\eta-\Delta\phi) = 0.8 \times 1.6$. Dans les deux cas, les zones de déclenchement ne présentent pas de recouvrement et sont donc sujettes à des seuils imprécis lorsque les gerbes de l'électron ou du jet s'étendent sur plusieurs zones. Le

premier choix entraîne une très mauvaise définition du seuil pour les jets alors que le second choix est affecté par une efficacité très dépendante de $|\eta|$.

Limitations et Problèmes

Ce système de déclenchement a été conçu à une époque où le temps entre deux croisements des faisceaux était de 3.4 μ s. Lors du passage à la phase II, ce temps a été ramené à 392 ns. La mise en forme analogique des signaux destinés au système de déclenchement a été modifiée pour réduire au minimum (\sim 180 ns) son temps de montée. Cela est suffisant pour la phase IIa, mais ne peut convenir pour la phase IIb : si une tour reçoit une énergie supérieure à \sim 100 GeV/c² alors le signal est tel que 4% de cette énergie est attribuée au croisement précédent qui s'est produit 136 ns plus tôt. Cela va provoquer un déclenchement sur un événement non intéressant. Cela ne serait pas grave si cela ne provoquait pas également un veto sur le croisement suivant, qui est justement celui que l'on attend.

Le système de déclenchement de niveau 1 du calorimètre a maintenant un âge supérieur à 20 ans. Cela commence à être beaucoup pour de l'électronique qui était à la pointe du progrès à l'époque. La maintenance de ce système devient très difficile car les composants ne sont plus fabriqués depuis longtemps et parce que les stocks s'épuisent. Il est vrai que le taux de panne actuel de ce système est extrêmement bas, mais il est bien connu que vers la fin de la vie d'un système électronique, le taux de panne a tendance à croître rapidement. Si ce phénomène se produisait, cela aurait des conséquences catastrophiques sur le déroulement de la phase IIa.

Conclusion

Les considérations précédentes montrent qu'une amélioration du système de déclenchement de niveau 1 du calorimètre est une priorité de l'expérience DØ.

Le niveau 2 du système de déclenchement

Ce niveau 2 est basé sur des processeurs spécialisés traitant de façon plus sophistiquée les données utilisées par le niveau 1. Les algorithmes du niveau 1.5 ont été transportés dans le logiciel de déclenchement du niveau 2 pour le calorimètre.

L'efficacité de sélection de ce niveau (qui n'a pas encore été mis en oeuvre) est indiquée dans le tableau I.

Les algorithmes utilisés au niveau 2 sont :

- Pour les électrons, l'algorithme vérifie d'abord l'absence de signal hadronique dans les tours touchées. Il mesure également l'isolation de la tour; c'est à dire que les tours périphériques sont en dessous du seuil. L'isolation peut ou non être utilisée dans le menu de déclenchement.
- Pour les jets, l'algorithme part d'une tour touchée, il examine les blocs de 3x3 ou 5x5 tours autour de la tour touchée et utilise le maximum de l'énergie trouvée dans ces blocs pour appliquer le seuil.

Paramètres et objectifs d'un nouveau système de déclenchement pour le calorimètre

Menus actuels de déclenchements

Dans le Tableau I, nous montrons la répartition des différents modes de sélection envisagés pour la phase IIa. On constate que près de 90% des déclenchements du niveau 1 ont pour origine les informations du calorimètre. L'importance du taux de multi-jets est liée aux systèmes de sélection actuels, basé uniquement sur la détection d'une éner-

gie transverse dans des tours élémentaires de calorimètre de dimension $(\Delta\eta-\Delta\phi) = 0.2 \times 0.2$.

Déclenchement	L1 Seuil (Pt,Et) GeV	L1 (Hz)	L2 (Hz)	L3(Hz)
Electron	10	440	100	20
Photon	30	30	10	1
Muon	7	330	160	3
Di électrons	6	400	25	2
Di Muons	1,5	230	100	3
Di-électron-muon	7,5	60	15	1
Jet	45	80	40	1
Multijets (2 et 3)	7 et 5	3300	410	18
Et manquante	40	140	140	1
Total		5010	1000	50

Tableau I : Taux de déclenchement prévu pour la phase IIa

Pour les multi-jets, on a indiqué la somme des déclenchements sur des bi-jets et des tri-jets. Le seuil pour les bi-jets est de 7 GeV, alors que celui des tri-jets est de 5 GeV.

Effet de l'augmentation de la luminosité

Une étude récente⁸ présente une estimation préliminaire de l'évolution du taux de déclenchement du niveau 1 en fonction de l'augmentation de luminosité. Cette augmentation est due non seulement à l'accroissement de la production des événements physiques, mais également au plus grand nombre d'événements de type QCD venant se rajouter aux événements auxquels on s'intéresse.

Le Tableau II montre qu'il faudrait gagner un facteur 3 à 4 pour garder la même capacité de sélection, en particulier pour les multi-jets qui représentent l'une des topologies de signature des événements SUSY/Higgs.

Luminosité (cm ⁻² /s)	Taux L1 grand Pt (Hz)	Taux L1 total (Hz)
1 x 10 ³²	1700	5000
2 x 10 ³²	4300	9500
5 x 10 ³²	6500	20 000

Tableau II : Evolution du taux de déclenchement de niveau 1 en fonction de la luminosité

Voies d'amélioration

L'amélioration évidente consiste à sélectionner directement les objets complets, gerbes électromagnétiques et hadroniques, dès le niveau 1. Pour ce faire, on peut regrouper les tours élémentaires en régions de $(\Delta\eta-\Delta\phi) = 0.4 \times 0.4$ et considérer les régions dans

lesquelles l'énergie déposée présente un maximum local. On peut ensuite appliquer un seuil sur cette énergie à laquelle on a ajouté les dépôts laissés dans les tours contiguës à la région considérée. La Figure 5 montre la sélectivité d'un tel algorithme. L'efficacité de déclenchement pour des jets de 60 GeV y est représentée en fonction du taux de déclenchement inclusif (courbe du haut). À efficacité donnée, un gain d'un facteur quatre à cinq peut être apporté par un tel algorithme comparé à l'algorithme existant dont la sélectivité est représentée sur la courbe du bas. Cette estimation du gain en sélectivité peut être également extraite du Tableau II: on remarque qu'un facteur 4 à 5 pourrait être obtenu si l'on pouvait transposer au niveau 1 les algorithmes de niveau 2.

La justification technique de ce gain vient de l'augmentation de la qualité de la coupe en énergie due à une meilleure estimation de celle-ci par le regroupement des cellules de déclenchement adjacentes ("clustering"). Le transfert au niveau 1 de ces fonctionnalités qui sont à présent l'apanage du niveau 2 permettrait en outre d'introduire à ce niveau de nouveaux algorithmes (sélection topologique...).

Du point de vue conceptuel, la conséquence importante de sélectionner les "objets" physiques dès le niveau 1 est de permettre une approche de sélection plus "inclusive" et donc moins biaisée du point de vue de la signature des phénomènes physiques complexes. Ainsi, les menus de sélection seraient plus simples et surtout moins sensibles aux biais liés à des combinaisons multiples de plusieurs informations primaires.

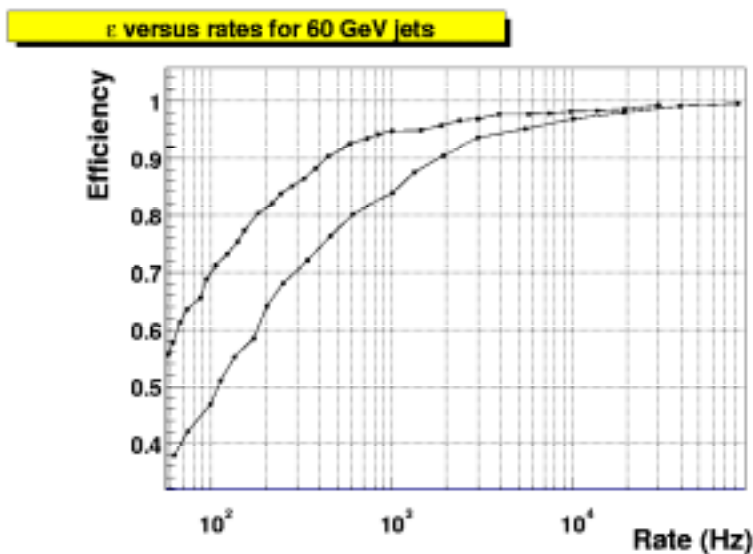


Figure 5 : Efficacité en fonction du taux de déclenchement

La nouvelle architecture proposée

Principes

Description des algorithmes

L'option de base adoptée est de regrouper des tours adjacentes associées en utilisant la technique dite des "fenêtres glissantes" permettant la sélection directe d'un objet physique. Ces algorithmes ont été intensément étudiés et optimisés pour les expériences récentes comme au LHC et représentent aujourd'hui l'état de l'art en matière d'efficacité de rejet. Nous nous intéressons particulièrement à ceux proposés pour le déclenchement de premier niveau d'ATLAS¹, qui utilise également un calorimètre à argon liquide de granularité et segmentation similaires.

Pour les électrons, il sera possible d'accroître la granularité des tours élémentaires d'un facteur deux : $(\Delta\eta-\Delta\phi) = 0.1 \times 0.2$ ou éventuellement quatre : $(\Delta\eta-\Delta\phi) = 0.1 \times 0.1$, de les combiner deux par deux et d'ajouter des critères d'isolation longitudinale et transversale. De même, en modifiant seulement les paramètres de seuil entre la partie électromagnétique et hadronique, on obtiendra un signal hadron/tau. L'optimisation de la granularité nécessaire et des dimensions des zones d'isolation est à l'étude.

Pour les jets, l'algorithme de premier niveau actuel choisit les tours élémentaires de granularité $(\Delta\eta-\Delta\phi) = 0.2 \times 0.2$ avec un dépôt d'énergie dépassant un seuil donné.

Le deuxième niveau considère ensuite l'énergie transverse de la gerbe hadronique en associant aux tours trouvées par le premier niveau plusieurs éléments adjacents de taille 3×3 $(\Delta\eta-\Delta\phi) = 0.6 \times 0.6$ ou 4×4 $(\Delta\eta-\Delta\phi) = 0.8 \times 0.8$.

La Figure 6 compare l'efficacité actuelle avec une possible amélioration du niveau 1 utilisant des éléments $(\Delta\eta-\Delta\phi) = 0.8 \times 0.8$ glissant par pas de $(\Delta\eta/\Delta\phi) = 0.4$ dans chaque direction, pour des jets de 20 GeV d'énergie transverse. L'algorithme proposé serait plus efficace que le niveau 2 actuel.

Contraintes

Tout nouveau système de déclenchement au niveau 1 pour le calorimètre doit respecter les contraintes énumérées ci-dessous.

Respect des interfaces existantes

Comme il s'agit de remplacer un système existant, les interfaces du nouveau système doivent être compatibles avec les interfaces du système en place. Il n'est pas nécessaire que ces interfaces soient identiques, en particulier, les signaux d'entrée du système existant utilisent des signaux différentiels (2 câbles coaxiaux par signal). Il est possible, pour le nouveau système, d'utiliser une transmission unipolaire. Cela libérerait la moitié des câbles qui pourraient alors être utilisés pour d'autres fonctionnalités.

Exécution efficace des algorithmes

Le système de déclenchement au niveau 1 a une latence de 4,2 μs . Le nouveau système de déclenchement au niveau 1 pour le calorimètre doit donc effectuer la totalité du traitement en moins de 2,7 μs compte tenu des temps de transit incompressibles. Cela ne devrait pas poser de grandes difficultés avec les composants électroniques actuels, mais il faut quand même choisir une réalisation performante des algorithmes.

Mise en oeuvre progressive

L'existence de câbles non utilisés permet d'imaginer un scénario d'installation progressive du nouveau système de déclenchement : dans un premier temps, le système actuel peut être modifié pour utiliser la transmission unipolaire. Cela libère la moitié des câbles. Un nouveau système, avec la granularité $(\Delta\eta-\Delta\phi) = 0.2 \times 0.2$, peut alors être installé en parallèle avec le système existant. Une fois ce nouveau système qualifié, l'ancien peut être démonté. On peut alors envisager une amélioration de la granularité, tout en remarquant que le passage à la granularité $(\Delta\eta-\Delta\phi) = 0.1 \times 0.1$ implique la mise en place de nouveaux câbles.

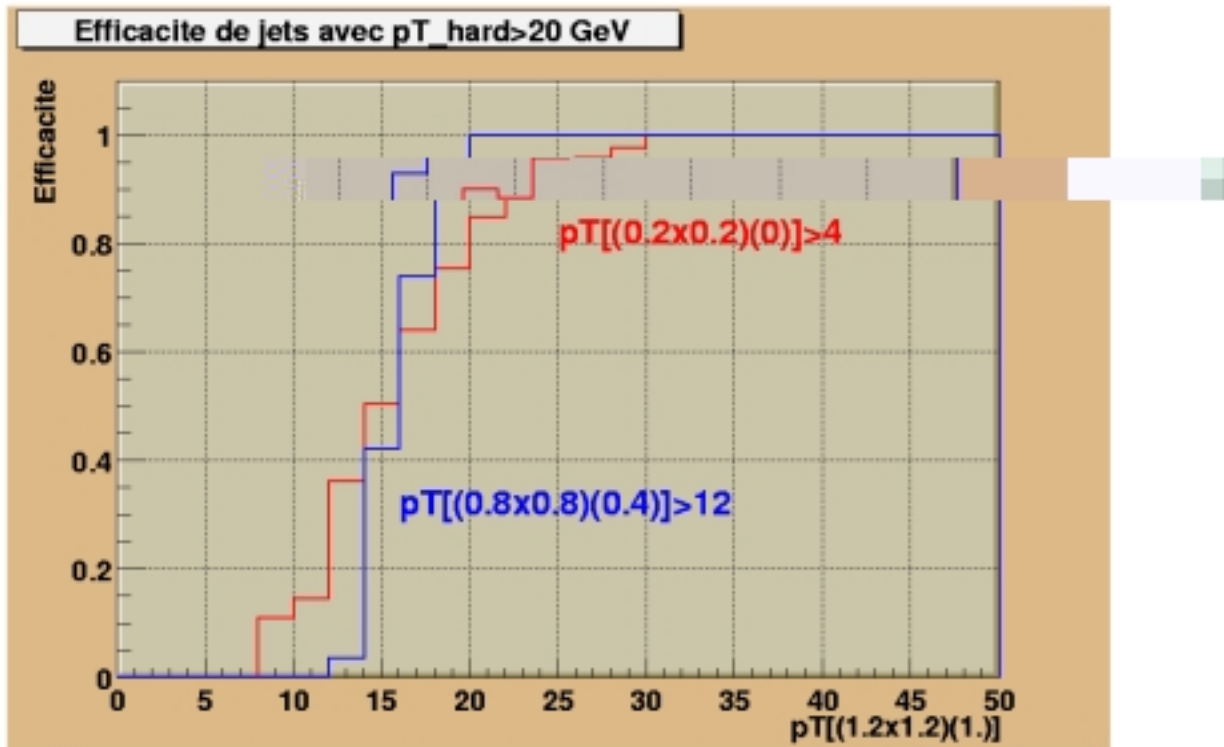


Figure 6: Comparaison des efficacités

Schéma logique

Cette section est un résumé de l'appendice C. Elle conserve la même structure que cet appendice. Nous proposons pour le nouveau système de déclenchement la structure logique de la Figure 7. Cette structure logique est basée sur les choix développés ci-dessous.

Le traitement numérique des signaux

Pour pouvoir déclencher efficacement dans la phase IIb, il est nécessaire de réduire la largeur des signaux analogiques en provenance du calorimètre à moins de 100 ns. Cela est beaucoup plus facile avec un filtre numérique placé derrière le CAN (convertisseur analogue vers numérique). L'étude a montré que cette conversion et ce traitement pouvaient être faits dans 160 cartes, chacune traitant 8 tours de déclenchement.

Un autre avantage lié à la présence du filtre numérique est la possibilité de programmer ce dernier pour extraire l'information "temps" des signaux de calibration. Cela permettrait de régler le calorimètre sans intervention manuelle sur l'électronique.

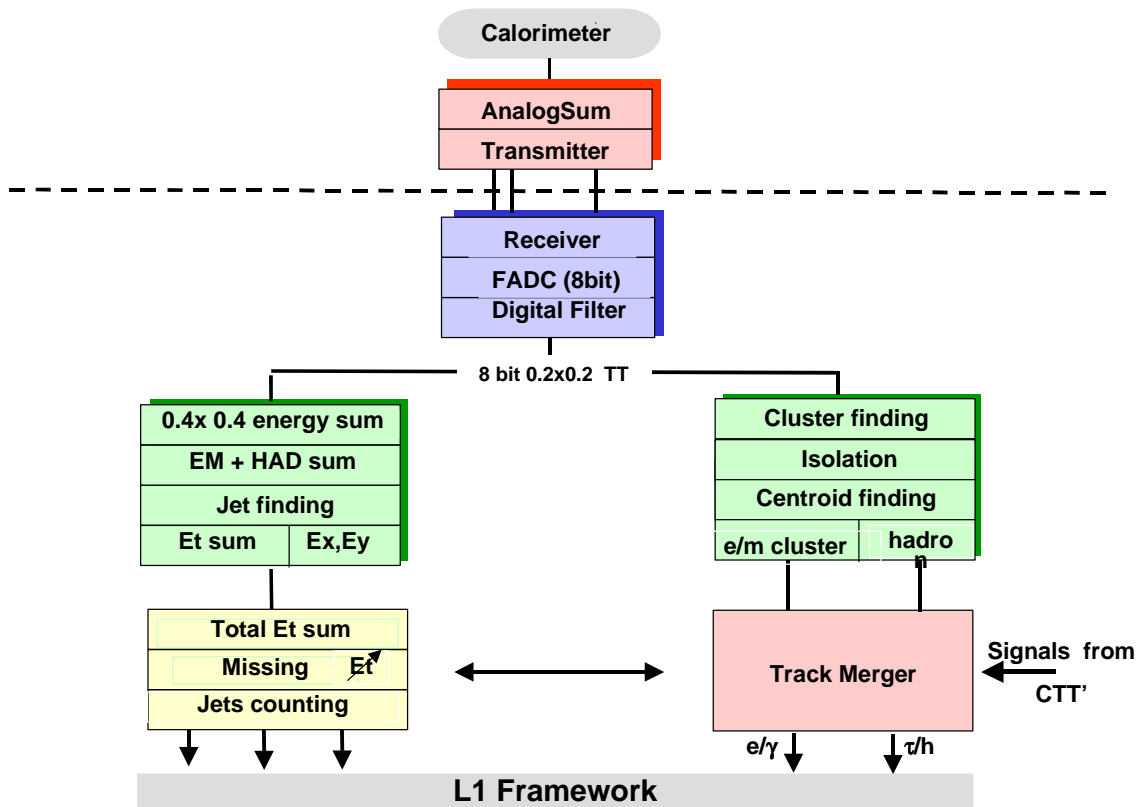


Figure 7 : Schéma logique du système de déclenchement

Le traitement Logique des signaux

Les algorithmes de déclenchement sont réalisés dans des cartes de traitement logique. Chacune de ces cartes est chargée d'une région du calorimètre. Il y a nécessairement des zones de recouvrement entre ces régions car les algorithmes utilisent des données en provenance des tours voisines de la tour étudiée. Nous avons supposé que, pour le traitement d'une tour, il était nécessaire d'accéder aux données d'une région de taille maximum $(\Delta\eta-\Delta\phi) = 1.0 \times 1.0$ centrée sur cette tour. Cela entraîne des zones de recouvrement d'une largeur $\Delta\eta=1.6$ ou $\Delta\phi = 0.8$ entre les cartes de traitement.

Nous avons estimé que la taille des circuits électroniques qui seront disponibles dans un an serait suffisante pour contenir les algorithmes d'une région $(\Delta\eta-\Delta\phi) = 4.0 \times 1.6$. Le choix d'une région élémentaire de la plus grande taille possible a pour conséquence la minimisation des duplications de données entre les cartes. Avec ce choix, le nouveau système de déclenchement se compose seulement de huit cartes de traitement logique (à comparer à plus de 400 cartes dans l'ancien système).

Le système de liaisons

Les liaisons entre les 160 cartes de traitement du signal et les 8 cartes de traitement logique sont prévues au moyen de câbles point à point. Ceci est possible compte tenu du nombre limité de duplication des données, conséquence du choix de très grandes cartes de traitement logique.

Il est possible d'utiliser des câbles standard d'informatique pour ces liaisons.

Logistique

Les phases de réalisation

Nous proposons une réalisation en trois étapes :

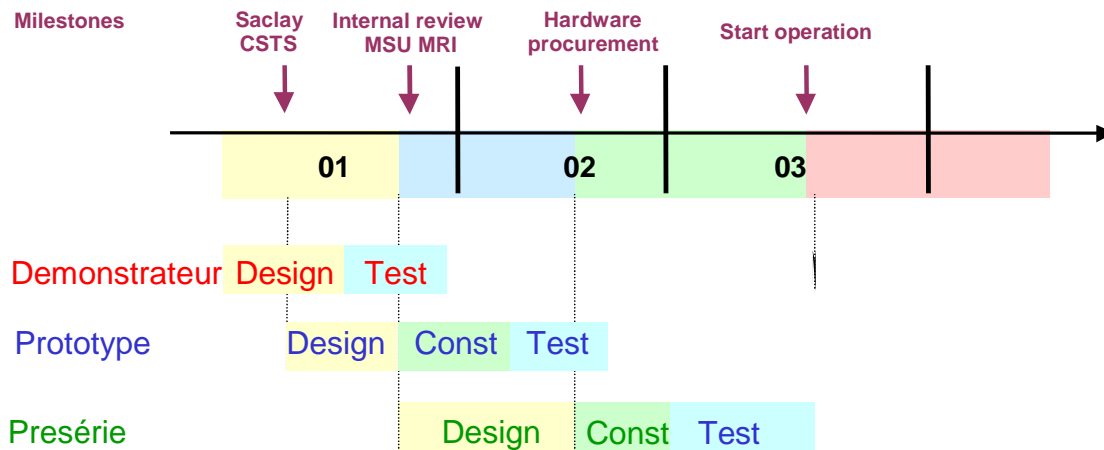


Figure 8: planning

L'étape de vérification technique

Il s'agit de vérifier les hypothèses faites dans la pré-étude et de réaliser l'étude définitive. Cette étape est essentiellement du travail d'ingénieur. Pour cela, Il faut construire et tester des démonstrateurs pour le traitement du signal et pour la transmission entre les cartes. Il faut définir précisément les algorithmes qui seront utilisés.

Cette phase peut démarrer dès aujourd'hui.

L'étape de réalisation de prototype

Un prototype de la carte de traitement du signal devra être installé dès que possible dans le calorimètre de DØ. Ceci est une étape indispensable dans la réalisation de notre projet.

L'étude détaillée de ce prototype pourrait commencer dès l'automne 2001, après avoir obtenu les résultats des tests de laboratoires. Ce prototype ne demande pas beaucoup de moyens (il s'agit d'une seule carte VME).

avant l'été 2002.

Cette étape se divise en deux parties :

- La construction d'une présérie recouvrant un octant du calorimètre, ce qui représente une carte de traitement logique et ses 20 cartes de traitement du signal

- La construction du reste de la série, soit une dizaine de cartes de traitement logique et environ 150 cartes de traitement du signal, puis la construction des cartes d'interface entre ce nouveau système et le système de déclenchement global de DØ.

La construction de la présérie pourrait avoir lieu dès l'automne 2002, ce qui donne une mise en place dans l'expérience au début de 2003. Le lancement de la présérie n'est pas souhaitable avant un test complet de la présérie. La construction en série pourrait être achevée mi 2003.

Pour un certain nombre de raisons techniques et financières, la présérie sera vraisemblablement réalisée aux Etats-Unis et quoiqu'il arrive, la série sera effectuée aux Etats-Unis.

Ressources

Partage des taches

Le système actuel de déclenchement de niveau 1 du calorimètre a été réalisé par un groupe de l'université d'état du Michigan (MSU). Avec leur accord, nous proposons de partager avec eux les tâches de la manière suivante :

- Saclay prendrait en charge l'étape de vérification technique, l'étape de réalisation du prototype et de construction de la présérie ainsi que la construction des cartes d'interface.
- MSU se chargerait de la construction de la série suivie de la mise en oeuvre et de la maintenance du système.

Saclay financerait la réalisation du prototype et des cartes d'interface. Le partage du financement de la série (et donc de la présérie) est à négocier, mais il est acquis que MSU en financera la plus grande partie.

Ressources humaines

Pour un projet de cette complexité (moyenne) et compte tenu des délais relativement courts, il serait souhaitable de disposer à Saclay d'un peu plus d'un équivalent d'ingénieur à plein temps, surtout dans la phase de démarrage du projet.

Le choix de procéder à des essais de prototypes et de réaliser la série aux Etats-Unis entraînera un assez grand nombre de missions techniques.

Conclusions

Le programme du Tevatron demeurera dans les années précédant la pleine exploitation de la puissance du LHC la seule machine auprès de laquelle des découvertes fondamentales pourraient être faites soit par des contradictions entre certaines mesures précises et les prédictions du Modèle Standard, soit par la mise en évidence directe de phénomènes nouveaux. Afin d'exploiter pleinement ce potentiel de découvertes certaines améliorations du dispositif expérimental sont nécessaires. Le groupe DØ Saclay propose une contribution au plan d'amélioration du système de déclenchement de premier niveau de l'expérience. Nous pensons qu'une telle contribution a de nombreux avantages pour notre laboratoire :

- Pour un investissement modeste, notre groupe participerait à rendre le système de sélection extrêmement performant pour la physique de la phase IIb.
- Ce système ferait appel à l'utilisation d'éléments électroniques de très haute technologie permettant ainsi de compléter le savoir-faire des services techniques.

- Elle donnerait au groupe une visibilité accrue dans la collaboration et ainsi lui permettrait de participer encore plus aux décisions majeures.
- Ce projet constituerait un apprentissage inégalable pour la préparation des étapes ultérieures de la physique auprès du LHC.

Du point de vue ressources humaines du SPP, le groupe est composé de suffisamment de physiciens aux compétences complémentaires pour pouvoir mener à bien simultanément la préparation, l'analyse des données de la phase IIa et la maîtrise d'œuvre du projet tel qu'il est décrit dans ce document.

Appendice A

Rappel de la physique accessible pendant la phase IIa (2 à 4 fb⁻¹)

Dans cet appendice, nous rappelons très brièvement les points essentiels du programme de physique poursuivi lors de la phase IIa.

Le programme de physique se décompose en deux catégories plus ou moins corrélées:

- Test précis du Modèle Standard avec, en particulier l'étude de la physique des quarks lourds b et t, des études QCD et des mesures précises dans le domaine électrofaible
- Recherche directe de phénomènes hors Modèle Standard. De plus, toute observation d'une déviation par rapport aux prédictions du Modèle Standard pourrait être l'indice indirect d'une nouvelle physique.

Propriétés du quark top

Production de paires $t\bar{t}$: plus de 1 000 paires avec des b identifiés:

- Mesure de M_{top} à $\sim 3 \text{ GeV}/c^2$
- Mesure de $\sigma_{t\bar{t}}$ à $\sim 25\%$
- Étude détaillée des désintégrations du quark top (rapports d'embranchement, polarisation du W, courants neutres avec changement de saveur,...)

Production électrofaible de quark top seul ("single top")

Avec ~ 400 événements, on pourra déterminer la section efficace de production à $\sim 25\%$ et en déduire $|V_{tb}|$ à 14% près.

Mesures précises dans le domaine électrofaible.

Plus de 3 millions d'événements issus de désintégration $W \rightarrow e\nu$ et $W \rightarrow \mu\nu$ seront disponibles pour les analyses finales qui conduiront à une mesure de la masse du boson W à environ 40 MeV/c² près par expérience.

Cette mesure et la nouvelle mesure de la masse du quark top donneront une indication sur la masse du boson de Higgs du Modèle Standard à $\simeq 40\%$ près.

Asymétrie de charge des désintégrations leptoniques des W et Z

Contraintes sur le rapport d/u des densités des quarks légers u et d, mesure de $\delta(\sin^2(\Theta_w)) \simeq 0.001$.

Couplages à 3 bosons de jauge

La sensibilité sur les couplages anormaux sera améliorée d'un facteur $\simeq 5$ à 15 pour $WW\gamma$ et de $\simeq 10$ à 100 pour $ZZ\gamma$ par rapport à la phase I.

Études QCD

Des études de précision seront faites dans des domaines étendus de l'espace des phases. On peut citer la mesure des fonctions de structure, la physique des jets, la production Drell-Yan, production de W et Z accompagnés de jets, production de quarks

lourds b et t. Il existe également un programme important d'études des phénomènes liés à la diffraction.

Recherche de phénomènes hors Modèle Standard

SUSY

Exploration d'un grand domaine de variation des paramètres du MSSM pour les charginos ($\tilde{\chi}^\pm$), neutralinos ($\tilde{\chi}^0$), squarks (\tilde{q}) et gluinos (\tilde{g}). Les signatures les plus prometteuses seraient le $\tilde{\chi}^\pm$ en trois leptons dans l'état final, le \tilde{g} en énergie transverse manquante + jets. Le domaine de masse accessible s'étend jusqu'à $M_{\tilde{\chi}^\pm} \simeq 220 \text{ GeV}/c^2$ et $M_{\tilde{g}} \simeq 400 \text{ GeV}/c^2$.

Recherche dans le cadre de la violation de la R parité (RPV)

Recherche de production de paires de superparticules dans le cas où elles se désintègrent en violant la R parité. Les états finals typiques sont deux leptons + jets. Ces couplages violant la R parité permettent aussi de produire des sfermions de façon résonante ce qui se traduit par la production simple de jauginos. Ces productions simples donneront une importante sensibilité aux couplages RPV ainsi qu'aux masses de superparticules.

Phénomènes exotiques

Recherche de W'/Z' , particules de technicouleur, bosons de Higgs exotiques chargés dans les désintégrations du quark t, et de dimensions supplémentaires. Limites sur les masses améliorées d'un facteur 1.5 à 2.

Propriétés du quark b

L'abondance d'événements (plusieurs millions) permettra de nombreuses analyses dont des tests de QCD, la recherche de désintégrations rares, l'étude des mésons B_c , la violation CP et la mesure du paramètre de mélange X_s . De plus la contribution du Tevatron à l'étude de la violation de CP dans le système du b sera pertinente, $\sin(2\beta)$ sera mesurée avec une précision de l'ordre de ~ 0.05 .

Appendice B

la recherche du boson de Higgs, bilan et perspectives

Cet appendice est tiré du document⁹.

L'un des enjeux fondamentaux de la physique des particules en ce début de 21ème siècle est d'expliquer l'étalement du spectre des masses des particules fondamentales et donc de "comprendre" l'origine de ces masses. Plus spécifiquement, il nous faut appréhender le mécanisme par lequel les bosons W et Z acquièrent une masse, alors que le photon, qui se couple de façon identique à la matière, a une masse nulle. Dans le Modèle Standard, dont on connaît les succès remarquables, la brisure de symétrie électrofaible est provoquée par les propriétés particulières d'une particule, non encore observée, le boson de Higgs. De plus, dans le Modèle Standard, ce boson de Higgs serait l'agent responsable de la masse de toutes les particules. Par contre le Modèle Standard est "muet" sur la valeur de la masse de ce boson. Trouver celui-ci est donc devenu la plus haute priorité en physique des particules, non seulement parce qu'elle serait la dernière des particules du Modèle Standard à mettre à jour, mais aussi parce que la compréhension de ses caractéristiques tout à fait particulières pourrait donner des informations sur "la nouvelle physique" qui doit forcément exister à plus haute échelle d'énergie¹⁰.

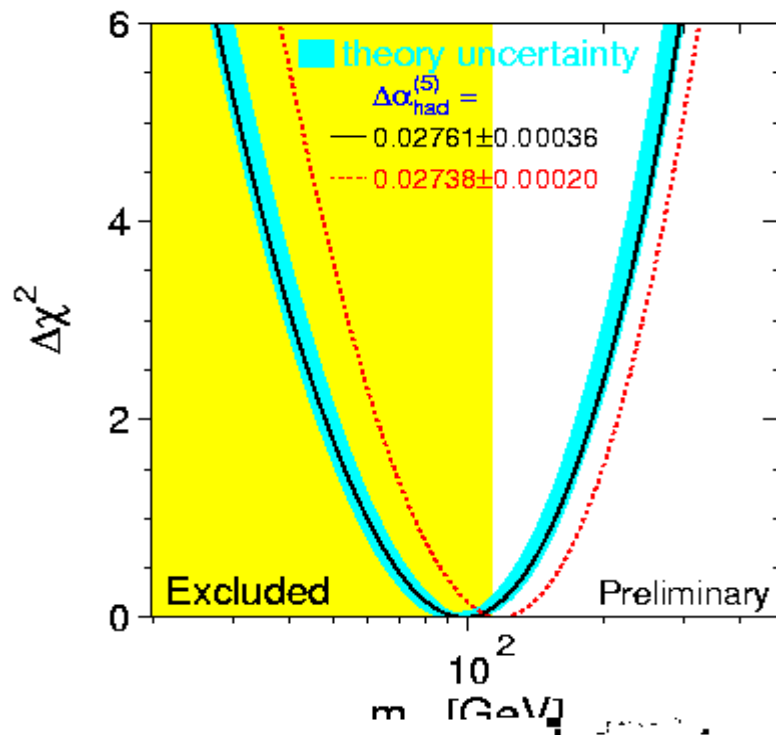


Figure 9 : Limites sur la masse du boson de Higgs¹². La zone ombrée montre la région de masses exclue par les recherches directes au LEP.

Le canal dominant de la production du boson de Higgs est la fusion de gluons $gg \rightarrow H$, suivie de la production d'un boson de Higgs associé à un boson W ou Z, $pp \rightarrow WH$ et $\bar{p}p \rightarrow ZH$. Pour une masse inférieure à ~ 135 GeV/c², le boson de Higgs se désintègre principalement en paires de quarks b ce qui rend sa recherche dans la voie $gg \rightarrow H$ sans espoir du fait du trop important bruit de fond.

Au Tevatron, le canal présentant le rapport signal/bruit le plus favorable est la production associée d'un boson de Higgs et d'un boson W ou Z¹¹. Le signal est alors recherché dans les modes de désintégration leptoniques (électron et muon) du W/Z, accompagnés d'une paire de quarks b issus de la désintégration $H \rightarrow b\bar{b}$. Au LHC, cette signature serait noyée dans le bruit de fond et la meilleure sensibilité au boson de Higgs est apportée pour la désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$ ~ 500 fois plus rare que $H \rightarrow b\bar{b}$. Pour une masse supérieure à ~ 150 GeV/c² et tant que la masse est inférieure au seuil $\tilde{t}\bar{t}$, le mode dominant de désintégration est une paire de bosons W ou une paire de bosons Z.

Les recherches directes effectuées au LEP ont fourni la valeur la plus élevée au-dessous de laquelle le boson de Higgs ne peut pas exister¹². Une limite inférieure sur la masse peut également être déterminée en combinant les mesures électrofaibles des expériences du LEP, du SLC et du Tevatron avec les mesures de la masse du quark top par les expériences CDF et DØ.

La combinaison des résultats expérimentaux a été comparée aux prédictions du Modèle Standard en utilisant une méthode de maximum de vraisemblance dans laquelle on a tenu compte des corrélations entre les mesures. Dans la Figure 9 on montre la limite inférieure obtenue par les recherches directes avec, superposée, la fonction de vraisemblance calculée à partir des mesures électrofaibles. La valeur la plus probable est $M_H = 98 \text{ GeV}/c^2$, soit $M_H < 212 \text{ GeV}/c^2$ à 95% de niveau de confiance. Les recherches directes imposent $M_H > 113.3 \text{ GeV}/c^2$

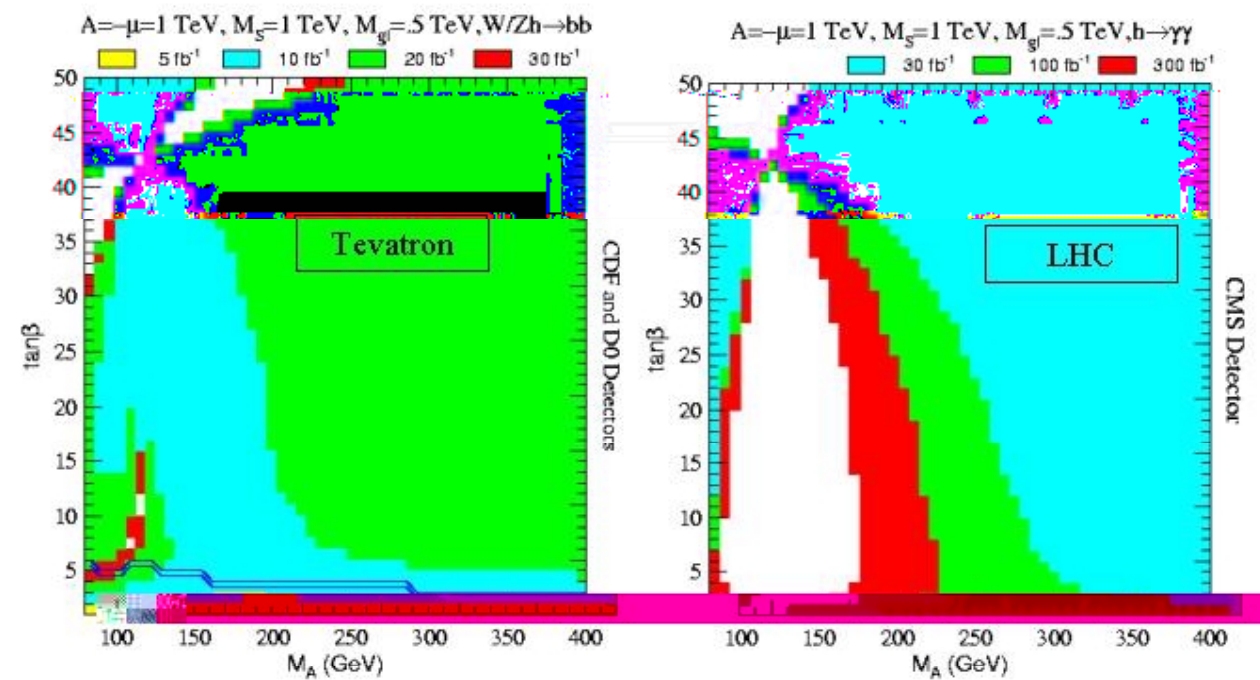


Figure 10 : Comparaison des domaines couverts au Tevatron au LHC pour le boson de Higgs du MSSM

Par ailleurs, certains aspects déplaisants du Modèle Standards peuvent être gommés si l'on fait appel à la supersymétrie. Dans les modèles supersymétriques, un seul doublet de bosons de Higgs n'est pas suffisant pour rendre massifs tous les fermions. Le modèle MSSM fait appel à deux doublets, dont les composantes réelles neutres se mélangent pour former deux bosons de Higgs, états propres de CP. Le plus léger est noté h, et sa masse ne peut excéder ~ 135-140 GeV/c². Les parties imaginaires des champs neutres se combinent pour former un boson de Higgs pseudo-scalaire A.

Sur une grande partie de l'espace des paramètres du MSSM, le h possède des couplages similaires à ceux du boson de Higgs du Modèle Standard. Dans ce domaine, les possibilités de découverte du h ou du boson de Higgs standard au Tevatron et au LHC (au moins dans sa phase initiale) sont similaires. Cependant, pour certaines valeurs des paramètres du MSSM, les couplages pourraient être tels que la probabilité de désintégration $h \rightarrow \gamma\gamma$ soit renforcée (supprimée), par rapport à celles du boson de Higgs Standard¹³. Dans ce cas, rechercher les bosons de Higgs du MSSM aux deux collisionneurs est donc un impératif car c'est la seule garantie d'une couverture (quasi-) complète. Cette complémentarité est illustrée sur la Figure 10, qui indique les luminosités nécessaires au Tevatron et au LHC, pour couvrir différentes régions du plan défini par la masse du boson de Higgs A et $\tan(\beta)$ (le rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux champs complexes de Higgs), les autres paramètres du modèle étant fixés. Les zones blanches correspondent à des jeux de valeurs n'étant pas accessibles par l'un ou l'autre des collisionneurs.

Appendice C

La nouvelle architecture proposée

Découpage du calorimètre

Les algorithmes de déclenchement sont réalisés dans des cartes de traitement logique, chacune étant chargée d'une région du calorimètre. Il y a nécessairement des zones de recouvrement entre ces régions car les algorithmes utilisent des données en provenance des tours voisines de la tour étudiée. Nous avons supposé que chaque tour était au centre d'une région de taille $(\Delta\eta-\Delta\phi) = 1.0 \times 1.0$. Cela entraîne des zones de recouvrement d'une largeur $\Delta\eta = 1.6$ ou $\Delta\phi = 0.8$.

Un découpage possible du calorimètre est représenté sur la Figure 11. Chaque rectangle élémentaire a pour dimension $(\Delta\eta-\Delta\phi) = 0.8 \times 0.4$, correspondant à huit tours et à une seule carte de traitement du signal.

Nous avons estimé que la taille des circuits FPGA qui seront disponibles dans un an serait suffisante pour contenir les algorithmes d'une région $(\Delta\eta-\Delta\phi) = 4.0 \times 1.6$ dans une seule carte de traitement logique. Afin de traiter les tours situées en bordure de ces régions, la carte de traitement logique doit avoir accès à l'information contenue dans les cartes de traitement du signal récoltant le signal des tours contiguës ; la zone concernée est indiquée en traits gras sur la Figure 11.

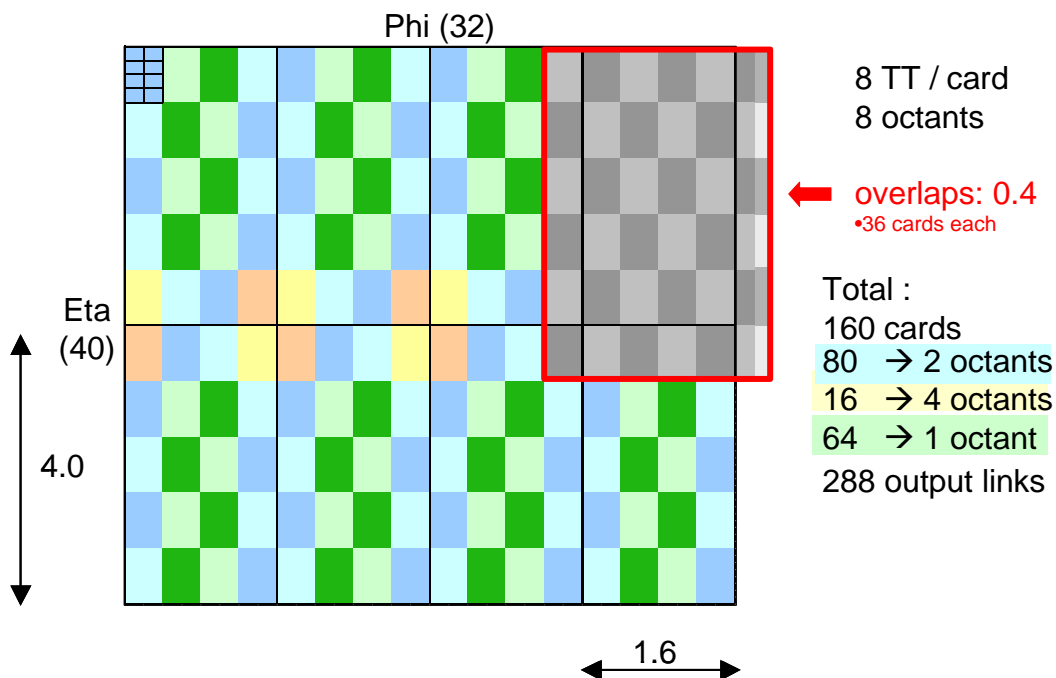


Figure 11 : Découpage du calorimètre

Avec ce choix, le nouveau système de déclenchement se compose seulement de huit cartes de traitement logique. Le choix d'une région élémentaire de la plus grande taille possible ayant eu pour conséquence la minimisation des duplications de données entre

les cartes. Sur les 160 cartes de traitement du signal composant le calorimètre, il y en a 64 dont les signaux ne vont que dans une seule carte de traitement logique. Les données de 80 d'entre elles vont dans deux cartes de traitement logique. Enfin, il y a 16 cartes de traitement du signal dont les données vont dans quatre cartes de traitement logique.

Il est donc naturel de diviser le traitement du signal dans des unités identiques, chacune étant responsable d'une partie de la région de taille $(\Delta\eta-\Delta\phi) = 1.6 \times 0.8$.

Le traitement numérique des signaux

Les cartes de traitement du signal ont pour but la numérisation des signaux analogiques en provenance du calorimètre suivie de la mise en forme des données destinées aux cartes de traitement logique. Elles se composent, pour chaque signal, de trois sections : un étage de réception analogique, la conversion analogique vers numérique (CAN) et un filtre digital pour le traitement du signal réalisé dans un FPGA.

Compte tenu de la taille des connecteurs, tant pour les signaux analogiques d'entrée que pour les câbles informatiques de sortie, on voit qu'il est possible de réaliser une carte de traitement du signal pour 8 tours dans le format VME. Cela donne pour chaque carte une région de taille $(\Delta\eta-\Delta\phi) = 0.8 \times 0.4$. Le système contient ainsi un total de 160 cartes, soit 8 châssis VME ou 2 armoires pour cette fonction.

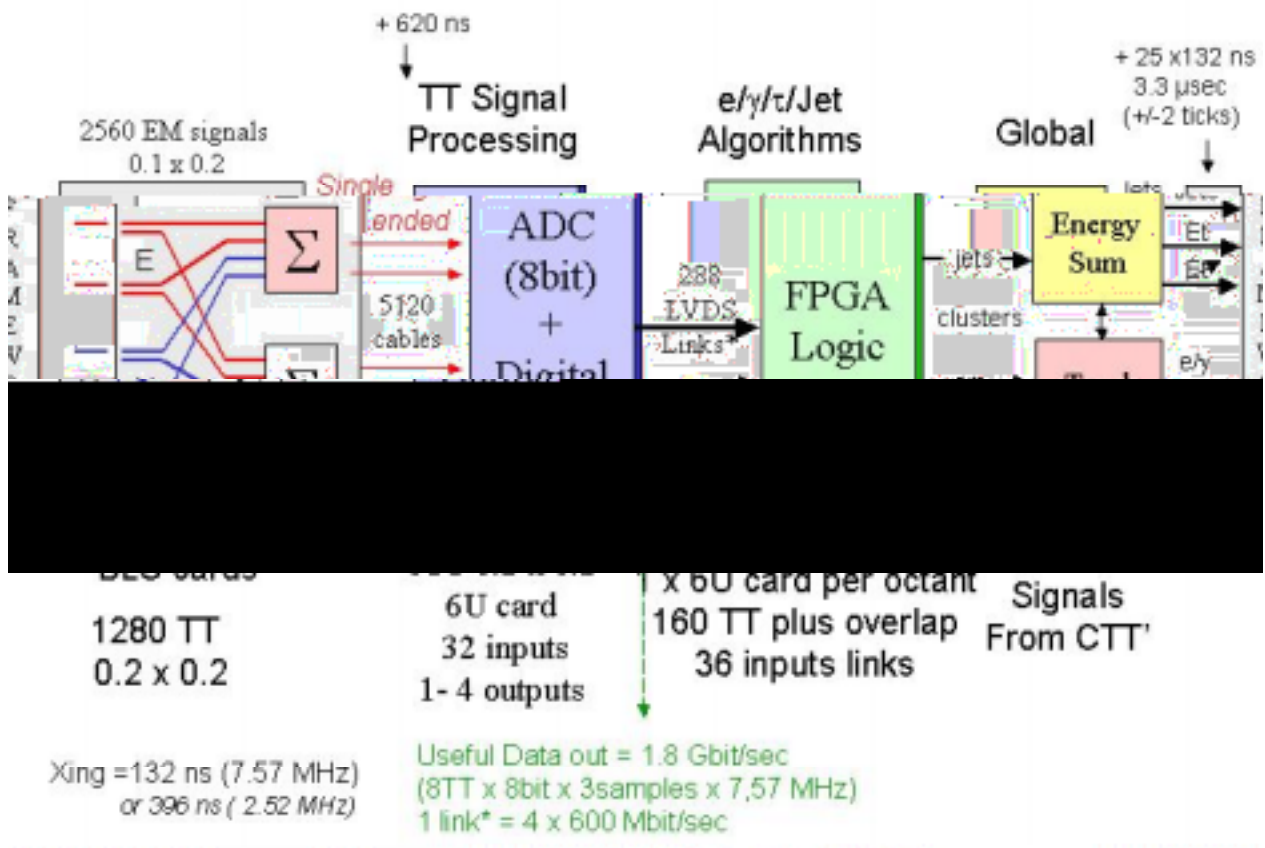


Figure 12 : Schéma physique du système

Une carte traitant 8 tours reçoit 32 signaux analogiques, chaque tour apportant une information électromagnétique et une information hadronique ; dans le système actuel, chaque information est la différence entre deux signaux analogiques complémentaires. Il faut d'abord réaliser l'adaptation des câbles analogiques. La digitisation de ces signaux produit plusieurs informations numériques pour chaque croisement de faisceau. Ces informations sont ensuite filtrées numériquement. Compte tenu du temps de montée des signaux analogiques (~ 180 ns), il n'est pas nécessaire de dépasser la fréquence d'échantillonnage de 15 MHz. La résolution en énergie du calorimètre ne demande pas

des convertisseurs de plus de 8 bits. Le nombre de convertisseurs sur une carte n'est pas encore fixé.

La carte contient ensuite 32 filtres numériques qui peuvent être réalisés dans un seul grand FPGA. Ce FPGA peut produire directement les 4 signaux LVDS (low voltage differential signaling) destinés aux cartes de traitement logique. La programmation de ce FPGA, et en particulier des coefficients du filtre numérique, se fait par le VME.

Le VME permet également la lecture des signaux analogiques numérisés ainsi que celle des données transmises aux cartes de traitement logique.

Le traitement logique des signaux

Dans les paragraphes précédents, nous avons vu que le nouveau système de déclenchement se compose de 8 cartes de traitement logique qui sont responsables de l'exécution des algorithmes de déclenchement.

Les cartes de traitement reçoivent 36 câbles informatiques en entrée. La connexion ne peut pas être réalisée à l'aide de connecteurs standards. Mais le même problème existe pour les grands systèmes informatiques : il suffit de reprendre les solutions utilisées dans les routeurs et les répéteurs d'internet. Avec cette technique, les cartes de traitement qui ne contiennent qu'un seul grand FPGA peuvent être réalisées dans le format VME.

Les cartes d'interface entre les cartes de traitement logique du signal et le "Framework" (le système de déclenchement global de DØ) seront très semblables aux cartes de traitement logique, excepté les entrées (seulement une dizaine de câbles) et les sorties (64 paires ECL).

Le système de liaisons

Les liaisons entre les 160 cartes de traitement du signal et les 8 cartes de traitement logique sont prévues au moyen de câbles point à point pour éviter de faire passer des signaux très rapides sur un fond de panier.

Les signaux d'une carte de traitement du signal sont destinés à 1, 2 ou 4 cartes de traitement logique. En conséquence, chaque carte de traitement du signal produit 1, 2 ou 4 câbles identiques à partir des signaux analogiques en provenance de 8 tours de $(\Delta\eta - \Delta\phi) = 0.2 \times 0.2$.

Cela correspond à un débit utile de 1.2 Gb/s sur le câble de sortie (8TT x 8bit x 2samples x 7,57MHz). Ce type de débit peut être réalisé sur du câble informatique Standard (4 paires catégorie 5) en utilisant les techniques de transmission LVDS très bien connues aujourd'hui. Dans ce type de transmission, il convient d'introduire un système de correction d'erreurs qui consomme environ 15% de la bande passante, mais cela relève des techniques habituelles.

Le type de câble choisi permet de passer 2.5 Gb/s, ce qui laisse une marge d'amélioration substantielle. En particulier, si on devait passer à une granularité plus fine, ce type de câble continuerait à pouvoir être utilisé.

Références

- ¹ ATLAS First Level Trigger Technical Design Report, CERN/LHCC/98-14
- ² P. Derwent, Fermilab Tevatron Collider Run II, <http://www-theory.fnal.gov/people/logan/higgsworkshop/PT/Derwent.pdf>
- ³ The D0 Upgrade: the Detector and its Physics, Fermilab_Pub-96/357-E,(Oct. 1996), <http://www-d0.fnal.gov/hardware/upgrade/upgrade.html>
- ⁴ The CDF II Detector, Technical Design Report, Fermilab-Pub-96/390-E, (Nov. 1996), <http://www-cdf.fnal.gov/upgrades/upgrades.html>
- ⁵ Tevatron RunII workshop, <http://fnth37.fnal.gov/higgs.html>
- ⁶ John S. Conway, Higgs Searches in Run 2 at Tevatron, Fermilab-Conf-99/156-E
- ⁷ M. Adams et al., Development of a Silicon Vertex Detector for the Higgs Search at the Tevatron Collider
- ⁸ These de B. Bhattacharjee
- ⁹ P. Igo_Kemenes , Search for the Higgs bosons : Preliminary combined results using LEP data collected at energies up to 202 GeV , <http://lephiggs.web.cern.ch/LEPHIGGS/papers/CERN-EP-2000-055/index.html>
- ¹⁰ J. Ellis, The 115 GeV Higgs Odyssey, Los Alamos preprint hep-ex/0011086
- ¹¹ M. Carena, J. S. Conway, H. E. Haber and J. D. Hobbs, Report of the Higgs Working Group of the Tevatron Run 2 SUSY/Higgs Workshop, Los Alamos preprint hep-ph/0010338
- ¹² A.Gurtu, Precision Tests of the Electroweak Gauge Theory , <http://ichep2000.hep.sci.osaka-u.ac.jp/scan/0731/pl/gurtu/index.html>
- ¹³ M. Carena et al., preprint ANL-HEP-PR_99-79 et CERN-TH/99-203